

Messung des differentiellen
Wirkungsquerschnitts der
Reaktion $\gamma p \rightarrow p \eta$ für
Photonenergien bis 1.3 GeV mit
dem CB-ELSA Detektor

Dissertation

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

vorgelegt von

Imrich Fabry
aus
Pressburg

Bonn 2003

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

- 1. Referent: Prof. Dr. J. Ernst
- 2. Referent: Prof. Dr. E. Klempt

Tag der Promotion:

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	v
1 Einleitung	1
1.1 Quantenchromodynamik	2
1.2 Hadronenspektroskopie und Quarkmodelle	5
1.3 Höhere Anregungen des Nukleons und Fehlende Resonanzen	7
1.4 Photoproduktion von η -Mesonen	9
1.4.1 Allgemeine Betrachtungen und Vorteile	9
1.4.2 Beschreibung der Eta-Photoproduktion	13
1.4.3 Experimentelle Situation	17
1.4.4 Resonanzen in der Eta-Photoproduktion	20
1.4.5 Möglichkeiten und Ziele in der η -Photoproduktion an CB-ELSA	25
2 Der experimentelle Aufbau des CB-ELSA-Experiments	27
2.1 Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA	27
2.2 Der Gesamtaufbau	28
2.3 Das Tagging-System	29
2.4 Das Flüssigwasserstoff-Target	31
2.5 Der Innendetektor	31
2.6 Das Crystal-Barrel-Kalorimeter	34
2.7 Das Flugzeitspektrometer	37
2.8 Der Gamma-Veto-Detektor	38
2.9 Das Triggersystem und die Datenerfassung	39
2.10 Der TAPS-Detektor	40

3	Analyse der Daten	43
3.1	Rekonstruktion der Photonen im Crystal Barrel Kalorimeter . . .	44
3.1.1	Rekonstruktion der Energie	44
3.1.2	Rekonstruktion des Ortes	48
3.2	Kinematische Anpassung	50
3.3	Rekonstruktion der getaggten Photonenergie	54
3.4	Der Innendetektor	57
3.4.1	Rekonstruktion des Innendetektors	57
3.4.2	Identifikation der Protonen	58
3.4.3	Triggereffizienz	60
3.4.4	Gesamteffizienz	61
3.5	Die Monte Carlo Simulation	66
3.5.1	Allgemeines zu Monte Carlo Simulationen	66
3.5.2	CBGEANT	67
3.6	Datenselektion und Datenreduktion	70
3.6.1	Vorselektion	70
3.6.2	Wahl der kinematischen Anpassung	71
3.6.3	Datenreduktion	73
3.7	Bestimmung des Wirkungsquerschnitts	84
3.8	Kalibration der Strahlenergie	92
3.8.1	Hardware Kalibration	93
3.8.2	Selbstkonsistente Eichung der Photonenergie	95
3.8.3	Absolute Kalibration und Photonenfluss	98
4	Resultate und Diskussion	105
4.1	Vorhersagen des Differentiellen Wirkungsquerschnitts	105
4.1.1	SAID	105
4.1.2	Gekoppelte-Kanal-Analyse	106
4.1.3	Quark-Modell von Li und Saghai	106
4.1.4	ETA-MAID	108

4.2	Resultate und Vergleich mit früheren Messungen und Modellen . .	109
4.2.1	Vergleich mit früheren Messungen	109
4.2.2	Vergleich mit Modellen	114
4.2.3	Isobaren-Fit	115
5	Zusammenfassung	119
	Abbildungsverzeichnis	121
	Tabellenverzeichnis	125
	Literaturverzeichnis	126
	Danksagung	131
A	Lebenslauf	133

Kapitel 1

Einleitung

Eines der wesentlichen Grundbedürfnisse und Antriebe des Menschen war es schon immer gewesen, die Welt, in der er lebt und die täglichen Wunder, die um ihn herum geschehen, zu verstehen und diese zu erklären. Bei der Suche nach Erklärungen für die mannigfaltigen Erscheinungsformen in der Natur kam bereits im antiken Griechenland bei den Naturphilosophen die Idee auf, dass diese vielfältigen und komplexen Phänomene auf ein einheitliches Prinzip zurückzuführen seien. Eines dieser Erklärungsprinzipien ist die von DEMOKRIT um 400 v. Chr. formulierte Idee, dass alle Stoffe aus wenigen kleinsten, unteilbaren Bausteinen – „Atomen“ – zusammengesetzt sind. Dieses atomistische Grundprinzip ist – wenn auch in einer etwas komplizierteren Form – bis heute in modernen wissenschaftlichen Theorien wiederzufinden.

Bis zum heutigen Tage ist es zwar noch nicht möglich, eine vereinheitlichte Theorie zu formulieren, die sämtliche Phänomene und Beobachtungen der Natur beschreibt. Aber es ist gelungen den Aufbau der Materie auf einige wenige „elementare“ Bausteine, die Quarks und Leptonen, sowie ihre Wechselwirkung untereinander auf 4 verschiedene Grundkräfte zurückzuführen. Das Quarkmodell wurde 1961 von Gell-Man und Ne’eman aufgestellt, welches es ermöglichte, alle bis dahin gefundenen Teilchen als Kombinationen von 2 oder 3 Quarks zu beschreiben. Die 4 grundlegenden Wechselwirkungen sind nach heutigem Verständnis die Gravitation, die elektromagnetische Kraft, die schwache und die starke Wechselwirkung. Der alltäglichen Erfahrungswelt zugänglich sind hierbei aufgrund ihrer unendlichen Reichweiten lediglich zwei dieser Kräfte; die Gravitation – die Wechselwirkung zwischen Massen – sowie (im Zeitalter der Computer und Mobiltelefone um so mehr) die elektromagnetische Kraft, die Kraft zwischen ruhenden und bewegten Ladungen. Hierbei nimmt die Gravitation eine Sonderrolle ein; sie spielt auf einer makroskopischen Skala – wie der Bewegung der Galaxien und Planeten – die entscheidende Rolle, ist aber aufgrund ihrer relativen Schwäche – sie ist die schwächste der 4 Kräfte – im subatomaren Bereich von untergeordneter Bedeutung. Ihr Einfluss ist dort bisher weder messbar, noch ist sie bisher auf quantenmechanischer Basis verstanden. Ihre theoretische Beschreibung erfolgt

im Rahmen der Allgemeinen Relativitätstheorie.

Die starke Wechselwirkung ist die Kraft, die einerseits für den Zusammenhalt der Kernbausteine in Nukleonen, andererseits auch als Restwechselwirkung für den Zusammenhalt der Atomkerne verantwortlich ist. Die schwache Wechselwirkung hat wie die starke Wechselwirkung eine nur sehr geringe Reichweite ($r_{\text{schwach}} \approx 10^{-18}$, $r_{\text{stark}} \approx 10^{-15}$ m) und tritt nur in Prozessen in Erscheinung, an denen die starke und die elektromagnetische Kraft nicht wesentlich beteiligt sind. Sie ist beispielsweise für den β -Zerfall verantwortlich.

Für die starke, schwache und elektromagnetische Wechselwirkung gibt es allgemein akzeptierte Theorien, die untereinander konsistent sind. Glashow, Weinberg und Salam gelang es in den 1960er Jahren, die Theorien der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung zur Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung zu vereinigen. Jede dieser Wechselwirkungen wird durch eine eigene Eichtheorie beschrieben, die zusammengefaßt das sogenannte *Standardmodell* bilden. Das Standardmodell postuliert neben den 4 genannten Kräften den Aufbau der Materie aus punktförmigen, elementaren Konstituenten: Quarks, Leptonen und den die Kräfte vermittelnden Austauscheteilchen, den Eichbosonen. Bei diesen Grundbausteinen der Materie gibt es zu jedem Teilchen ein entsprechendes Antiteilchen, welches bis auf eine entgegengesetzte Ladung die gleichen Eigenschaften besitzt. Die ladungslosen Neutrinos unterscheiden sich durch ihre entgegengesetzte Helizität von ihren Antiteilchen. Die unendliche Reichweite der elektromagnetischen Wechselwirkung folgt aus der Masselosigkeit des Photons, wohingegen die geringe Reichweite der schwachen Wechselwirkung eine Konsequenz der hohen Massen der (W^+ , W^- und Z^0) -Eichbosonen sind. Die Kurzreichweitigkeit der starken Kraft erfolgt aufgrund der Selbstwechselwirkung der Gluonen – diese unterliegen der gleichen Wechselwirkung, die sie auch zwischen den Quarks vermitteln.

Quarks und Leptonen sind sogenannte Fermionen, d.h. Teilchen mit halbzahligen Spin, sie gliedern sich in 3 Generationen. Die Quarks tragen drittelzahlige Ladungen und kommen in 6 Sorten (Flavours) vor. Die Flavour-Quantenzahlen werden in starken und elektromagnetischen Prozessen erhalten, d.h. dass stets Quark-Antiquark-Paare erzeugt oder vernichtet werden müssen. In der schwachen Wechselwirkung hingegen ist eine Änderung um eine Einheit möglich. Analog hierzu gibt es 6 Leptonen, wobei ein Elektron, Myon, Tauon und je ein entsprechendes Neutrino drei Familien bilden. Mit der Familie ist die Leptonenzahl (L_e , L_μ , L_τ) verbunden, die in allen Arten von Prozessen erhalten ist. Die Leptonen nehmen – im Gegensatz zu Quarks – nicht an der starken Wechselwirkung teil.

1.1 Quantenchromodynamik

Im Rahmen des Standardmodells wird die starke Wechselwirkung durch eine Eichtheorie, die Quantenchromodynamik (QCD), beschrieben. Die QCD basiert auf

Generation	Teilchen	Ladung	Farbladung	Teilchen	Ladung	Farbladung
1.	up	2/3e	rot, grün, blau	ν_e	0	farblos
	down	-1/3e	rot, grün, blau	e	-e	farblos
2.	charm	2/3e	rot, grün, blau	ν_μ	0	farblos
	strange	-1/3e	rot, grün, blau	μ	-e	farblos
3.	top	2/3e	rot, grün, blau	ν_τ	0	farblos
	bottom	-1/3e	rot, grün, blau	τ	-e	farblos

Wechselwirkung	Kopplung	Eichboson	Ladung
stark	Farbe	8 Gluonen	Farbladung
elektromagnetisch	el. Ladung	Photon	-
schwach	schwache Ladung	W^+, W^-, Z^0	schw. Isospin, el. Ladung

Tab. 1.1: Grundbausteine der Materie und fundamentale Wechselwirkungen

den gleichen mathematischen Prinzipien wie die Quantenelektrodynamik, die bereits in den 1940er Jahren von R.P. Feynman entwickelte, äußerst gut bestätigte Theorie der elektromagnetischen Wechselwirkung. Der Name Eichtheorie leitet sich ab von lokaler Eichinvarianz, d.h. bei einer Orts- und zeitabhängigen Transformation der Wellenfunktion

$$|\Psi\rangle \rightarrow e^{-\alpha(x,t)} \cdot |\Psi\rangle \quad (1.1)$$

darf sich die freie Lagrange-Funktion eines Teilchens nicht ändern. Dies führt zur Einführung eines Spin-1 Vektorfeldes, welches an die Ladung koppelt und als Träger der Wechselwirkung angesehen werden kann. Die Forderung nach Eichinvarianz hängt eng mit der Zahl der Ladungszustände zusammen.

Kernstück der QCD ist die Existenz von 3 Ladungen (Rot, Grün, Blau), die ein Quark besitzen kann. Die Tatsache, dass Quarks nicht als freie Teilchen, sondern nur in gebundener Form erscheinen (*Confinement*), wird durch das Postulat beschrieben, daß ausschließlich farbneutrale Teilchen beobachtbar sind. Zwar sind nur Farbsingulets beobachtbar, wie Baryonen (qqq)¹ und Mesonen (q \bar{q}) als einfachste Zustände, jedoch sind auch Kombinationen mit mehr als 3 Quarks wie Pentaquarks (qqqq \bar{q}), Di-Baryonen (qqqqqq), 4-Quark-Zustände (qq $\bar{q}\bar{q}$), sowie Hybride (q \bar{q} g) und Gluebälle (gg) theoretisch nicht ausgeschlossen.

Da im Gegensatz zur QED nicht eine, sondern 3 Ladungen existieren, führt die Forderung nach Eichinvarianz zur Einführung von 8 Eichfeldern, den Gluonen. Die zugrundeliegende Symmetrie ist die $SU(3)_{color}$, die durch 8 3x3-Matrizen erzeugt wird, d.h. die Wechselwirkung der Quarks ist farbungabhängig. Da die QCD eine nicht-Abelsche Theorie ist, führt dies zu einer Selbstwechselwirkung der Gluonen, d.h. diese tragen selbst Farbladung (Farbe-Antifarbe). Dies führt dazu,

¹q entspricht einem Quark, \bar{q} einem Antiquark und g einem Gluon

dass im Gegensatz zur QED lediglich in Spezialfällen eine störungstheoretische Berechnung möglich ist. Die Stärke der Wechselwirkung zwischen zwei Hadronen ergibt sich in 1. Ordnung Störungsrechnung zu

$$\alpha_s(q^2) = \frac{12 \cdot \pi}{33 - 2 \cdot n_f \cdot \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}} \quad (1.2)$$

wobei

n_f : Zahl der beteiligten Quarktypen (Flavours)

Q^2 : Impulsübertrag der wechselwirkenden Teilchen.

Λ : QCD-Skalenparameter

Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung ist abhängig vom Impulsübertrag (“running coupling constant”) und somit vom Abstand. Für große Werte von Q^2 , was entsprechend dem Heisenbergschem Unschärfeprinzip kleinen Abständen ($d \ll 1$ fm) entspricht, wird die Wechselwirkung der Quarks untereinander klein und verschwindet allmählich (*asymptotische Freiheit*). Die Quarks verhalten sich hier wie freie Teilchen. Aufgrund $\alpha_s \ll 1$ ($Q^2 \gg \Lambda^2$) ist eine störungstheoretische Beschreibung möglich, daher spricht man vom *Perturbativem Bereich der QCD*.

Bei kleinen Q^2 , entsprechend großen Abständen von etwa 1 fm, findet man aufgrund der Gluonen-Selbstwechselwirkung eine sich verstärkende sehr große Kopplung, die mit dem Abstand anwächst, so dass die Quarks sich nicht beliebig voneinander entfernen können (*Confinement*). In diesem Bereich überwiegt der Austausch sehr vieler Gluonen, was eine quantitative Beschreibung äußerst erschwert. Dies ist aber gerade der Bereich, bei dem gebundene hadronische Systeme auftreten. Es findet ein Phasenübergang statt, der zum Einschluß der Quarks in Hadronen führt, ähnlich dem Übergang von einem Gas, in dem sich Atome frei bewegen zu einer Flüssigkeit, in der sie wie in einem Tropfen gefangen sind. In diesem *Nichtperturbativem Bereich der QCD* (auch “strong QCD”) ist heute weder eine exakte noch eine störungstheoretische Lösung der QCD-Lagrangegleichungen möglich.

Insgesamt beobachtet man also genau den gegenteiligen Effekt wie in der QED. Im Falle der QED steigt die Kopplungskonstante mit wachsendem Impulsübertrag sehr langsam an aufgrund der Vakuumpolarisation. Die Ladung wird abgeschirmt von e^+e^- -Paaren, die von virtuellen Photonen produziert werden, und nur bei hohen Energien, entsprechend hohen räumlichen Auflösungen, ist die “nackte” Ladung sichtbar.

Aufgrunddessen wurden für diesen Bereich verschiedene “QCD-inspirierte” Modelle entwickelt, die die Beschreibung des Hadronenspektrums zum Ziel haben.

1.2 Hadronenspektroskopie und Quarkmodelle

In den 1950er Jahren wurden in π N–Streuexperimenten Maxima in Streuquerschnitten beobachtet, die als angeregte Zustände des Nukleons, als Resonanzen, identifiziert wurden. Neben dem anomalen magnetischen Moment des Nukleons und später den Ergebnissen der tiefinelastischen Streuung war dies ein erster Hinweis auf eine Substruktur des Nukleons. Dieses resonante Verhalten ist auch aus anderen Teilgebieten der Physik wie der Mechanik oder der Atomphysik, z.B. Anregung eines höheren Atomniveaus durch Einstrahlung von Lichtquanten, bekannt. Analog zur Atomphysik ist die Untersuchung des Nukleon-Anregungsspektrums von zentraler Bedeutung für das Verständnis seiner inneren Struktur und der ihr zugrundeliegenden Wechselwirkungen. Im Rahmen der QCD stellte sich heraus, dass diese Resonanzen in einem Energiebereich liegen, in dem perturbative Methoden nicht angewendet werden können.

Zur Beschreibung des nichtperturbativen Bereichs der QCD wurden noch vor der Entwicklung der QCD Konstituentenquarkmodelle entwickelt, die das *gemessene* Spektrum der Hadronen im Allgemeinen sehr erfolgreich beschreiben. Im Konstituentenquarkmodell bestehen die Quarks ihrerseits aus den “nackten” Valenzquarks, die von einer Wolke aus virtuellen Gluonen und Quark-Antiquark-Paaren umgeben sind. Im Gegensatz zu den Valenzquarks (“current quarks”), deren Massen im Bereich von nur wenigen MeV liegen, vereinigen die Konstituentenquarks jeweils etwa $1/3$ der Nukleonenmasse auf sich ($m_u \approx m_d \approx 300\text{MeV}/c^2$, $m_s \approx 450\text{MeV}/c^2$). Die komplizierten nichtperturbativen Aspekte der Wechselwirkung werden den effektiven Massen der Quarks zugeschlagen. Bereits der einfachste Ansatz den Quarks Massen zuzuordnen, führt zu einer qualitativ richtigen Beschreibung der Grundzustandsmesonen – und der Baryonenspektren.

Nach diesem Modell sind Mesonen ($s=0,1$) aus einem Quark-Antiquarkpaar und Baryonen ($s=1/2$) aus 3 Quarks aufgebaut. Da die leichten Quarks – im Gegensatz zu den schweren – ähnliche Konstituentenmassen besitzen, weisen sie bzgl. der starken Wechselwirkung auch ähnliche Eigenschaften auf. Für die Hadronen aus leichten Quarks ist eine Anordnung in Multipletts und Supermultipletts aufgrund der zugrundeliegenden $SU(3)_{Flavour}$ -Symmetrie möglich (s. Abb. 1.1). Diese Symmetrie erweitert sich bei Hinzunahme der schweren Quarks zur $SU(6)$. Zu einem Supermultiplett gehören hierbei Teilchen mit einheitlichen Spin, die sich in den Quantenzahlen Strangeness und der 3. Komponente des Isospins I_3 unterscheiden. Hierbei findet man innerhalb eines Isospin-Multipletts näherungsweise eine Massenentartung. Für Mesonen mit antiparallelen Quarkspins ($s=0$) erhält man das Nonett der pseudoskalaren Mesonen (π, η, K, η'), für diejenigen mit parallelen Spins ($s=1$) das der Vektormesonen (ρ, ω, K^*, Φ). Entsprechend gliedern sich die Baryonen in das $J = \frac{1}{2}^+$ -Oktett, sowie das $J = \frac{3}{2}^+$ -Dekuplett. Zwischen zwei Supermultipletts stellt man erhebliche Massenunterschiede fest, obwohl die-

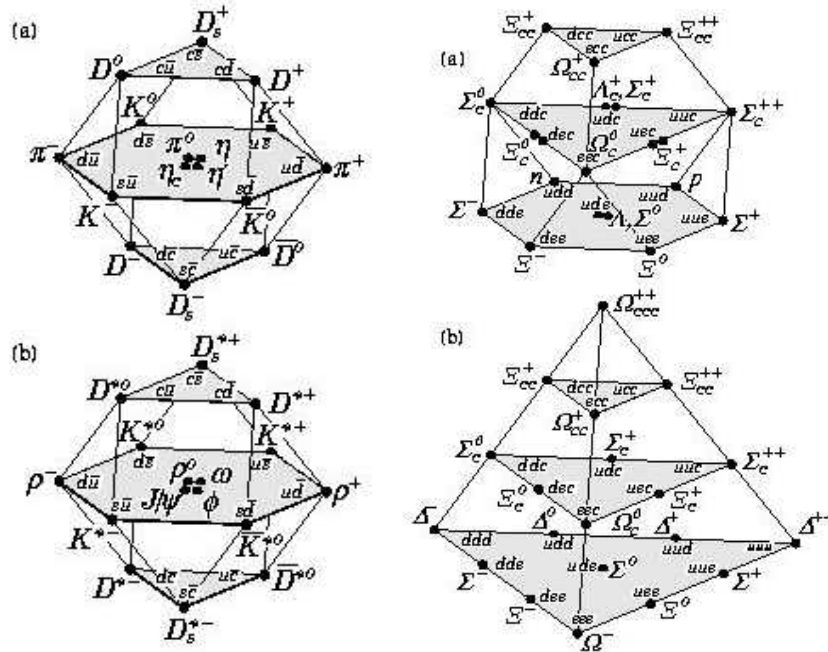


Abb. 1.1: Mesonen- und Baryonenmultipletts [PDG02].

se Zustände nach diesem Modell massenentartet sein sollten. So beträgt die Massendifferenz zwischen π - und ρ -Mesonen etwa $600 \text{ MeV}/c^2$. Bei den schweren Mesonen aus c - und b -Quarks ist die entsprechende Aufspaltung wesentlich geringer (ca. $100 \text{ MeV}/c^2$). Bei den Baryonen findet man eine analoge Aufspaltung zwischen den Dekuplett- und den Oktettzuständen von ca. $(1232-938) \text{ MeV}/c^2 = 294 \text{ MeV}/c^2$. Diese Massenaufspaltung kann beschrieben werden durch die Einführung einer Spin-Spin-Wechselwirkung zwischen den Quarks. Die Wechselwirkung wird um so größer je kleiner die beteiligten Quarkmassen sind. Für schwere Quarks verschwindet sie nahezu völlig. Die Einführung dieses Terms ermöglicht eine Reproduktion des gemessenen Mesonen- und Baryonenspektrums für Zustände mit Bahndrehimpuls $l=0$, wenn man für Mesonen und Baryonen leicht unterschiedliche Konstituentenmassen annimmt. Dieser Unterschied ist einzusehen, da die Konstituentenmassen nur effektive Werte darstellen, die abhängig von der Dynamik der Wechselwirkung der Quarks untereinander generiert werden und daher in Quark-Antiquark-Systemen nicht notwendigerweise mit denen in 3-Quarksystemen übereinstimmen müssen.

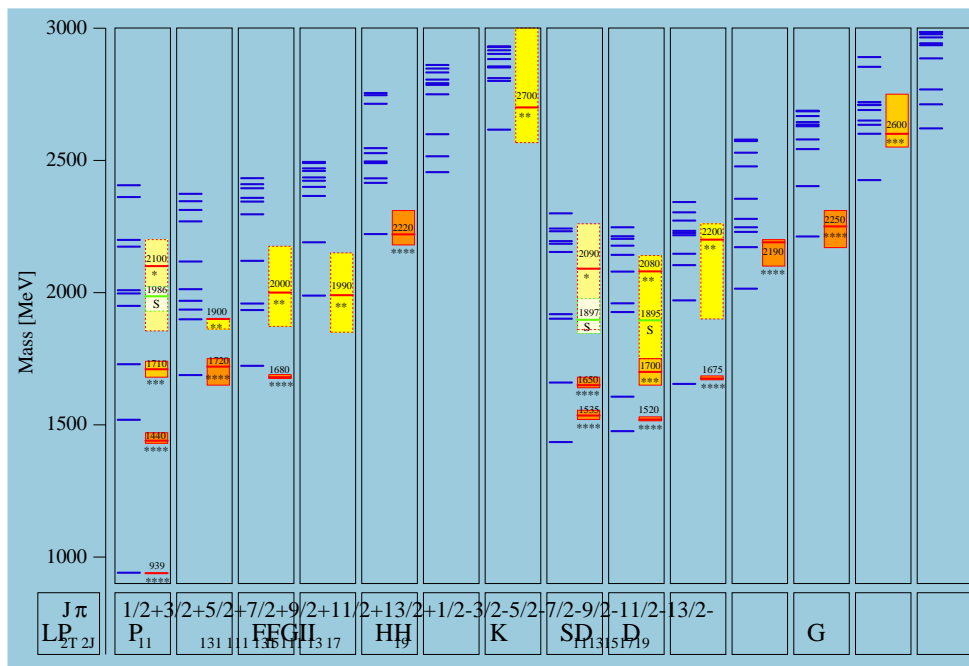


Abb. 1.2: Spektrum der gemessenen und im Modell von [LMP01] berechneten N^* Resonanzen mit Spin J und Parität π . Jeweils links: Berechnete Massen, rechts: Experimentelle Werte [PDG02].

1.3 Höhere Anregungen des Nukleons und Fehlende Resonanzen

Das Nukleonenspektrum umfasst neben den bereits erwähnten Grundzuständen zu Spin $1/2$ und $3/2$ auch höher angeregte Zustände, die entstehen, wenn weitere Freiheitsgrade wie Bahndrehimpuls oder radiale Anregungen hinzukommen. Die Beschreibung dieser höher liegenden Resonanzen ist äußerst schwierig und eine sehr große Zahl QCD-inspirierter Modelle sind entwickelt worden (Potentialmodelle, das Bag-Modell, das Flux Tube Modell, Modelle basierend auf Instanton-Wechselwirkungen, Gitter-QCD-Modelle, usw.).

Das bekannte nichtrelativistische Konstituentenquarkmodell von Isgur und Karl basiert auf einem linearen Confinement-Potential für größere Abstände, wohingegen für kurze Abstände eine vom 1-Gluon-Austausch motivierte spinabhängige Restwechselwirkung dominiert. Im Allgemeinen enthalten die Konstituentenquarkmodelle einen linearen oder quadratischen Confinement-Anteil und unterscheiden sich durch die Modellierung der Restwechselwirkung. Diese Effekte brechen die ursprüngliche $SU(6)$ Symmetrie, die beobachteten physikalischen Zustände sind Mischungen von Basiszuständen. Eine erweiterte relativistische Version dieses Modells ist das Modell von Capstick et al. [Cap86].

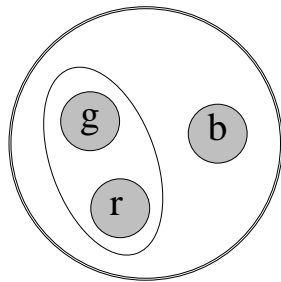


Abb. 1.3: Vorstellung eines Baryons im Quark-Diquark-Modell (r, g, b stehen für die verschiedenen Farbladungen).

Abb. 1.2 zeigt das Spektrum der beobachteten N^* -Resonanzen zusammen mit theoretischen Vorhersagen im Rahmen eines relativistisch kovarianten Konstituentenquarkmodells basierend auf der Bethe-Salpeter-Gleichung mit instantoninduzierter Restwechselwirkung [LMP01].

Die Nomenklatur ist hierbei wie folgt:

Allgemein werden die Baryonenresonanzen hierbei durch folgende aus der πN -Streuung stammende Nomenklatur klassifiziert: $L_{2I2J}(W)$. Die Buchstaben S, P, D, usw. stehen hierbei wie in der Atomspektroskopie für den relativen Bahndrehimpuls $L=0,1,2, \dots$ zwischen Nukleon und Pion (bzw. einem anderen pseudoskalaren Meson). Die Bezeichnung der Resonanz enthält darüber hinaus Information über den (doppelten) Isospin I , den Gesamtdrehimpuls J , wobei W für die Gesamtmasse in MeV/c^2 steht. Demzufolge hat ein aus der $D_{13}(1520)$ stammendes π^0 -Meson einen relativen Bahndrehimpuls $L=2$, die Resonanz besitzt einen Isospin $I=1/2$ und Spin $J=3/2$. Der Nukleon Grundzustand ist eine $P_{11}(938)$. Resonanzen mit ungeradem L (P, F, ...) haben positive, jene mit geradem L (S, D, ...) negative Parität $P=(-1)(-1)^L$.

Grundsätzlich beschreiben die Modelle, insbesondere die relativistischen Quarkmodelle, das beobachtete Baryonenspektrum recht gut. Trotzdem bleiben noch eine Reihe von Fragestellungen offen, z.B. die genaue Identifizierung einiger Zustände hinsichtlich ihrer Masse und Breite; vor allem sind es jedoch die dynamischen Eigenschaften des Baryonenspektrums, die Fragen aufwerfen wie die der Kopplung bestimmter Resonanzen an bestimmte Zerfallskanäle. Ein wesentliches Problem aber ist, dass alle entwickelten Modelle zu wenige Mesonenresonanzen, und wesentlich mehr Baryonenresonanzen voraussagen als beobachtet worden sind. Letztere Problematik unter ist unter dem Namen *Fehlende Resonanzen* bekannt. Verschiedene Lösungsansätze sind formuliert worden um das Fehlen dieser Zustände zu erklären. Eine von Lichtenberg [Lic69] vorgeschlagene Erklärung nimmt die Ausbildung einer Quark-Diquark-Struktur im Baryon an (s. Abb.1.3). Diese Reduktion eines inneren Freiheitsgrades des Dreikörpersystems würde zu einer gleichzeitigen Reduktion der Anzahl der möglichen Anregungszustände im Bereich niedriger Massen des Nukleons führen.

Auf diese Struktur scheinen auch die *Regge*-Trajektorien von Baryonen hinzuweisen, deren Steigungen die gleichen sind wie jene der Mesonen [Kle02], was auf eine mesonische Struktur innerhalb von Baryonen schließen läßt.

Eine andere mögliche Erklärung beruht auf der schwachen Kopplung der Resonanzen an den πN -Kanal. Der größte Teil der heute bekannten Resonanzen stammt aus der Analyse von πN -Streuexperimenten. Eine fehlende oder zu schwache Kopplung dieser unbeobachteten Zustände an den πN -Kanal würde erklären, warum sie bisher nicht beobachtet werden konnten. In der Tat gibt es neuere Rechnungen innerhalb des relativistischen Konstituentenquarkmodells [LMP01], nach dem die Fehlenden Resonanzen gerade solch eine schwache Kopplung an den πN -Kanal aufweisen, wodurch sie dynamisch unterdrückt sind [Mig03].

Die Beobachtung oder Nicht-Beobachtung dieser Fehlenden Resonanzen würde einen starken Test der existierenden Modelle darstellen und wäre von entscheidender Bedeutung für das Verständnis des Nukleons. Allgemein gesprochen handelt es sich hierbei um die Identifikation der bis heute unbekannt effektiven Freiheitsgrade des Nukleons.

Eine mögliche Lösung bietet sich durch die Untersuchung alternativer Eingangskanäle wie die photoinduzierte Anregung des Nukleons, sowie durch alternative Endzustände wie $N\eta$, $N\eta'$, $N\pi\pi$, $N\rho$, etc. an. Die vorliegende Arbeit ist vor allem der Photoproduktion von η -Mesonen gewidmet, auf deren Eigenschaften und Vorteile im folgenden Abschnitt näher eingegangen werden soll.

1.4 Photoproduktion von η -Mesonen

1.4.1 Allgemeine Betrachtungen und Vorteile

Prinzipiell kann man zwei verschiedene Wege beschreiten, um die Struktur des Nukleons und seine effektiven Freiheitsgrade zu verstehen. Einerseits ist dies die Suche nach bzw. das Auffinden der vorhergesagten Fehlenden Resonanzen, andererseits – vielleicht etwas weniger spektakulär – erlaubt die genaue Untersuchung von Parametern bereits bekannter Resonanzen Präzisionstests der verschiedenen Modelle.

Bei beiden Aspekten hat die Untersuchung von Nukleonenresonanzen mittels πN -Streuung erhebliche Nachteile. Dieser Reaktionstyp besitzt zwar aufgrund der starken Wechselwirkung den Vorteil eines hohen Produktionsquerschnitts, liefert dafür aber keine Informationen über die elektromagnetischen Eigenschaften der beteiligten Resonanzen. Zudem bleiben – wie bereits erwähnt – bei einer fehlenden πN -Kopplung ein großer Teil der zu erwartenden Resonanzen unsichtbar. Abhilfe verspricht hier die elektromagnetische Anregung des Nukleons mittels reeller (Photoproduktion) oder virtueller (Elektroproduktion) Photonen im Eingangskanal, da die Photonen an alle diese Resonanzen koppeln sollten [Kon80]. Ein Nukleon, welches in einen resonanten Zustand angeregt worden ist, zerfällt

entweder in einen weiteren, tiefer liegenden Zwischenzustand, oder zurück in den Grundzustand. Beim Zerfall der Resonanzen dominiert der hadronische Zerfall über Produktion von (pseudoskalaren) Mesonen. Die dominanten Beiträge kommen hierbei aus der Einfach- und Doppel-Pionproduktion, sowie aus der Eta-Produktion, wobei Einfach- und Doppelpionproduktion dominieren.

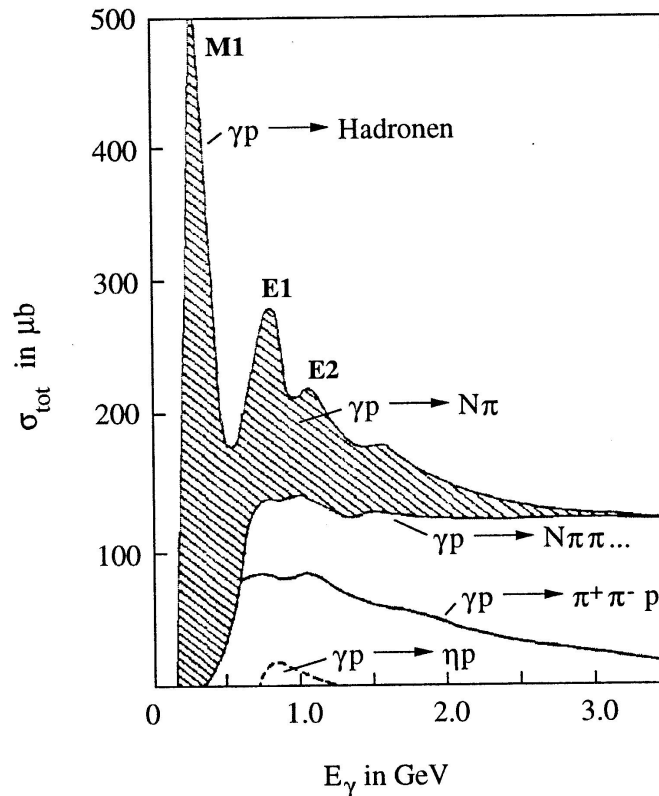


Abb. 1.4: Totaler Produktionsquerschnitt der Photoproduktion [Tia93].

Abb. 1.4 zeigt den totalen Photoabsorptionsquerschnitt für das Proton. Hier zeigen sich deutlich, wie in der πN -Streuung, die resonanten Strukturen als klare Peaks im Wirkungsquerschnitt. Bis zu Photonenergien von 3 GeV dominiert die Produktion von Resonanzen, oberhalb dieser Energie werden die Strukturen immer breiter und verschwinden. Der *erste Resonanzbereich* wird noch von der $\Delta(1232)$ allein gebildet und lässt sich hauptsächlich dem magnetischen Dipol M1 zuordnen. Der *zweite Resonanzbereich* umfasst dagegen bereits mehrere Resonanzen, nämlich die $P_{11}(1440)$, $D_{13}(1520)$, $S_{11}(1535)$, $S_{11}(1650)$ und $D_{15}(1675)$ (hauptsächlich E1). Der *dritte Resonanzbereich* ist ebenfalls sichtbar und umfasst noch wesentlich mehr höherliegende Zustände (hauptsächlich Multipol E2). Die Nukleonenresonanzen haben aufgrund ihrer hadronischen Zerfallsmoden große Breiten ($\Gamma \approx 100\text{MeV} - 300\text{ MeV}$), sind zahlreich, liegen dicht beieinander und

überlappen. Die meisten dieser Resonanzen zerfallen mit großen Verzweigungsverhältnissen ($\approx 50\%$) in πN (s. Tabelle 1.2). Dies hat zur Folge, dass die experimentelle Trennung und damit die Untersuchung einzelner Resonanzen sehr erschwert ist, da die komplizierten Partialwellenanalysen der Wirkungsquerschnitte mit erheblichen Unsicherheiten behaftet sind, insbesondere wenn nur eine schwache Kopplung der intermediären Resonanzen an πN vorliegt.

Dieses Problem läßt sich lösen, indem man alternative Zerfallskanäle der Resonanzen betrachtet und hier insbesondere solche, bei denen durch Erhaltungssätze selektiv auf einzelne Resonanzen zugegriffen werden kann. Ein hierfür geeigneter Zerfallskanal ist der Zerfall in $N\eta$, bei höheren Energien auch $N\eta'$. Da das η im Gegensatz zum isovektoriellen Pion (Isospin 1) ein Isoskalar ist (Isospin 0), können aufgrund der Isospinerhaltung in der starken Wechselwirkung lediglich N^* -Resonanzen ($I=1/2$) in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\eta$ angeregt werden. Dies schließt einen sonst durch elektromagnetische Anregung möglichen Beitrag von Δ -Resonanzen ($I=3/2$) effektiv aus. Die Spektroskopie von Eta-Mesonen im Endzustand wirkt somit als „Isospin-Filter“.

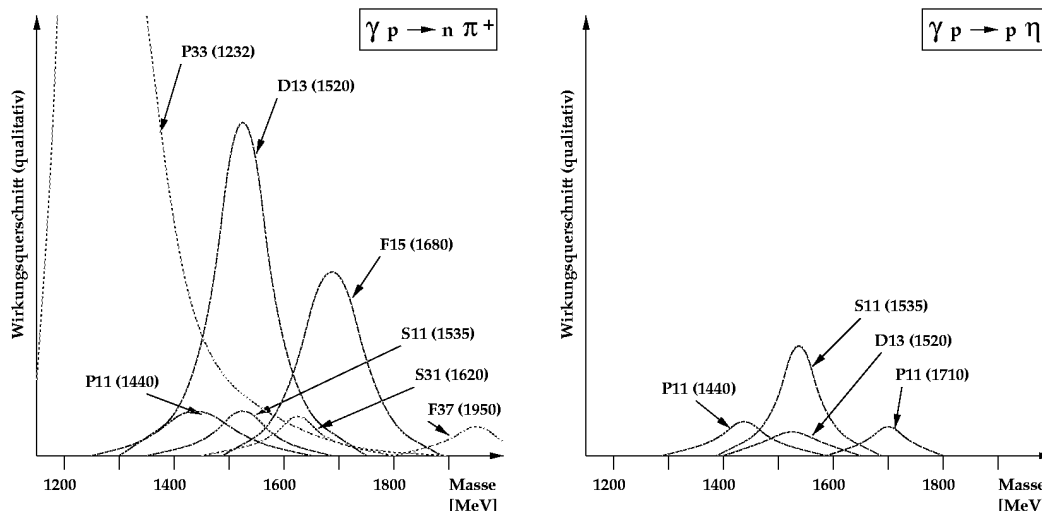


Abb. 1.5: Resonanzbeiträge in der Photoproduktion (qualitativ) [Ant93].

Abbildung 1.5 zeigt, wie dieser „Isospin-Filter“ hilfreich ist, das Nucleonenspektrum zu entwirren. Die $\Delta(1232)$ -Resonanz besitzt ein im Vergleich zu anderen Resonanzen im πN -Kanal sehr großes Signal, welches vollständig im ηN -Kanal fehlt, woraus folgt, dass die anderen, höher liegenden N^* -Resonanzen wesentlich einfacher nachgewiesen werden können.

In der Eta-Photoproduktion werden, wie in Abb 1.5 ersichtlich ist, zudem andere N^* Resonanzen stärker als in der Pion-Photoproduktion bevorzugt, so daß die Reaktion z.B. sehr gut zur Untersuchung der $S_{11}(1535)$ geeignet ist, da diese Resonanz, zumindest bei niedrigen Anregungsenergien, in diesem Kanal dominiert. Diese Resonanz spielt eine große Rolle im Quarkmodell (s. Abschnitt 1.4.4).

$I = \frac{1}{2}$ Resonanzen	Overall Status	Status in πN	Status in ηN	$\Gamma_{\pi N}/\Gamma$	$\Gamma_{\eta N}/\Gamma$
P ₁₁ (939)	****				
P ₁₁ (1440)	****	****	*	60-70	
D ₁₃ (1520)	****	****	*	50-60	(0.0± 1)
S ₁₁ (1535)	****	****	****	35-55	30-55
S ₁₁ (1650)	****	****	*	55-90	3-10
D ₁₅ (1675)	****	****	*	40-50	(0.0± 1)
F ₁₅ (1680)	****	****		60-70	(0.0± 1)
D ₁₃ (1700)	***	***	*	5-15	(0.0± 1)
P ₁₁ (1710)	***	***	**	10-20	(6.0± 1)
P ₁₃ (1720)	****	****	*	10-20	(4.0± 1)
P ₁₃ (1900)	**	**			
F ₁₇ (1990)	**	**	*		
F ₁₅ (2000)	**	**	*		
D ₁₃ (2080)	**	**	*		
S ₁₁ (2090)	*	*			
P ₁₁ (2100)	*	*	*		
G ₁₇ (2190)	****	****	*	10-20	(61.0±60)
D ₁₅ (2200)	**	**	*		
H ₁₉ (2220)	****	****	10-20		
G ₁₉ (2250)	****	****	*		
I ₁₁₁ (2600)	***	***	5-10		
K ₁₁₃ (2700)	**	**			

Tab. 1.2: Status von N*-Resonanzen [PDG02].

1.4.2 Beschreibung der Eta-Photoproduktion

Eine allgemeine Form der Photoproduktionsamplitude kann in Form von elektrischen und magnetischen Multipolen gegeben werden [Kru95]. Für eine detaillierte Beschreibung siehe [Knö95]. Dies ist sinnvoll, da diese Multipole häufig direkt Resonanzen zugeordnet werden können. Die allgemeinste Lorentz- und eichinvariante Amplitude für die Produktion pseudoskalarer Mesonen ist durch die Parametrisierung von Chew, Goldberger, Low und Nambu (CGLN) gegeben. Zunächst gilt allgemein für den differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{q^{cm}}{k^{cm}} |\langle f | F | i \rangle|^2 \quad (1.3)$$

mit

q^{cm} = Schwerpunktsimpuls des Mesons, k^{cm} = Schwerpunktsimpuls des Photons.

Für den Operator F kann man schreiben

$$F = \sum_{i=1}^4 F_i O_i \quad (1.4)$$

Die O_i sind verschiedene Kombinationen von Photon- und Mesonimpuls, Photon-Polarisation und Nukleon-Spin-Matrizen. Die F_i sind komplexe Funktionen abhängig von (E_γ, θ_η) und werden CGLN Amplituden genannt. Für den unpolarisierten (hinsichtlich Target und Strahl) differentiellen Wirkungsquerschnitt gilt in Abhängigkeit von den CGLN Amplituden ($x = \cos(\theta_\eta)$):

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = & \frac{q^{cm}}{k^{cm}} \{ [|F_1|^2 + |F_2|^2 - 2x \operatorname{Re}(F_1^* F_2)] + \frac{1}{2}(1-x^2)[|F_3|^2 + |F_4|^2 \\ & + 2\operatorname{Re}(F_1^* F_4) + 2\operatorname{Re}(F_2^* F_3) + 2x \operatorname{Re}(F_1^* F_2)] \} \end{aligned} \quad (1.5)$$

Die Partialwellenentwicklung der CGLN Amplituden nach den elektrischen und magnetischen Multipolen ($E_{l\pm}, M_{l\pm}$) ist gegeben durch : (P_l : Legendre-Polynome)

$$\begin{aligned}
F_1 &= \sum_{l=0}^{\infty} [lM_{l+} + E_{l+}]P'_{l+1}(x) + [(l+1)M_{l-} + E_{l-}]P'_{l-1}(x) \\
F_2 &= \sum_{l=0}^{\infty} [(l+1)M_{l+} + M_{l-}]P'_l(x) \\
F_3 &= \sum_{l=0}^{\infty} [E_{l+} - M_{l+}]P''_{l+1}(x) + [E_{l-} - M_{l-}]P''_{l-1}(x) \\
F_4 &= \sum_{l=0}^{\infty} [M_{l+} - M_{l-} - E_{l+} - E_{l-}]P''_{l-1}(x)
\end{aligned} \tag{1.6}$$

$$(1.7)$$

Die Multipole sind wie die F_i komplexe Funktionen abhängig von 2 kinematischen Variablen, z.B. von (E_γ, θ_η) .

$E_{l\pm}$ bzw. $M_{l\pm}$ steht hierbei für eine Photoproduktionsamplitude, die durch die elektrische bzw. magnetische Komponente des Photons induziert wird, l bezeichnet den Bahndrehimpuls des Mesons und $+$ oder $-$ steht für die Projektion des Nukleonenspins $1/2$ auf den Bahndrehimpuls. Jeder Resonanz können maximal 2 Multipole zugeordnet werden. Die Quantenzahlen der Resonanzen ergeben sich direkt aus Drehimpuls- und Paritätserhaltung $|L_\gamma \pm \frac{1}{2}| = J_{N^*} = |l_\eta \pm \frac{1}{2}|$ und $P_\gamma \cdot (P_N) = (-1)^{l_\eta+1} \cdot (P_N)$. Wobei $P_\gamma = (-1)^{L_\gamma}$ für EL_γ -Pole und $P_\gamma = (-1)^{L_\gamma+1}$ für ML_γ -Pole gilt.

Für den Fall, daß nur die niedrigsten Multipole $l=0,1$ beitragen, ergibt sich aus obigen Gleichungen die bekannte Form des differentiellen Wirkungsquerschnittes:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{q^{cm}}{k^{cm}} [A + B \cos(\theta_\eta^{cm}) + C \cos^2(\theta_\eta^{cm})] \tag{1.8}$$

mit

$$\begin{aligned}
A &= \frac{1}{2}|2M_{1+} + M_{1-}|^2 + \frac{1}{2}|3E_{1+} - M_{1+} + M_{1-}|^2 + |E_{0+}|^2 \\
B &= 2\text{Re}(E_{0+}(3E_{1+} + M_{1+} - M_{1-})^*) \\
C &= |3E_{1+} + M_{1+} - M_{1-}|^2 - \frac{1}{2}|2M_{1+} + M_{1-}|^2 - \frac{1}{2}|3E_{1+} - M_{1+} + M_{1-}|^2
\end{aligned} \tag{1.9}$$

So führt die Präsenz sowohl einer reinen S_{11} (nur E_{0+}) oder P_{11} (nur M_{1-}) zu einer isotropen Winkelverteilung, bei Anwesenheit beider führt dies zu einem Interferenzterm $\sim \cos(\theta)$. Durch die Messung der Winkelverteilung der Mesonen können also Resonanzen identifiziert werden. Allerdings ist dies nicht eindeutig möglich, da z.B. eine $\frac{3}{2}^-$ Resonanz (E1) die gleiche Winkelverteilung aufweist wie

eine $\frac{3}{2}^+$ (M1).

Eine vollständige Multipolanalyse erfordert daher die Bestimmung von 4 komplexen Amplituden (F_1, \dots, F_4) bei jedem Winkel und jeder Energie. Ein vollständiges Experiment würde die Messung von 7 unabhängigen Observablen erfordern (die Gesamtphase wird nicht benötigt), was wiederum verschiedene Kombinationen von Strahl-, Target- und Rückstoßkernpolarisation erfordert. Die experimentelle Datenbasis ist insbesondere was die Polarisationsmessungen angeht noch nicht ausreichend vorhanden, vor allem bei Photonenergien oberhalb von 1.1 GeV. Dies und vor allem die Tatsache, dass auch nicht-resonante ("Untergrund") – Beiträge vorhanden sind, erfordert Modellannahmen zur Extraktion von Resonanz-Beiträgen. Aufgrund der Möglichkeit der isovektoriellen oder isoskalaren Kopplung der Photonen ist eine Messung auch am Neutron, bzw. in Ermangelung freier Neutronentargets am Deuteron nötig.

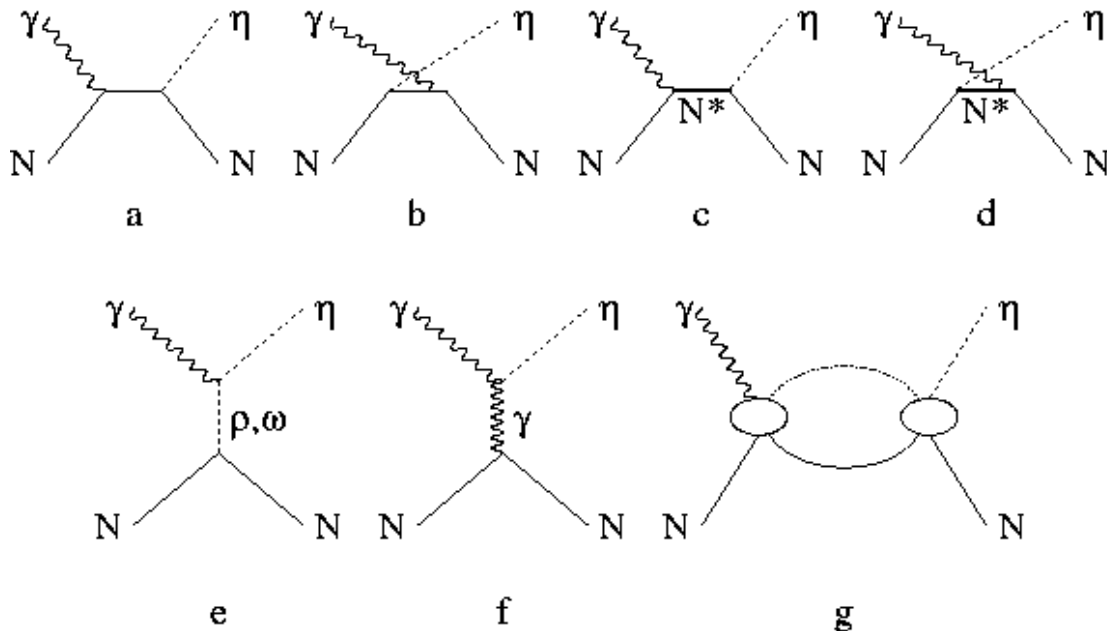


Abb. 1.6: Mögliche Produktionsmechanismen [Ant93].

Abb 1.6 zeigt mögliche Reaktionsmechanismen in der Eta-Photoproduktion. Hier zeigt sich ein weiterer Vorteil der Eta-Photoproduktion gegenüber Pionphotoproduktion oder der Produktion geladener Mesonen. Neben der Produktion über intermediäre Resonanzen im s- und u-Kanal (c,d) kann die Produktion von Eta-Mesonen über off-shell Nucleonen im Zwischenzustand (Born-Terme a,b), Austausch von Vektormesonen (e) bzw. eines Photons im t-Kanal (f) (Primakoff-Effekt), sowie über Eingangs- und Endzustandswechselwirkung (g) verlaufen. Im Gegensatz zur Pionproduktion, für die die Born-Terme aufgrund der großen πN -Kopplungskonstante stets einen großen Untergrundbeitrag liefern, ist die ηNN -Kopplung vergleichsweise schwach, so dass Born-Terme nur einen geringen Untergrund liefern. Der Vorteil gegenüber der Produktion von geladenen Mesonen

wird offensichtlich: Das Photon kann nicht direkt an neutrale Mesonen koppeln, was dazu führt, daß weder ein Beitrag von geladenen Vektormesonen im t-Kanal, noch von Kroll–Rudermann–Kontakttermen, bei denen das Photon, das Nukleon und das Meson an einen gemeinsamen Vertex koppeln, auftreten kann. Der Primakoff-Effekt spielt lediglich bei Photonenergien oberhalb von 3 GeV eine Rolle, so daß im Wesentlichen nur t-Kanal Vektormesonen als Untergrundprozesse in Frage kommen.

Insgesamt spielen bei der Produktion neutraler Mesonen Untergrundprozesse eine deutlich geringere Rolle als bei geladenen Mesonen, was die Untersuchung von Resonanzen vereinfacht.

Somit ist die Reaktion $\gamma p \rightarrow \eta p$ ausserordentlich gut geeignet zur Untersuchung von Nukleonresonanzen. Trotz dieser großen Vorteile gibt es relativ wenige veröffentlichte Daten zur Eta-Photoproduktion oberhalb 1 GeV. Die meisten haben sehr große Unsicherheiten und/oder decken nur einen sehr kleinen Winkelbereich ab. Aufgrunddessen ist über die Kopplung höherliegender Resonanzen an Eta-Mesonen nur sehr wenig bekannt.

Aufgrund all der genannten Eigenschaften besitzt die Reaktion $\gamma p \rightarrow \eta p$ ein großes Potential zum Studium des Baryonenspektrums und zur Suche nach möglichen Fehlenden Resonanzen, und kann somit einen großen Beitrag zum Verständnis des Nukleons leisten.

Die Interpretation der Daten besteht in der Reproduktion der Observablen auf der Basis möglicher Reaktionsmechanismen. Im Wesentlichen kann man 3 Ansätze zur Beschreibung (Modelltypen) unterscheiden:

Isobaren-Modell:

Der älteste Ansatz zur Analyse der Beiträge einzelner Resonanzen wurde im Rahmen des Isobaren-Modells von Hicks et al. [Hic73] vorgestellt. In diesem Modell werden die Resonanz – Multipole in Form von Breit–Wigner–Verteilungen parametrisiert. Der Wirkungsquerschnitt ergibt sich hier als Summe der Resonanz-Beiträge und einem phänomenologischen Untergrund, der alle übrigen Reaktionsmechanismen repräsentiert. Durch einen Fit an die Wirkungsquerschnitts-Daten werden die Parameter der Resonanzen bestimmt, teilweise auch aus dem PDG übernommen. Problematisch ist die sehr große Zahl der zu fittenden Parameter (bis zu 5 pro Resonanz) und die Präsenz von lediglich s-Kanal Resonanzen. In moderneren Versionen des Modells werden daher die Untergrund- Beiträge mittels effektiver Lagrangedichten berechnet (s.u.)

„Effective-Lagrangian“-Modell

In diesem Modell (z.B. [Ben95], [Knö95]) werden die in Abb. (1.6) gezeigten Feynman Diagramme (bis auf die Rückstreuung) explizit mittels Lagrange-Funktionen für die ηNN , γNN , $V NN$, $V \eta \gamma$, γNN^* Vertizes berechnet ($V =$ Vektormesonen). Das Konzept beruht auf der Annahme, dass bei hohen Energien Quarks und

Gluonen, bei niedrigen Energien jedoch Nukleonen und Mesonen die relevanten Freiheitsgrade sind. Effektive Lagrangedichten stellen hierbei eine Niederenergienäherung der QCD dar, die die Symmetrie der zugrundeliegenden Theorie erhält. Die Ausgedehtheit der Hadronen wird beim VNN-Vertex durch Formfaktoren berücksichtigt. Durch einen Fit an die experimentellen Daten werden die Stärken der einzelnen Mechanismen bestimmt. Innerhalb dieses Modells ist die Zahl der freien Parameter auf unter 10 reduziert.

Gekoppelte Kanal Rechnungen

Ein weiterer Ansatz zur Beschreibung der Eta-Photoproduktion sind die gekoppelte Kanal-Rechnungen (coupled channel) (z.B. [Ben90] [Wal01]). Die Gekoppelte Kanal-Rechnungen setzen die Eta-Photoproduktion in Beziehung zu anderen Photon- und Pioninduzierten Reaktionen, so dass die verfügbare Datenbasis deutlich größer ist. Die Kopplungen ηNN^* und γNN^* sowie N^* -Propagatoren erhält man durch Phasenanalysen der Reaktionen $\pi N \rightarrow \pi N$, $\pi N \rightarrow \pi\pi N$, $\pi N \rightarrow \eta N$ und $\gamma N \rightarrow \pi N$. Mit dieser Kenntnis kann der Eta-Photoproduktionswirkungsquerschnitt vorhergesagt (statt gefittet) werden, ohne dass Modellparameter direkt an die experimentellen Daten der Reaktion angepaßt werden müssen. Auch hier wurden Erweiterungen des Modells hinsichtlich von Beiträgen wie Bornsterme und Vektormesonaustauschterme eingeführt.

1.4.3 Experimentelle Situation

Die ersten Messungen von differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitten zur Eta-Photoproduktion wurden bereits Mitte der 1960-er Jahre an verschiedenen Beschleunigern der ganzen Welt durchgeführt. Diese Messungen hatten den Nachteil einer sehr niedrigen Anregungsenergie, die lediglich den Eta-Schwellenbereich (≈ 707 MeV) umfasste, oder nur sehr eingeschränkte Winkelbereiche abdeckte. Diese Messungen waren mit sehr großen Unsicherheiten behaftet.

Mit dem Aufkommen einer neuen Generation von Elektronenbeschleunigern wie ELSA (Bonn), MAMI (Mainz), JLab (Newport News) und ESRF (Grenoble) sowie zugehörigen modernen (4π)-Detektorsystemen wurde der Weg freigemacht für Photoproduktionsexperimente von Mesonen, die wesentlich präzisere Daten und vor allem eine viel höhere Statistik als die bisherigen Experimente liefern konnten.

Abb. 1.7 zeigt eine Übersicht über die veröffentlichten Daten zum differentiellen Wirkungsquerschnitt, sortiert nach der Photonenergie E_γ und dem Winkel des Eta-Mesons im Schwerpunktsystem.

Während der Schwellenbereich bis zu 800 MeV durch Mainzer Daten an MAMI über den gesamten Winkelbereich abgedeckt wird, sind erst in jüngster Zeit Messungen mit getaggten Photonen und guter Statistik bei höheren Energien von

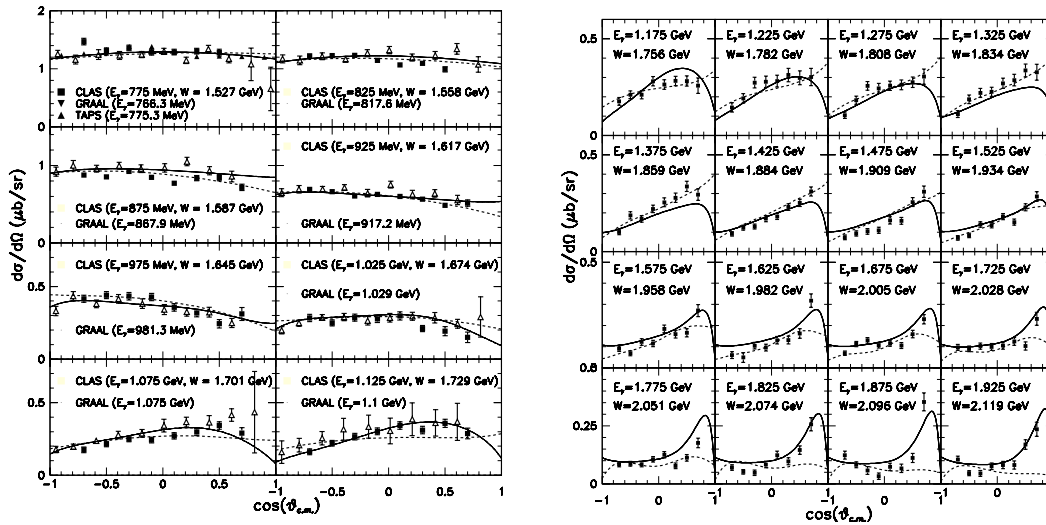


Abb. 1.7: Gemessene und vorhergesagte differentielle Wirkungsquerschnitte in der η -Photoproduktion [Dug02]. Gestrichelte Linie: Rechnung von Saghai und Li [Sag01]. Durchgezogene Linie: ETA-MAID-Rechnung [Chi02].

GRAAL und CLAS durchgeführt worden. Die GRAAL-Kollaboration in Grenoble hat während der letzten Jahre mit einem getaggten, linear polarisiertem Photonenstrahl, der mittels Compton-Rückstreuung von Laserlicht an hochenergetischen Elektronen erzeugt wurde, Photoproduktionsdaten genommen. Diese Daten wurden vor kurzem veröffentlicht [Ren02] und decken den Energiebereich von der Eta-Schwelle bis lediglich 1100 MeV, sowie den Winkelbereich von 37° bis 168° im Schwerpunktsystem ab. Neben differentiellen Wirkungsquerschnitten wurden auch Daten zur „beam polarisation asymmetry“ Σ [Aja98] veröffentlicht, einer Observablen, die charakteristisch für Messungen mit polarisiertem Strahl ist. Vor kurzem wurde der Energiebereich auf 1.48 GeV erweitert, weitere Daten zum Eta-Wirkungsquerschnitt liegen jedoch noch nicht vor.

Mit dem CLAS-Detektor, einem vielschichtig aufgebauten, orangenschalenförmigen Detektor an der Thomas Jefferson National Accelerator Facility (Jefferson Lab) in Newport News (USA) wurden in den letzten Jahren Daten zur Eta-Photoproduktion bei Photon-Energien von 710 bis 1900 MeV aufgezeichnet. Etwas später als von GRAAL wurden von der CLAS-Kollaboration Daten zum differentiellen Wirkungsquerschnitt in der Eta-Photoproduktion veröffentlicht [Dug02].

Obwohl die Daten einen hohen Energiebereich überdecken, ist ihr abgedeckter Winkelbereich eingeschränkt auf $45^\circ - 134^\circ$ im Schwerpunktsystem. Gerade der nicht abgedeckte Bereich unter Vorwärtswinkeln ist aber für den Vergleich mit Modellrechnungen von entscheidender Bedeutung (s.u.). Der CLAS-Detektor ist eher sensitiv auf geladene Endzustände und kann als komplementäre Ergänzung

zum CB-ELSA Detektor gesehen werden, welcher besonders für den Nachweis neutraler Teilchen geeignet ist.

Bis etwa 900 MeV weicht der differentielle Wirkungsquerschnitt nur sehr schwach von einer flachen Verteilung ab. Oberhalb von 900 MeV verschwindet die näherungsweise Isotropie in der gemessenen Winkelverteilung und Beiträge auch von höheren relativen Bahndrehimpulsen (P, D,...) sind evident. Insgesamt bis ca. $E_\gamma=1$ GeV (entspricht einer Schwerpunktsenergie von $W=1.65$ GeV) stimmen die Messungen von TAPS, GRAAL und CLAS zum totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitt in etwa überein. Oberhalb dieser Energie gibt es allerdings erhebliche Unsicherheiten und widersprüchliche Aussagen sowohl auf experimentellem als auch auf theoretischem Gebiet. Die auffälligsten *Diskrepanzen in den bisherigen Daten von GRAAL und CLAS* zum differentiellen Wirkungsquerschnitt zeigen sich oberhalb von 1 GeV, sowohl was Höhe als auch den Verlauf angeht, insbesondere in Vorwärtsrichtung ($\cos(\theta_{cm}) > 0.2$) des Eta-Mesons im Schwerpunktsystem.

In diesem Bereich liegen die CLAS-Daten deutlich unter denen von GRAAL, was im totalen Wirkungsquerschnitt dazu führt, daß die von GRAAL beobachtete Struktur ("bump") bei $E_\gamma \approx 1080$ MeV ($W \approx 1.67$ GeV) nicht von CLAS beobachtet wird (s. Abb 1.8).

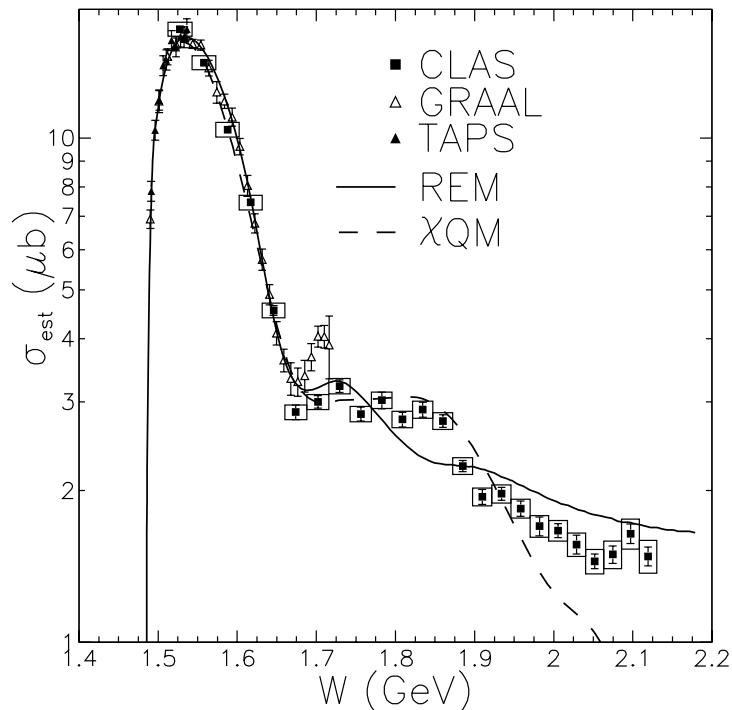


Abb. 1.8: Totale Wirkungsquerschnitte in der η -Photoproduktion [Dug02]. Die Legende ist wie in Abb. 1.7.

In den Daten zum totalen Wirkungsquerschnitt von CLAS zeichnet sich jedoch auch eine Struktur ab, allerdings erst bei höheren Energien ($W=1.7 - 1.8$ GeV). Dieser Bereich wird durch die GRAAL-Messungen jedoch nicht mehr überdeckt. Allerdings wurden die totalen Wirkungsquerschnitte hierbei nicht direkt gemessen, sondern mussten aus der Integration des differentiellen Wirkungsquerschnitts gewonnen werden. Die nicht gemessenen Vorwärtsbereiche ($\cos(\theta_{cm}) > 0.9$ bei GRAAL und $\cos(\theta_{cm}) > 0.6$ bei CLAS) mussten hierbei durch Extrapolation erschlossen werden. Die Absolutnormierung der CLAS-Daten wurde hierbei relativ zur SAID-Vorhersage durchgeführt, die Extrapolation des nicht gemessenen Vorwärtsbereiches erfolgte durch einen Fit an die bis auf einen multiplikativen Faktor festgelegte ETA-MAID-Vorhersage. Dieser Vorwärtsbereich, insbesondere bei Photonenergien zwischen 1.2 und 1.4 GeV, ist aber von sehr großem theoretischen Interesse, da an dieser Stelle der Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts Aufschluß über die Existenz einer *bisher nicht beobachteten dritten S_{11} -Resonanz* geben kann. Ein Anstieg spricht hierbei für, ein Abfall gegen das Vorhandensein dieses Zustands. Zwar zeichnet sich in den CLAS-Daten ein Anstieg in Vorwärtsrichtung ab, eine endgültige Bestätigung dieses Verhaltens kann aber erst durch neue Daten in diesem Bereich gewonnen werden.

Die von der CB-ELSA Kollaboration gewonnenen Daten sollten hierbei hilfreich sein, um diese Diskrepanz zwischen den Daten von GRAAL und CLAS zu klären. Das CB-ELSA Experiment ist in der Lage, mit einer homogenen Akzeptanz über nahezu den gesamten Winkelbereich, auch diesen interessanten Vorwärtsbereich zu vermessen. Zudem umfassen die Daten bis 3 GeV Photonenergie einen deutlich größeren Energiebereich.

Damit stehen zum ersten Mal Eta-Photoproduktionsdaten in diesen bisher noch unerforschten Bereichen zur Verfügung.

1.4.4 Resonanzen in der Eta-Photoproduktion

Resonanzen im Schwellenbereich

Die Eta-Photoproduktion wird an der Schwelle nahezu vollständig dominiert durch die $S_{11}(1535)$. Diese Resonanz ist die einzige bekannte Resonanz, die mit einem sehr großem ($\approx 35-55$ %) Verzweigungsverhältnis in $N\eta$ zerfällt.

Diese Dominanz der S-Welle zeigt sich in einer typischen $(E_\gamma - E_{thr})^{\frac{1}{2}}$ -Energieabhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts, sowie in dem nahezu flachen Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts. Die Roper-Resonanz $P_{11}(1440)$ liegt unterhalb der Eta-Produktionsschwelle und könnte daher nur aufgrund ihrer großen Breite ($\Gamma \approx 250$ MeV) beitragen. Aufgrund des Schwellenverhaltens des Wirkungsquerschnitts – insbesondere aufgrund der Messungen an MAMI – geht man davon aus, dass kein starker Beitrag dieser Resonanz vorhanden ist [Kru95].

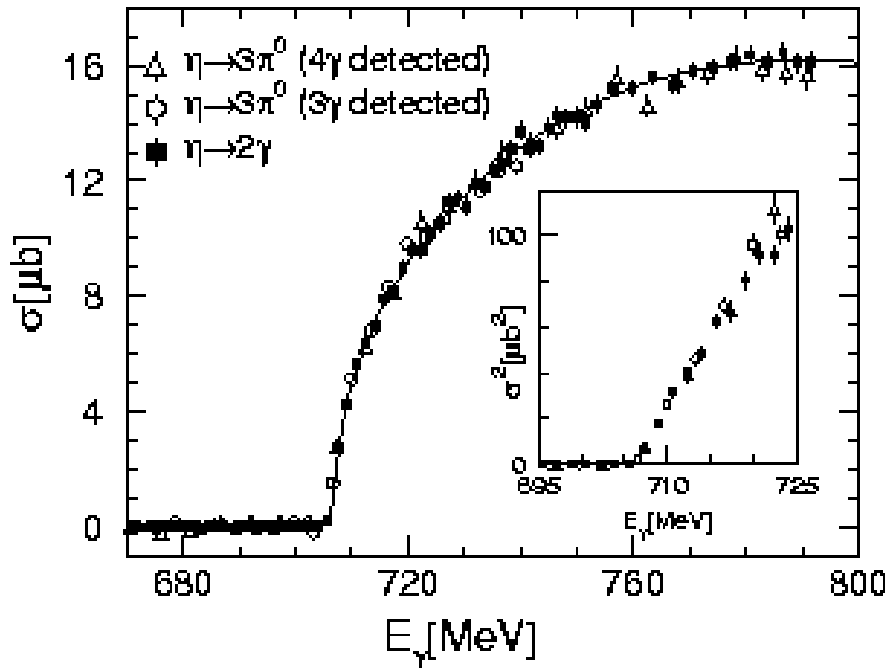


Abb. 1.9: Wirkungsquerschnitt an der Schwelle [Kru95].

Unmittelbar an der Produktionsschwelle ist die Dominanz einer S-Welle zwischen den beiden zerfallenden Teilchen auf die Drehimpulsbarriere zurückzuführen. Da in der starken Wechselwirkung die Parität (Invarianz unter Raumspiegelungen) erhalten bleibt, ist für $N^* \rightarrow N\eta$ mit $P_{N^*} = P_N \cdot P_\eta \cdot (-1)^l$ und $P_N = +1$, $P_\eta = -1$, der Zerfall für höhere Beiträge als $l=0$ unterdrückt. Die viel schwächere Kopplung der $P_{11}(1440)$ (bzw. auch der $D_{13}(1520)$) kann somit durch Phasenraumargumente erklärt werden, da diese Resonanzen mit $l=1$ bzw. $l=2$ in ηN zerfallen müssten.

Die $S_{11}(1535)$ selbst ist von großem Interesse in der Baryonenspektroskopie und weist einige Besonderheiten auf. Sie ist die einzige 4-Sterne-Resonanz, die kein Signal im sog. Speed Plot aufweist. Ihre Natur gab deshalb Anlass zu kontroverser Diskussion.

Innerhalb des Quarkmodells handelt es sich bei der $S_{11}(1535)$ um die 1. Dipolanregung des Nukleons niedrigster Masse, d.h. um einen Zustand, bei dem eines der Konstituentenquarks einen relativen Bahndrehimpuls von $l=1$ besitzt, der antiparallel zum Gesamtspin $S=\frac{1}{2}$ steht und somit zum Gesamtdrehimpuls $J=\frac{1}{2}$, sowie zu einer negativen Parität führt. Es bildet mit dem fast massenentarteten $N(1520)D_{13}$ ein Dublett mit $s=1/2$. Weiterhin sind insgesamt drei $s=3/2$ -Resonanzen mit einem Gesamtspin von $J=1/2$, $3/2$ und $5/2$ bekannt, die ebenfalls negative Parität aufweisen. Daher liegt die Interpretation nahe, dass es sich hierbei ebenfalls um Zustände handelt, bei denen eines der Konstituentenquarks einen relativen Bahndrehimpuls von $l=1$ besitzt. Dies steht auch sehr gut im Einklang

$s = \frac{3}{2}$	N(1650)S ₁₁	N(1700)D ₁₃	N(1675)D ₁₅
$s = \frac{1}{2}$	N(1535)S ₁₁ → Nη	N(1520)D ₁₃	
$s = \frac{3}{2}$	Λ(1800)S ₀₁	Λ(????)D ₀₃	Λ(1830)D ₀₅
$s = \frac{1}{2}$	Λ(1670)S ₀₁ → Λη	Λ(1690)D ₀₃	
$s = \frac{3}{2}$	Σ(1750)S ₁₁ → Ση	Σ(????)D ₁₃	Σ(1775)D ₁₅
$s = \frac{1}{2}$	Σ(1620)S ₁₁	Σ(1670)D ₁₃	
$s = \frac{3}{2}$	Δ(1900)S ₃₁	Δ(1940)D ₃₃ → Δη?	Δ(1930)D ₃₅
$s = \frac{1}{2}$	Δ(1620)S ₃₁	Δ(1700)D ₃₃	

Tab. 1.3: Baryonen negativer Parität mit beobachteten und erwarteten η -Zerfällen.

mit dem Quarkmodell, da für diese Quantenzahlkombination ein solches Triplett mit J aufgrund der Dreiecksregel $l - s \leq J \leq l + s$ erwartet wird. Hierbei sind sowohl die beiden $s=1/2$, als auch die drei $s=3/2$ nahezu massenentartet. Dieses Schema ist ebenfalls anwendbar auf alle anderen (Λ, Σ, Δ) Baryonen negativer Parität (s. Tabelle 1.3).

Unverstanden bzw. überraschend ist die Tatsache, daß lediglich die S₁₁(1535) mit großem Verzweigungsverhältnis in $N\eta$ zerfällt, wohingegen alle übrigen Resonanzen anscheinend eine viel geringere Kopplung an diesen Kanal aufweisen. Trotz gleicher äußerer Quantenzahlen, sowie ähnlicher Masse weist die N(1650)S₁₁ ein erheblich kleineres Verzweigungsverhältnis von $\approx 1\%$ nach $N\eta$ auf. Für diese Anomalie in der Kopplung an den $N\eta$ -Kanal gibt es unterschiedliche Erklärungsansätze.

In dem Erklärungsansatz von L.Y. Glozman und D.O. Riska [Glo95] innerhalb des Quarkmodells wird die Feinstrukturwechselwirkung zwischen den Konstituentenquarks durch Austausch eines virtuellen Pions beschrieben. Diese Feinstrukturwechselwirkung führt innerhalb des Baryonenoktetts zu einer Clusterisierung der Wellenfunktion in Quark-Diquark-Konfigurationen. Die spezielle Struktur der Feinstrukturwechselwirkung beeinflußt die Spin-Flavour-Symmetrie der Wellenfunktion, welche ihrerseits die Quantenzahlen (Spin, Isospin) der Diquark-Cluster bestimmt. In diesem Modell haben das Diquark-Cluster im Nukleon-Grundzustand, sowie die S₁₁(1535) beide Isospin $I=0$, wohingegen das Diquark-Cluster in der S₁₁(1650) Isospin $I=1$ besitzt. In der Konsequenz wäre der Zerfall des zweiten S₁₁-Zustands stark unterdrückt. Dieses Modell sagt darüberhinaus auch eine große Kopplung der P₁₁(1710) voraus.

Eine andere Erklärung für die starke $N\eta$ -Kopplung wird von Kaiser, Siegel und Weise [Kai95] gegeben: Die S₁₁(1535) könnte demnach keine 3-Quark-Resonanz

sein, sondern ein quasi-gebundener $K\Sigma$ oder $N\eta$ -Zustand, ein Baryon-Meson-Molekül. Diese Idee findet auch im Rahmen der Amplitudenanalyse von Daten zur η -Produktion durch Höhler [Höh98] Unterstützung.

Von Interesse ist auch die Q^2 -Abhängigkeit der elektromagnetischen Helizitäts-Kopplung $A_{1/2}$. Für ein ausgedehntes molekülähnliches Objekt würde man einen schnelleren Abfall der Kopplung bei wachsendem Q^2 erwarten, als für eine 3-Quark-Resonanz [Pro01]. Die experimentellen Werte aus der Elektroproduktion zeigen eine verhältnismäßig flache Verteilung, die ein Hinweis auf eine 3-Quark-Struktur ist. Zu ihrer Klärung kann auch eine Betrachtung der Photoproduktion von $\Delta\eta$ helfen (s. hierzu [Pro99]).

In verschiedenen Modellen der Eta-Photoproduktion (s. Kapitel Vergleich mit den Messungen), die den Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitt beschreiben, finden sich sehr unterschiedliche Beschreibungen des Reaktionsmechanismus, insbesondere was die beitragenden Resonanzen angeht. So führt auch die Extraktion der Resonanzparameter der $S_{11}(1535)$ zu voneinander stark abweichenden Resultaten. Die Gekoppelte-Kanal-Analyse von Waluyo et al. [Wal01] erhält einen Wert von 252 MeV für die Gesamtbreite, Das Quarkmodell von Saghai und Li [Sag01] ermittelt 162 MeV, im Isobarenmodell von W.T. Chiang et al. (ETA-MAID) [Chi02] wird 191 MeV bestimmt [Dan02]. Die Particle Data Group gibt einen Wert von 150 MeV an, einen Wert, der hauptsächlich aus der Analyse von πN -Streudaten stammt. Die Ursache der Diskrepanzen liegt anscheinend im Einfluß der Beiträge von höher liegenden Resonanzen und zeigt die Notwendigkeit auf, Klarheit über den Reaktionsmechanismus zu gewinnen. Nur eine präzise Bestimmung der Eigenschaften dieses Zustands wird helfen, dieses Problem zu lösen. Hierzu sind weitere Daten zum Wirkungsquerschnitt auch bei höheren Energien notwendig.

Resonanzen bei höheren Energien

Über einen Beitrag von weiteren Resonanzen ist zwar erst wenig bekannt, es gibt allerdings aufgrund neuerer Messungen und Analysen Hinweise auf solche Beiträge. Die Existenz vieler Resonanzen ist erwiesen, aber ihre Zerfälle in den ηN -Kanal sind noch wenig erforscht.

Neben den Messungen der differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitte von MAMI, GRAAL und CLAS sind, wie bereits erwähnt, auch Messungen mit polarisiertem Strahl und Target von GRAAL und PHOENICS durchgeführt worden. Analog zu den Messungen der Wirkungsquerschnitten sind auch auf dem Gebiet der Polarisation bisher allerdings nur wenige Daten genommen worden.

Die Messung von Polarisationsobservablen stellt neben der Messung von differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitten einen weiteren komplementären Prüfstein für Modellvorhersagen dar, weil die Modelle alle Observablen *gleichzeitig* richtig beschreiben müssen.

Zur *modellunabhängigen* Extraktion von Resonanzeigenschaften sind Multipolanalysen erforderlich. Diese benötigen mindestens 7 Observablen um eindeutig zu sein: Neben dem Wirkungsquerschnitt sind dies die 3 Einfach-Polarisations-Observablen (Strahl-, Target-, und Rückstoßpolarisation) sowie die 3 Doppel-Polarisations-Observablen [Chi97]. Es ist praktisch nicht möglich diese in einem einzigen Experiment gleichzeitig zu messen. Eine erste modellunabhängige Multipolanalyse von kombinierten Eta-Photoproduktionsdaten (Wirkungsquerschnitt, Strahl- und Target-Polarisation) wurde von Tiator et al. durchgeführt [Tia99].

Die Messungen der PHOENICS-Kollaboration zur Targetasymmetrie am Bonner Beschleuniger ELSA erfordern, um diese Asymmetriedaten zu reproduzieren, die Berücksichtigung von Zuständen aus dem 2. und 3. Resonanzbereich. Die Entwicklung der Targetasymmetrie nach führenden Multipolen zeigt eine Interferenz zwischen dem dominanten Multipol E_{0+} , welcher auf die $S_{11}(1535)$ hinweist und den D-Wellen-Multipolen E_{2-} und M_{2-} , einem Hinweis auf die $D_{13}(1520)$. Innerhalb von Modellrechnungen [Li98] zeigte es sich, dass neben der Berücksichtigung der $D_{13}(1520)$ weitere Resonanzen, die $S_{11}(1650)$, die $D_{13}(1700)$ und die $D_{15}(1675)$ nötig sind, um den Verlauf zu reproduzieren. Für einen Beitrag der $D_{13}(1520)$ gab es bereits Hinweise in Daten zum differentiellen Wirkungsquerschnitt von MAMI aufgrund eines kleinen S- und D-Wellen Interferenzterms [Kru95].

Die Analysen der Messungen der GRAAL-Kollaboration zur Strahlphoton-Asymmetrie Σ [Aja98] bestätigen den Beitrag der $D_{13}(1520)$. Die Strahlasymmetrie zeigte sich hierbei wesentlich sensitiver auf die Beiträge der $D_{13}(1520)$ als die Winkelverteilung und ermöglichte die Bestimmung ihrer Parameter [Tia99][Li98]. Für Σ wird ohne die Präsenz der $D_{13}(1520)$ ein flacher Verlauf, mit Einbeziehung der $D_{13}(1520)$ ein Verlauf proportional zu $\sin^2(\theta_{cm})$ erwartet. Die Daten bevorzugen klar letztere Variante. Durch die Polarisationsobservablen war es möglich, ihren Beitrag auf $BR < 0.1\%$ zu bestimmen.

Weiterhin konnte der Beitrag einer weiteren Resonanz, der $F_{15}(1680)$, ermittelt werden ($BR=0.15\%$). Diese Resonanz wurde vorgeschlagen, um den beobachteten Vorwärtsanstieg in Σ oberhalb von 1.05 GeV zu erklären [Tia99]. Da allerdings Wirkungsquerschnitte in diesem Bereich bis vor kurzem fehlten, konnte kein endgültiger Schluss gezogen werden. Die Analyse von [Li98] bestätigte obige Beiträge und ergab außerdem einen geringen Beitrag der $P_{13}(1720)$. Resonanzbeiträge werden, wenn auch nicht so offensichtlich wie bei Polarisationsmessungen, bereits bei präzisen Messungen im differentiellen Wirkungsquerschnitt sichtbar.

Weitere Daten sowohl zum differentiellen Wirkungsquerschnitt als auch zu Polarisationsobservablen sind daher erforderlich, um obige Ergebnisse bzw. Modellvorhersagen zu verifizieren und den Reaktionsmechanismus zu klären. Die Messungen des CB-ELSA Experimentes zum differentiellen Wirkungsquerschnitt bis 3 GeV können hierzu einen großen Beitrag leisten.

1.4.5 Möglichkeiten und Ziele in der η -Photoproduktion an CB-ELSA

Im Einzelnen kann eine Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes der Eta-Photoproduktion am Proton mit dem CB-ELSA Detektor folgende Möglichkeiten eröffnen:

- Die Messung des η -Wirkungsquerschnitts bei niedrigen Energien erlaubt durch den Vergleich mit bereits von MAMI/GRAAL/CLAS gemessenen Daten die Kalibration sowie die Güte der Simulation des Detektorsystems zu testen.
- Dies ermöglicht die Etablierung einer korrekten Simulation und eines Analyseverfahrens, was den Weg ebnet für die Analyse von parallel gemessenen Reaktionskanälen wie $p\pi^0$, $p\omega$, $p\eta'$, $p\pi^0\pi^0$, $p\pi^0\eta$,...
- Durch die Erweiterung der Datenbasis von bisher gemessenen Bereichen ist es möglich, die erwähnten Diskrepanzen in den Messungen von GRAAL und CLAS aufzulösen und somit die Grundlage für zuverlässige Tests von Modellen zu schaffen.
- Durch neue Datenpunkte bis hin zu 3 GeV in bisher nicht gemessenen Winkel- und Energiebereichen können die sich widersprechenden Vorhersagen verschiedener Modelle geprüft werden und somit ein wesentlicher Beitrag zur Klärung der zugrundeliegenden Reaktionsmechanismen geleistet werden.
- Insbesondere können durch die Beobachtung des Vorwärtswinkelbereichs bei $E_\gamma=1.2 - 1.3$ GeV evtl. Hinweise auf mindestens eine neue, vorhergesagte aber bislang nicht beobachtete Resonanz gefunden werden und somit auch ein Beitrag zur Lösung der Problematik der "Fehlenden Resonanzen" geleistet werden.

Kapitel 2

Der experimentelle Aufbau des CB-ELSA-Experiments

Nach sieben Jahren erfolgreicher Datennahme am CERN wurde der Crystal-Barrel Detektor 1997 nach Bonn gebracht, wo er am Elektronenbeschleuniger ELSA mit einem für Photoproduktionsexperimente modifizierten Aufbau 1999 in Betrieb genommen wurde.

2.1 Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA

Die Bonner **Elektronen-Stretcher-Anlage** ELSA kann polarisierte wie unpolarisierte Elektronen auf Energien zwischen 500 MeV und 3.2 GeV zu beschleunigen. Die für Photoproduktionsexperimente erforderlichen Photonen werden mittels Bremsstrahlung aus den von ELSA zur Verfügung gestellten Elektronen gewonnen.

Eine schematische Darstellung der Beschleunigeranlage ist in Abb. 2.1 auf der nächsten Seite gezeigt. Die Präparation des Teilchenstrahles erstreckt sich über mehrere Stufen. Mittels einer thermischen Quelle werden Elektronen erzeugt, die im LINAC auf Energien von 20 MeV beschleunigt und in das Booster Synchrotron injiziert werden. Hier werden die Elektronen auf Energien zwischen 0.5 bis 1.6 GeV weiterbeschleunigt und anschließend in den Elektronen-Stretcher-Ring eingespeist. Hier erfolgt die Endbeschleunigung auf Energien bis zu 3.5 GeV. Die Füllung kann hierbei im Stretcher-Mode geschehen, d.h. der Ring wird gleichmäßig gefüllt und die Elektronen-Pakete werden hierbei auseinandergezogen. Eine homogene Füllung wird erreicht, indem mehrere Synchrotronfüllungen vor dem Nachbeschleunigungsprozess eingespeist werden. Die Elektronen werden dann gleichmäßig extrahiert, so daß während der Speicherzeit ein Nutzstrahl konstanter Intensität erreicht wird. Wenn der Ring vollständig geleert ist, wird er

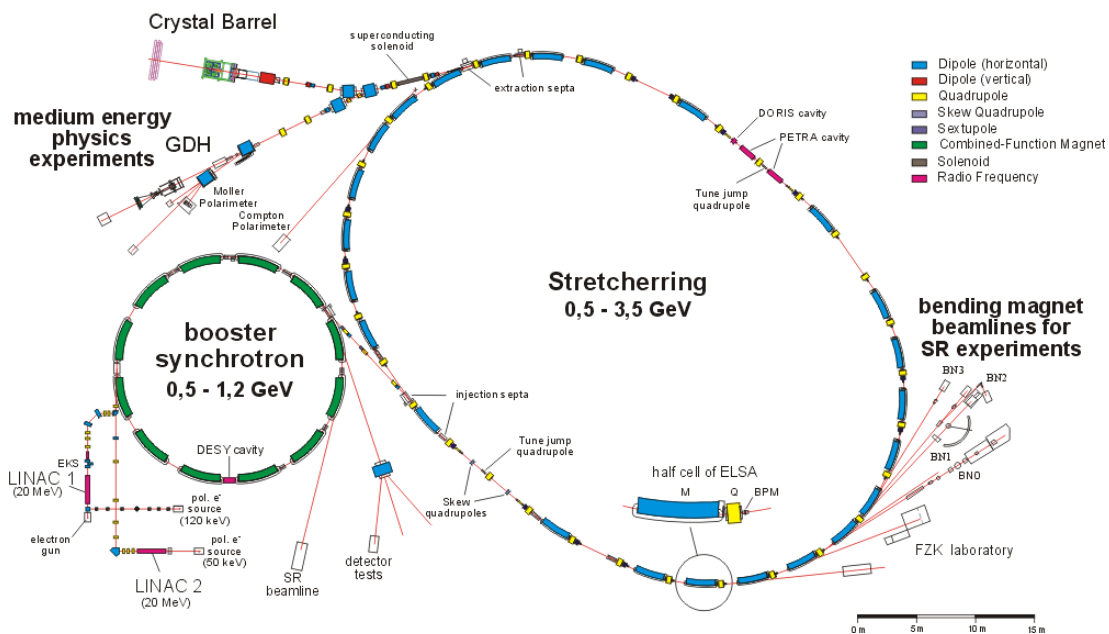


Abb. 2.1: Der Beschleunigerkomplex ELSA mit Experimenten.

von Neuem befüllt. Da die Füllzeit gegenüber der Extraktionszeit sehr klein ist, wird ein Tastverhältnis von nahezu 100 % erreicht.

2.2 Der Gesamtaufbau

Der Aufbau des CB-ELSA-Experimentes erfolgte ab Anfang 1999 am SAPHIR-Strahlplatz, an dem zuvor das gleichnamige Experiment stand. Die ersten Test-Strahlzeiten konnten Oktober 1999 durchgeführt werden. Der Aufbau von CB-ELSA ist in Abb. 2.2 auf der nächsten Seite dargestellt. Der aus ELSA extrahierte Strahl wird durch die Strahlführung zum Bremsstrahltarget (Radiator) geführt. Die Strahlführung selbst enthält mehrere Quadrupole und Strahlschieber zur Fokussierung des Strahls und Optimierung der Strahlposition. Nach dem Bremsstrahltarget wird der primäre Elektronenstrahl der keine Reaktion verursacht hat, vom Dipolmagneten des Taggingsystems abgelenkt und unter $7,5^\circ$ in den sogenannten Beam-Dump gelenkt, wo er vernichtet wird. Hier entstehen eine Reihe von unerwünschten Sekundärteilchen (Neutronen, Photonen), gegen die mehrere Lagen Blei, Polyäthylen, Eisen und Borkarbid den übrigen Aufbau abschirmen. Die Elektronen, die eine Reaktion im Radiator verursacht haben, werden impulsabhängig vom Taggingmagneten abgelenkt und im Taggingssystem nachgewiesen (Energimarkierung). Die zugehörigen Bremsstrahlphotonen treffen nach dem Kollimator, der zur Begrenzung des Strahls dient, auf das Flüssigwasserstoff-Target, in dem die gewünschte Reaktion stattfinden soll. Der

Nachweis der Reaktionsprodukte geschieht mit dem Crystal-Barrel-Kalorimeter, welches insbesondere für die Spektroskopie neutraler Teilchen konzipiert wurde, während geladene Teilchen sehr effizient vom Innendetektor erkannt werden. Der Vorwärtsbereich, der nicht durch die letztgenannten Detektoren abgedeckt wird, wird durch 4 Flugzeitwände (TOF¹-Wände) überdeckt, die zur Messung und Identifikation von Protonen dienen. Durch eine Öffnung in den TOF-Wänden werden die Primärphotonen, die keine Reaktion im Target gemacht haben, vom γ -Veto-Detektor nachgewiesen. Die Einzelkomponenten von CB-ELSA werden unten näher beschrieben.

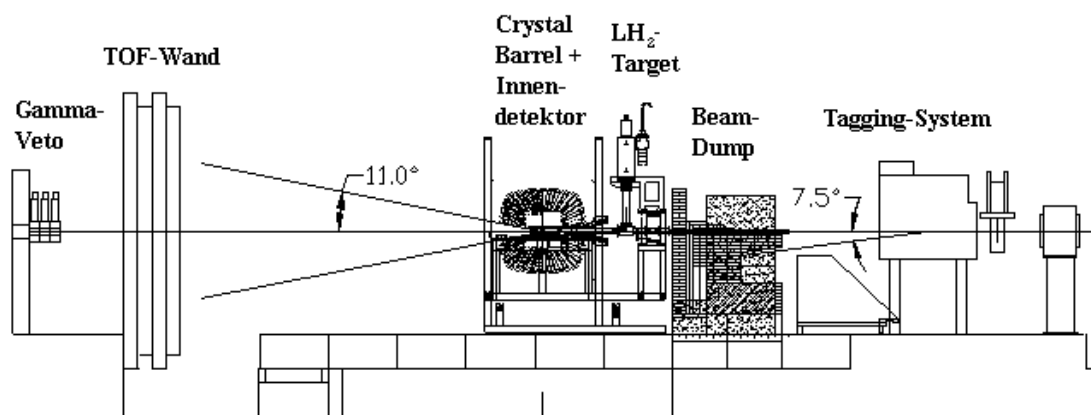


Abb. 2.2: Der Aufbau des CB-ELSA-Experiments (Seitenansicht).

2.3 Das Tagging-System

Das Tagging-System des CB-ELSA- Experimentes erfüllt im Wesentlichen drei Aufgaben. Zum einen werden hier die Primärphotonen aus den von ELSA extrahierten Elektronen erzeugt, zum anderen wird ihre Energie markiert (engl. 'tagged'). Seine dritte Aufgabe besteht darin, das Startsignal für das Event zu definieren. Da die Flugzeit der Photonen vom Radiator zum Target konstant ist, kann durch Messung des Zeitintervalles eines Signales in den Flugzeitwänden die Flugzeit und die Energie der Rückstossprotonen ermittelt werden.

Das Tagging-System besteht im wesentlichen aus Radiator, Ablenkmagnet und Tagging-Hodoskop. Es wurde vom SAPHIR-Experiment übernommen, aber teilweise stark modifiziert. Das Radiatortarget besteht aus einer Metallfolie, deren Dicke ein hundertstel bis ein tausendstel Strahlungslänge beträgt, um zu gewährleisten, dass in der Regel nur eine Reaktion stattfindet, und nur ein Photon erzeugt wird. Die Produktion des Photonenstrahles geschieht dadurch, dass ein

¹Time-of-Flight

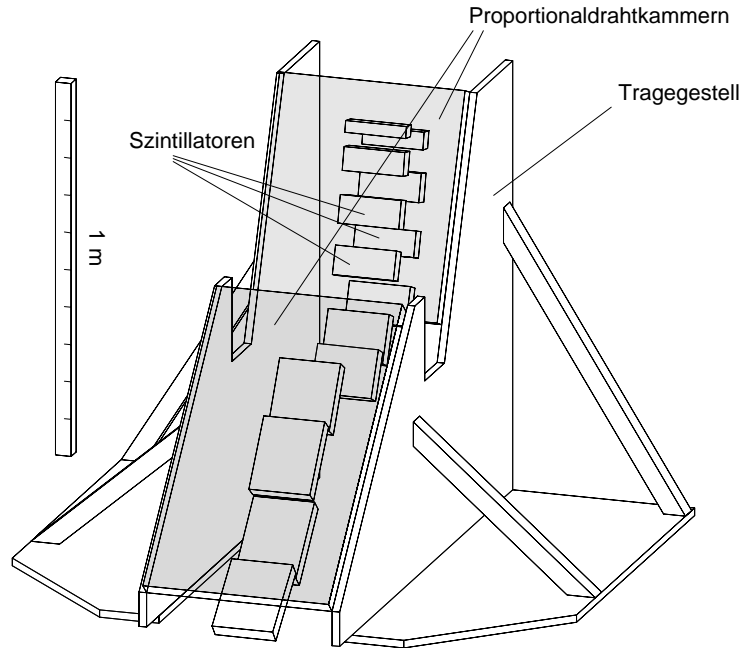


Abb. 2.3: Der Tagger, bestehend aus 14 Szintillatoren und zwei Proportionaldrahtkammern.

aus ELSA extrahiertes Elektron das Radiatortarget trifft und über den Bremsstrahlmechanismus ein Photon der Energie E_γ erzeugt, welches zum LH_2 -Target weiterfliegt, um eine Reaktion auszulösen. Das Elektron wird impulsabhängig vom Tagging-Magneten abgelenkt und im Hodoskop energiemarkiert. Der Auftreffort des Elektrons ist hierbei abhängig von seiner Restenergie. Für die Energie der Elektronen gilt dann:

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

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 Hodoskop besteht aus 14 beidseitig ausgelesenen Szintillationszählern, sowie zwei Vieldraht-Proportionalkammern (MWPC) mit insgesamt 352 Drähten, was eine höhere Energieauflösung ermöglicht. Die Rekonstruktion der Photonenergie verwendet Information aus beiden Komponenten (s. Kap.3). Der abgedeckte

Energiebereich umfasst ca. 23 % – 94 % der primären Elektronenenergie. Die insgesamt erreichte Energieauflösung liegt für hochenergetische bei ca. 0.04%, für niederenergetische Photonen bei 4 %. Die Energieverteilung folgt näherungsweise einem $1/E_\gamma$ -Verlauf, daher erfährt der strahlnächste Szintillator die höchste Rate. Aus diesem Grund sind die oberen Latten recht schmal und werden nach unten hin breiter. Der Nachteil der Kammern ist, daß sie keine schnellen Signale liefern und somit für den Hardwaretrigger nicht verwendet werden können. Zusätzlich begrenzen sie die Rate auf weniger als 10^7 Hz. Die Ratenfestigkeit der Kammern begrenzt die maximale Taggingrate des Experiments. Um diese zu erhöhen ist Mitte 2001 für die CB/TAPS- Konfiguration die obere Kammer durch ein Hodoskop aus szintillierenden Fasern ersetzt worden, welches eine deutlich höhere Ratenfestigkeit besitzt und somit eine höhere Triggerrate ermöglicht.

2.4 Das Flüssigwasserstoff-Target

Das Targetsystem wurde auf Grundlage des Targets beim Crystal-Barrel-Detektor am LEAR gebaut. In Abbildung 2.4 ist der Aufbau des Targets, umgeben von Innendetektor und Barrel-Kalorimeter, dargestellt.

Die vom Tagging-System produzierten Photonen treffen auf eine mit flüssigem Wasserstoff gefüllte Targetzelle. Die Targetzelle ist ein aus Kaptonfolie bestehender Zylinder einer Länge von 5.2 cm und einem Durchmesser von 3 cm. Die Kaptonfolie ist strahlbeständig und weist an Ein- und Austrittsfenster eine Dicke von $80 \mu\text{m}$ auf, die Wandstärke beträgt $125 \mu\text{m}$. Zur Vermeidung von Akzeptanzverlusten im Detektor und zur Minimierung von Untergründereignissen befindet sich der Verflüssiger sehr weit – 2,5 m – von der Targetzelle entfernt. Dies erfordert zwei getrennte Kühlkreisläufe. Um die ständige Füllung des Targets zu gewährleisten, gibt es einen separaten Kühlkreislauf zur Erzeugung von flüssigem Wasserstoff, andererseits besitzt die Targetzelle ein separates Reservoir für gasförmigen Wasserstoff. Die Verflüssigung erfolgt über einen sich zwischen diesen beiden Systemen befindlichen Wärmetauscher. Ein großer Vorteil der Anordnung ist der, dass der Füllstand der Targetzelle über den Gasdrucks der Zelle während des Strahlbetriebes gemessen werden kann. Die Geometrie des Targetsystem ist dahingehend optimiert, dass unerwünschte Untergründereignisse durch Wechselwirkung des Halos des energiemarkierten Photonenstrahles mit dem Zuleitungssystem weitestgehend vermieden werden [Kop02].

2.5 Der Innendetektor

Die Hauptaufgabe des Innendetektors besteht im Nachweis geladener Teilchen. Dieser Detektor wurde an der Universität Erlangen entwickelt [Foe00] und befindet sich seit 1999 in Bonn. Der Innendetektor ist in Abb.2.5 dargestellt. Er besteht

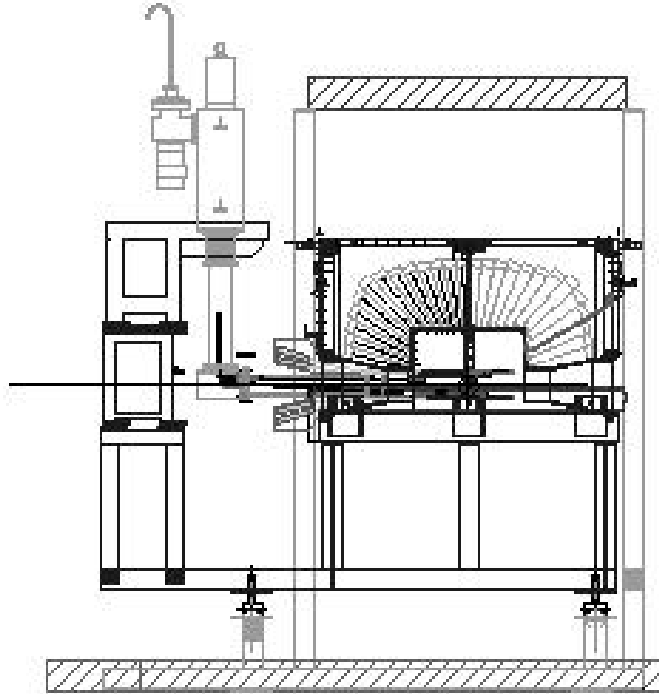


Abb. 2.4: Das Target-System, mit der Targetzelle im Mittelpunkt des Barrels.

aus 3 Lagen von jeweils 40 cm langen Kohlefaserzylindern, auf denen insgesamt 513 szintillierenden Fasern vom Typ BCF-12 der Firma Bicron angebracht sind. Die Radien der Kohlefaserzylindern betragen jeweils 5.8 cm, 6.1 cm, sowie 6.4 cm. Die Fasern weisen einen runden Querschnitt von 2 mm Durchmesser auf. Die Fasern der beiden innersten Lagen sind um $+25^\circ$ bzw. -25° zur Strahlachse geneigt, wohingegen die äußerste Lage parallel zu ihr verläuft. Die Neigungswinkel ergeben sich aus der Bedingung, dass eine möglichst vollständige Abdeckung des ϕ -Winkels erreicht wird.

Diese Anordnung ermöglicht eine sehr hohe Ortsauflösung und erlaubt die Rekonstruktion der Durchstoßpunkte von geladenen Teilchen, sowie mit Hilfe des Auftreffortes im Kalorimeter die Rekonstruktion des Reaktionsvertex. Eine Energieinformation wird aufgrund der geringen Dicke der Fasern nicht zurückgegeben. Die Winkelrekonstruktion ist bei Annahme eines punktförmigen Targets auf $\pm 1^\circ$ genau.

Die Fasern sind an einem Ende mit aluminisierter Mylarfolie verspiegelt und werden über eine Kopplung an Lichtleiter an der Eintrittsöffnung des Crystal Barrels herausgeführt, wo die Auslese über Photomultiplier erfolgt. Von den Lichtleitern

werden jeweils 16 von einem Photomultiplier mit 16-facher Kathode ausgelesen. Dabei erfolgt die Ankopplung der Lichtleiter an die Photomultiplier über Luft. Das Signal der Photomultiplier geht aufgrund seiner Schnelligkeit in das Triggersystem ein, wo der Innendetektor zusammen mit dem Tagger und den Flugzeitwänden den Trigger 1. Stufe bildet. Die Photomultipliersignale der szintillierenden Fasern werden hierbei auf Diskriminatoren gegeben und anschließend über 50 m lange Signalkabel auf TDCs geführt, jede Faser wird also einzeln ausgelesen. Da die TDC-Information erst nach der Auslese der Module zur Verfügung steht, ist sie für Triggerzwecke nicht brauchbar, aus diesem Grunde werden die Diskriminatorsignale auf sog. Multiplizitätsmodule (MALUs) abgezweigt, die die Triggerentscheidung herbeiführen.

Der Innendetektor ist insgesamt so konzipiert, dass geladene Teilchen mit einer Wahrscheinlichkeit von über 99.9% in mindestens einer Lage nachgewiesen werden, neutrale hingegen aufgrund der geringen Dicke des Detektors – weniger als eine Strahlungslänge – nur eine sehr geringe Wechselwirkungswahrscheinlichkeit haben.

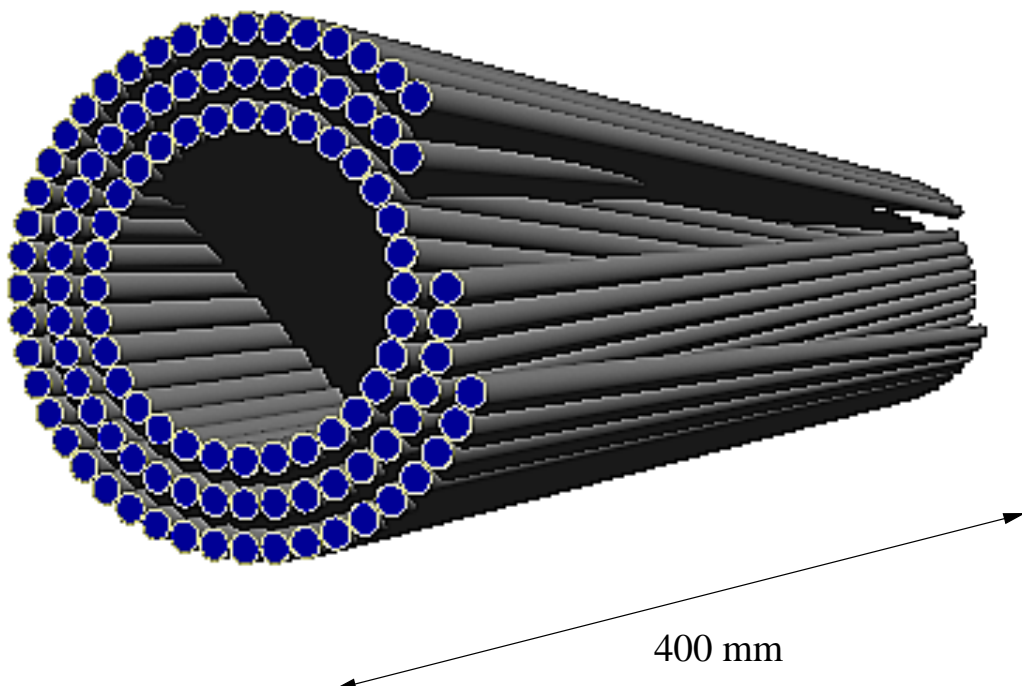


Abb. 2.5: Die drei Lagen aus szintillierenden Fasern des Innendetektors.

2.6 Das Crystal-Barrel-Kalorimeter

Der Crystal-Barrel-Detektor stellt die zentrale Komponente des Experimentes dar. Er besteht aus 1380 CsI-Kristallen, die zentral in einer zylindrischen Geometrie auf die Mitte der Targetzelle ausgerichtet sind.

Bei diesem Detektor handelt es sich um ein elektromagnetisches Kalorimeter, dessen Besonderheit darin besteht, dass Photonenenergien bis ca. 2 GeV bestimmt werden können und die Photonen mit einer sehr hohen Winkelauflösung nachgewiesen werden. Die Kristalle sind in Form von 26 Ringen zu je 60 Kristallen angeordnet, mit Ausnahme der je drei strahlnächsten Ringe, in denen sich 30 Kristalle befinden. Die Winkelabdeckung umfaßt somit jeweils 6° in ϕ und θ in den strahlfernen Ringen, bzw. 12° in ϕ und 6° in θ in den strahl nahen Kristallen. Für den Teilchenstrahl besitzt der Detektor 12° weite Ein- und Austrittsöffnungen, wohingegen in azimuthaler Richtung der gesamte Winkelbereich abgedeckt wird. Dies ergibt insgesamt eine Winkelabdeckung von 97.8% von 4π .

Beim Auftreffen eines hochenergetischen Photons auf einen Kristall bildet sich ein elektromagnetischer Schauer: Durch die ab 2 MeV dominierende Paarbildung entstehen e^+e^- -Paare, die Bremsstrahlphotonen abstrahlen, die ihrerseits weitere e^+e^- -Paare erzeugen. Dieser Prozeß setzt sich so weit fort, bis die Teilchenenergie kleiner als die kritische Energie ist, bei der dann Prozesse wie Comptonstreuung, Ionisation oder Anregung der Kristallatome dominieren.

Dieser Schauer erstreckt sich in der Regel über mehrere Kristalle und erzeugt ein zusammen hängendes Gebiet (Cluster). Diese Clusterbildung ermöglicht auch

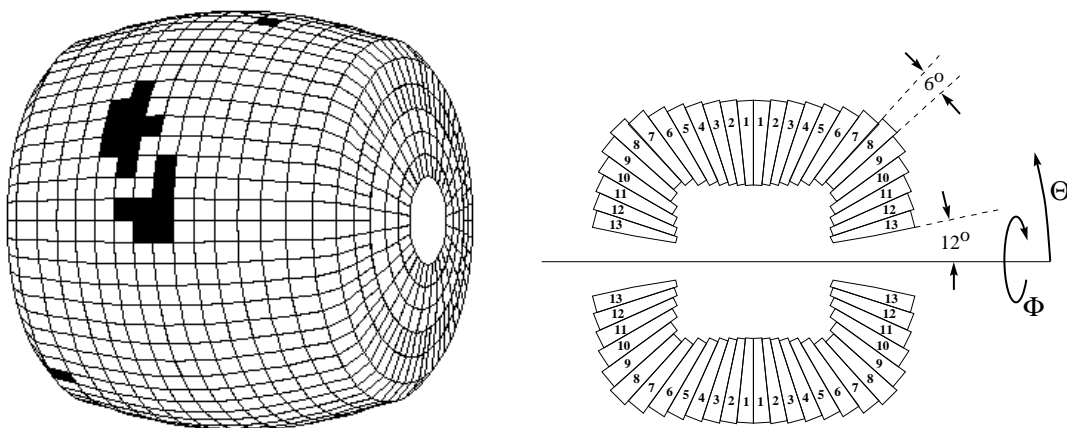


Abb. 2.6: Schema der Kalorimeter-Struktur.

Dichte	4.53 g/cm ³
Strahlungslänge X_0	1.86 cm
Molière Radius	3.8 cm
Maximale Emission bei	550 nm
Länge	30 cm $\approx 16 X_0$

Tab. 2.1: Eigenschaften der CsI(Tl) – Kristalle.

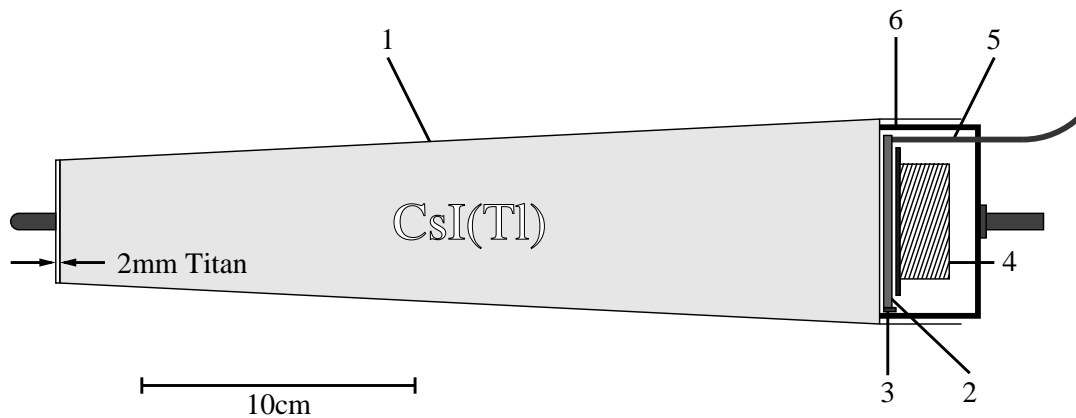


Abb. 2.7: Aufbau eines Kristall-Moduls: Titanfassung (1), Wellenlängenschieber (2), Photodiode (3), Vorverstärker (4), optische Faser (5), Gehäusedeckel (6).

eine höhere Winkelauflösung bei der Rekonstruktion (s. Kapitel 3.2), als durch die reine Kristallgeometrie (6° bzw. 12°) vorgegeben ist. Ein Maß für die Ausdehnung des Schauers in longitudinaler Richtung ist die sog. Strahlungslänge X_0 , für die transversale Richtung der Molière-Radius R_M . X_0 ist materialabhängig und gibt die mittlere Länge an, nach der ein elektromagnetischer Schauer die Hälfte seiner Energie deponiert hat. Der Molière-Radius R_M ist der Wert nach dem die Schauerenergie auf $1/e$ -tel abgefallen ist. D.h. innerhalb von $3 R_M$ werden 99% der gesamten Schauerenergie deponiert (vgl. Tab. 2.1).

In Abb. 2.7 ist einer der 1380 Kristalle einschließlich der ersten Stufe der Ausleselektronik abgebildet. Der Vorteil von CsI(Tl) gegenüber dem häufig verwendeten NaI liegt in seiner geringeren Strahlungslänge und schwächeren Hygroskopie.

Eine Kristalllänge von 30 cm, was 16.1 Strahlungslängen entspricht, gewährleistet, dass der größte Teil der Schauerenergie eines 2-GeV-Photons in den Kristallen deponiert wird. Dabei wird 99% der Energie in einem Radius von $3 R_M$ deponiert, was beim Barrel 11.4 cm entspricht.

Innerhalb des Barrels sind die Kristalle umgeben von Kaptonfolie, um die Module gegeneinander elektrisch zu isolieren, während eine Titanhülle zum mechanischen

Schutz dient. Die Dotierung mit Tl bewirkt eine Wellenlängenverschiebung des emittierten Szintillationslichtes und vermeidet so Reabsorption. Dies führt zu einer Steigerung der Lichtausbeute, d.h. der Kristall ist transparenter für sein eigenes Licht.

Das emittierte Szintillationslicht wird durch 3 mm dicke Wellenlängenschieber aus Plexiglas zum infraroten Bereich hin verschoben, in dem die dahintergeschalteten Photodioden am empfindlichsten sind.

Die Auslese erfolgt über Photodioden und nicht mittels Photomultiplier, da der Barrel am LEAR in einem Magnetfeld betrieben wurde, und der Einsatz von Photomultipliern daher nicht möglich war. Photomultiplier besitzen zwar gegenüber Photodioden eine höhere Energieauflösung, allerdings ist der Verlust an Energieauflösung durch den Einsatz von Photodioden sehr klein. Das Signal der Photodioden wird über einen Vorverstärker und ein 50 m langes Kabel auf einen Shaper geleitet. Die Shaper wandeln das Signal für das ADC-System so um, daß es eine Länge von ca. $6 \mu\text{s}$ und eine zur Energiedeposition proportionale Fläche besitzt. An den Shaper-Modulen läßt sich über Potentiometer für jeden Kanal ein Gleichstrom-Offset und somit ein Pedestalwert einstellen. 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.

Das ADC-Auslesesystem [Ehm00] wurde für das CB-ELSA-Experiment neu entwickelt. Es besteht aus Fastbus-ADCs vom Typ 1885F der Firma LeCroy. Das System arbeitet mit einer sogenannten Dual-Range-Technik, bei der die Signale sowohl in einen Low- als auch High-Kanal geleitet werden. Eine interne ADC-Logik entscheidet welcher der beiden Kanäle digitalisiert wird, und setzt ein entsprechendes Low- oder High-Range Bit. Dem High-Range entsprechen Energien bis ca. 2 GeV, während der Low-Range Energien bis ca. 200 MeV abdeckt. Dies ermöglicht eine Abdeckung eines großen Energiebereiches sowie eine hohe Energieauflösung bei niedrigen Energien. Die erreichte relative Energieauflösung für Photonen beträgt etwa $\Delta E/E = \frac{2-3\%}{\sqrt[4]{E/\text{GeV}}}$. Für ein ADC-Modul besteht die Möglichkeit über die Einstellung der Schwelle die Daten Pedestal-*unterdrückt* zu erfassen, was zu einer beschleunigten Datennahme führt.

Die digitalisierten Daten aller Kristalle werden gesammelt und zusammen mit den Werten der anderen Detektorkomponenten weitergeleitet und gespeichert. Die Kalibration der Energie wird über Zerfälle von neutralen Pionen in zwei Photonen durchgeführt [Jun00]. Hierbei wird über ein iteratives Verfahren die Kalibrationskonstante jedes einzelnen Kristallmoduls so bestimmt, daß der π^0 -Peak im Spektrum der invarianten Massen der beiden Photonen auf die Nominalmasse von $134.98 \text{ MeV}/c^2$ gebracht wird. Das Verfahren erfordert etwa 10^5 rekonstruierte Pionen, die direkt aus dem zu analysierenden Datensatz stammen, d.h. es ist keine separate Strahlzeit für die Kalibration erforderlich.

2.7 Das Flugzeitspektrometer

Der Hauptzweck des Flugzeitspektrometers (oder TOF – Wand) ist der Nachweis geladener Teilchen, die in Vorwärtsrichtung durch das Austrittsloch des Crystal Barrels bzw. des Innendetektors das Detektorsystem verlassen. Die Abdeckung eines möglichst großen Vorwärtswinkels ist insbesondere bei der Photoproduktion von Mesonen an der Schwelle wichtig, da dort Rückstoßprotonen unter kleinen Winkeln emittiert werden.

Das Flugzeitspektrometer besteht aus vier Wänden mit je 15 Szintillatorlatten von 3 m Länge, 20 cm Breite und 5 cm Dicke. Die Frontfläche einer Wand hat somit eine Gesamtfläche von $3 \cdot 3 \text{ m}^2$. Die Latten sind abwechselnd horizontal und vertikal angeordnet um die Ortsauflösung zu verbessern.

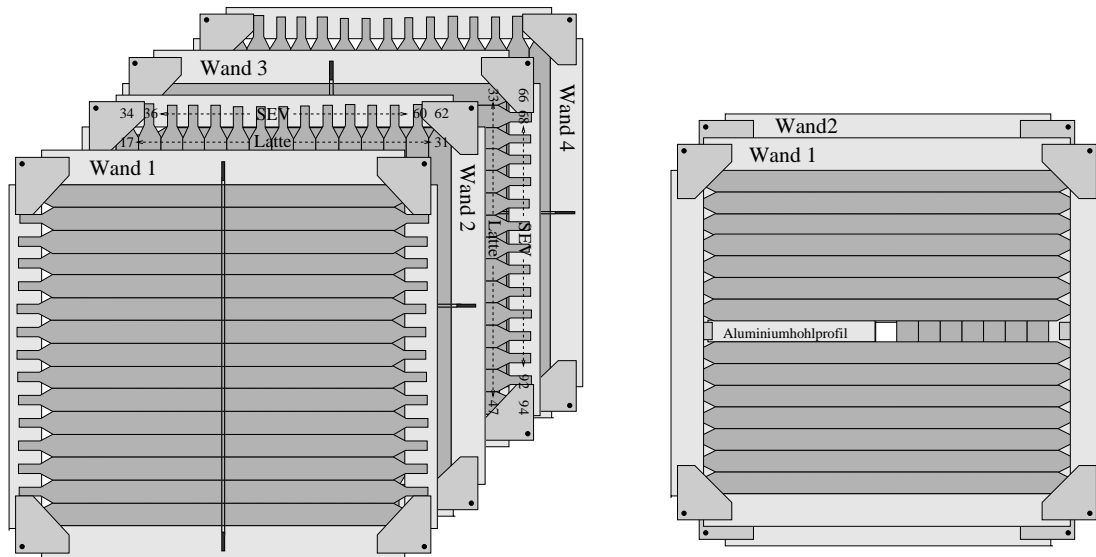


Abb. 2.8: Die Flugzeitwand, bestehend aus vier Wänden mit zueinander gekreuzten Latten, links vor, rechts nach der Modifikation für das CB-ELSA-Experiment (Wand 3 und 4 nicht sichtbar).

Allein aus den angesprochenen Latten kann der Durchgangspunkt eines geladenen Teilchens somit auf $10 \cdot 10 \text{ cm}^2$ genau bestimmt werden. Die Szintillatoren werden nämlich beidseitig über Photomultiplier ausgelesen, was es ermöglicht mittels der TDC-Information eine Ortsauflösung von besser als 5 cm in horizontaler und vertikaler Richtung zu erreichen [Höf00]. Durch Messung der Flugzeiten und Energiedepositionen in den Szintillatorlatten ist es möglich, eine Teilchenidentifikation durchzuführen. So lassen sich Protonen und geladene Pionen oder Kaonen trennen, aber auch Neutronen mit einer Nachweiswahrscheinlichkeit von ca. 5% detektieren. Zur Vermeidung einer Wechselwirkung mit dem primären Photonenstrahl wurde aus jeder Wand jeweils die mittlere Latte entfernt. Wird ein

geladenes Teilchen nachgewiesen, so wird diese Information an das Triggersystem weitergegeben.

2.8 Der Gamma-Veto-Detektor

Der Gamma-Veto-Detektor dient zum Nachweis getaggtter Photonen, die, ohne eine Reaktion im Target auszulösen, unbehelligt durch das Loch in der Fluzeitwand entkommen. Geschieht dies, wird ein Vetosignal zur ersten Triggerstufe geschickt. Eine Auslese des entsprechenden Ereignisses wird dann unterdrückt.

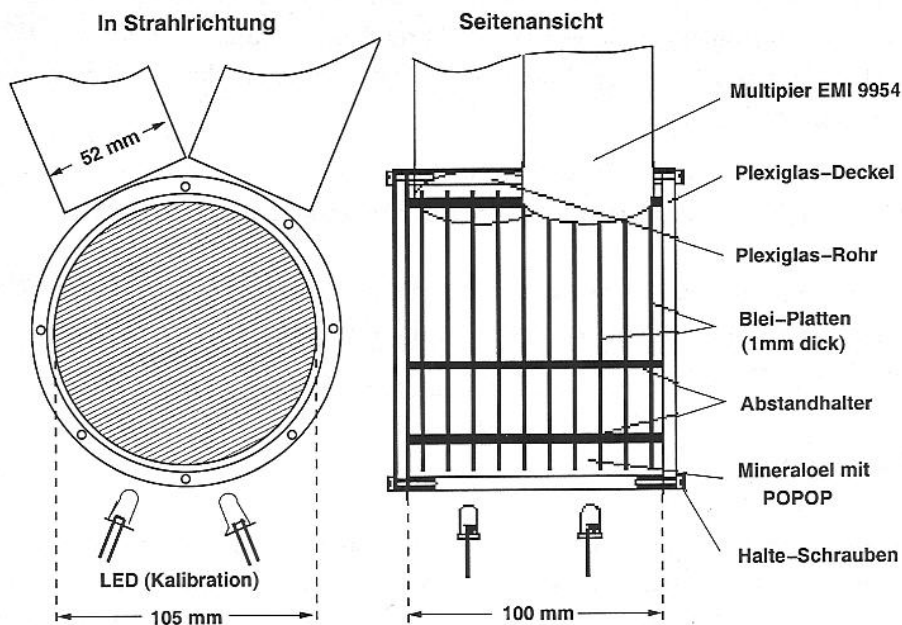


Abb. 2.9: Der Gamma-Veto-Detektor.

Der Gamma-Veto-Detektor besteht aus 3 zylindrischen Modulen von 15 cm Durchmesser und 10 cm Länge, die mit Mineralöl gefüllt sind. Jedes Modul enthält 10 mit aluminisierter Mylarfolie beschichtete Bleischeiben einer Dicke von 1 mm, die Abstände von je 10 mm besitzen. Das Mineralöl fungiert als Cherenkov-Radiator, in ihm ist ein Wellenlängenschieber gelöst, der das gerichtete Cherenkovlicht in isotropes Licht umwandelt.

Der Photonennachweis erfolgt, indem das Cherenkov-Licht des vom Photon ausgelösten elektromagnetischen Schauers von zwei an den Seiten angebrachten Photomultipliern detektiert wird. Eine weitere Aufgabe des Gamma-Veto-Detektors ist die Bestimmung der sogenannten Photodefinitionswahrscheinlichkeit P_γ , welches die Wahrscheinlichkeit angibt, dass zu einem getaggtten Elektron ein zu-

gehöriges Photon im Target angekommen ist. Die Kenntnis von P_γ ist zur Bestimmung des Photonenflusses erforderlich.

2.9 Das Triggersystem und die Datenerfassung

Für die Analyse ist natürlich eine möglichst hohe Statistik für die interessierenden physikalischen Endzustände wünschenswert. Da die Strahlzeit an ELSA begrenzt und mit einem nicht unerheblichen finanziellen und personellen Aufwand verbunden ist, ist es nötig, dass schon bei der Datennahme eine möglichst starke Unterdrückung des Untergrundes mit einer möglichst hohen Ereignisrate einher geht.

Zur Erfassung einer möglichst hohen vorselektierten hadronischen Ereignisrate wird neben der CB-ELSA-Datenerfassung (DAQ) [Sch99] ein schnelles Triggersystem eingesetzt, das zu obigem Zweck hierarchisch aus 2 Stufen aufgebaut ist. Es entscheidet anhand der Informationen der einzelnen Subdetektoren, ob ein Ereignis ausgelesen und gespeichert oder verworfen wird und ermöglicht somit in einem frühem Stadium eine Vorselektion der Daten.

In die *erste Triggerstufe* gehen sämtliche Detektoren ein, die ein schnelles Signal liefern. Hierzu zählt der Tagger, der den Zeitnullpunkt eines Ereignisses darstellt, der Gamma-Veto-Detektor, der Innendetektor, und die TOF-Wand. Eine Antikoinkidenz zwischen Taggingssystem und Gamma-Veto-Detektor gewährleistet, dass ein Bremsstrahlphoton überhaupt erzeugt wurde und eine Reaktion im Target ausgelöst hat, während Innendetektor und TOF-Wand sicherstellen sollen, dass mindestens ein geladenes Teilchen im Event vorhanden war.

Die *zweite Triggerstufe* bildet der Multiplizitätstrigger des Crystal Barrel Kalorimeters, der sog. **Fast Cluster Encoder** (FACE) [Fle00]. Die Hardware der FACE basiert auf einem von der Uni Bochum entwickelten Zellularlogik-Chip, bei der jeder Kristall durch eine logische Zelle, die mit jedem Nachbarn in der Kristallmatrix verbunden ist, dargestellt wird. Mit ihm ist es möglich, Cluster im Crystal Barrel zu erkennen, und somit direkt auf die Multiplizität der Zerfallsphotonen zu triggern. Die zweite Triggerstufe trifft die endgültige Entscheidung, ob das Ereignis noch den gewünschten Kriterien entspricht und ausgelesen und abgespeichert wird. Ansonsten erhalten alle Module ein Clear-Signal und der Trigger wird für ein neues Ereignis geöffnet. Die Triggerkonfiguration kann per Software geändert werden, eine Änderung ist somit auch während der Datennahme ohne Verzögerung möglich. Insgesamt erlaubt der Trigger bereits während der Datennahme eine Selektion spezieller Ereignis-Topologien.

Die Datenerfassung des CB-ELSA-Experimentes liest die Information der einzelnen Detektorkomponenten parallel aus und speichert diese auf DLT-Bänder oder Festplatte. Eine schematische Darstellung der DAQ ist in Abb. 2.10 auf Seite 41 zu sehen. Die Digitalisierung der analogen Signale der Subdetektoren (Tagger, Innendetektor, CB1, CB2, TOF) erfolgt über ADC- und TDC-Module. Jeder Subdetektor besitzt einen eigenen sogenannten lokalen Eventbuilder, der für die

Auslese seiner Detektorkomponente zuständig ist [Ehm00]. Die einzelnen Eventbuilder sind 68040 CPUs, welche unter dem Echtzeitbetriebssystem OS-9 laufen. Diese Parallelisierung der Auslese ermöglicht eine Reduktion der Auslesezeiten. Die Daten der einzelnen lokalen Eventbuilder werden über einen VIC-Bus an einen weiteren Rechner, den globalen Eventbuilder, geleitet, zu einem Event zusammengefügt und an den sog. Event-Handler weitergeleitet. Die Übertragung an den Event-Handler erfolgt über eine optische Glasfaser-Verbindung. Der Event-Handler – ein unter dem Betriebssystem LINUX laufender PC – konvertiert die Daten eines Events in das vom CERN entwickelte ZEBRA-Datenformat [Zeb87] und führt die eigentliche Speicherung auf DLT Magnetband oder Festplatte durch. Die Steuerung und Kontrolle der Datenerfassung erfolgt über eine in der plattformunabhängigen Sprache JAVA realisierten Run-Control [Fuc99].

Die digitalisierten Daten eines Ereignisses weisen eine Größe zwischen 10 und 20 kByte auf, abhängig von der Wahl der auszulesenden Detektorkomponenten. Datenverarbeitung, -übertragung und -speicherung begrenzen die nutzbare Rate auf 100 bis 200 Events pro Sekunde, je nach Ereignis-Größe und -Typ. Die durchschnittliche erreichte Event-Rate beträgt bei dem hier analysierten Datensatz ca. 100 s^{-1} .

2.10 Der TAPS-Detektor

Seit Anfang 2002 werden im Rahmen der neuen CB-ELSA/TAPS²-Kollaboration in einer zweiten Messperiode Messungen durchgeführt, bei denen der TAPS-Detektor [Nov91] die Flugzeitwand als Vorwärtsdetektor ersetzt. Hierbei handelt es sich um ein elektromagnetisches Kalorimeter von hexagonaler Geometrie, welches aus 522 BaF₂-Modulen aufgebaut ist (s. Abb. 2.11 auf Seite 42). Vor jedem dieser Module befindet sich ein Plastiksziellator, in dem geladene Teilchen nachgewiesen werden. Dies ermöglicht geladene von neutralen Teilchen zu unterscheiden. In der Mitte weist dieser Aufbau eine Öffnung für den primären Photonenstrahl bzw. für den dahinterliegenden Gamma-Veto-Detektor auf. Der TAPS-Detektor deckt in dieser Konfiguration einen Polarwinkel von 30° in Vorwärtsrichtung ab und besitzt aufgrund des größeren Abstandes und kleinerer Module in diesem Winkelbereich eine höhere Granularität als der Crystal-Barrel-Detektor. Aufgründessen wurden im Crystal-Barrel-Kalorimeter die drei strahlnächsten Kristallringe entfernt. Auch kann durch die schnelle Abklingzeit der BaF₂-Signale (in ns-Bereich) der TAPS-Detektor in das primäre Triggersystem eingebunden werden. Bei Photonenenergien im GeV-Bereich weisen die Reaktionsprodukte einen starken Lorentzboost auf, was zu einer hohen Rate unter Vorwärtswinkeln führt. Dieser experimentelle Aufbau optimiert somit den Nachweis von Photonen und geladenen Teilchen in Vorwärtsrichtung.

²Ursprünglich **Two Armed Photon Spectrometer**, mittlerweile auch **Travel Around Photon Spectrometer**

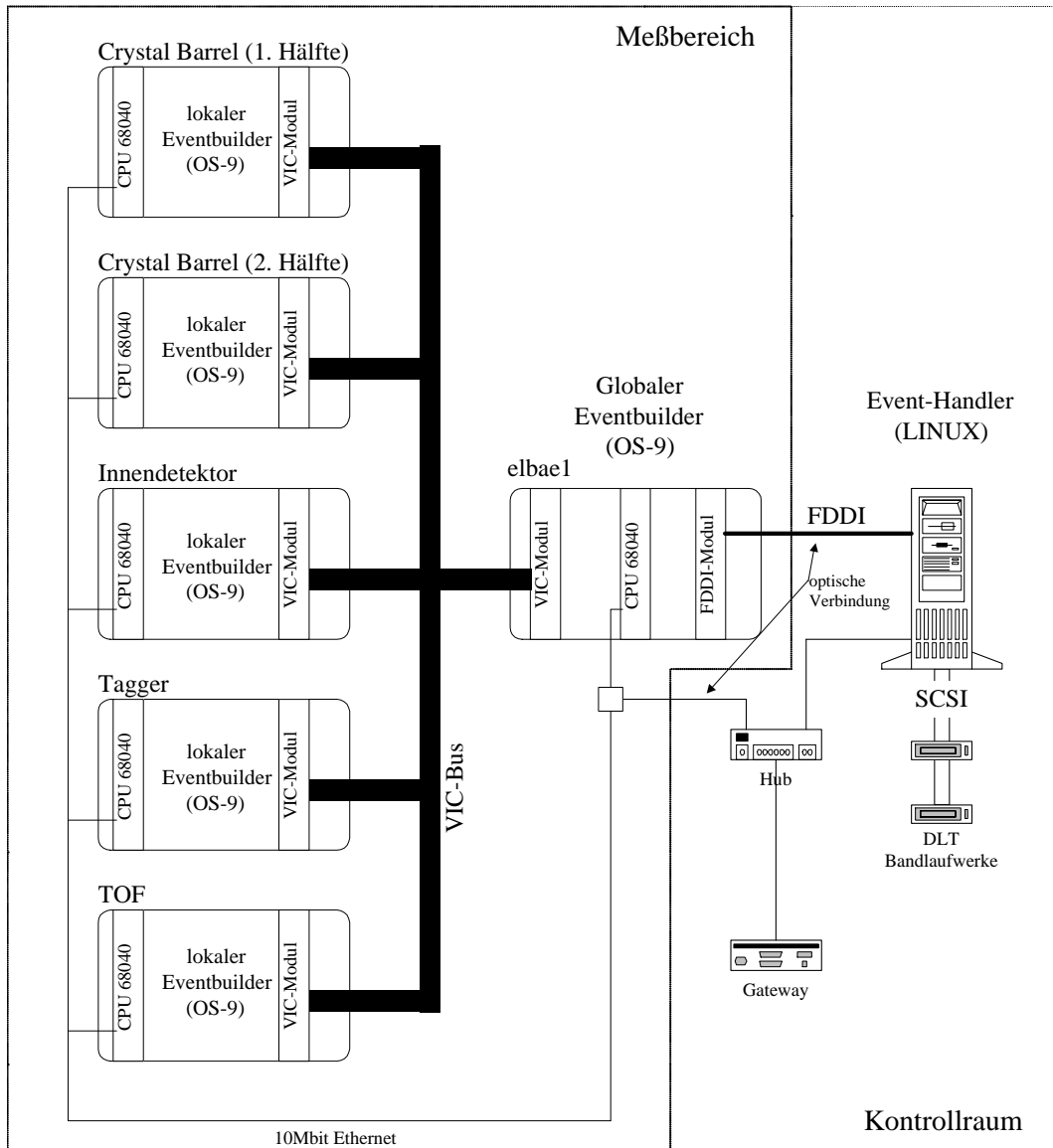


Abb. 2.10: Schematische Darstellung der Datenerfassung [Ehm00].

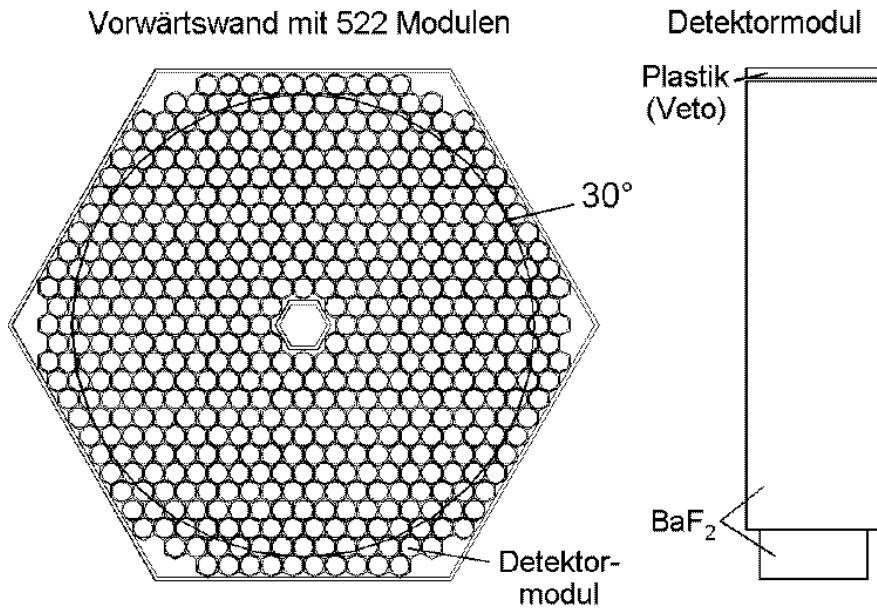


Abb. 2.11: Aufbau des TAPS als Vorwärtsdetektor (links) und ein BaF₂-Modul (rechts).

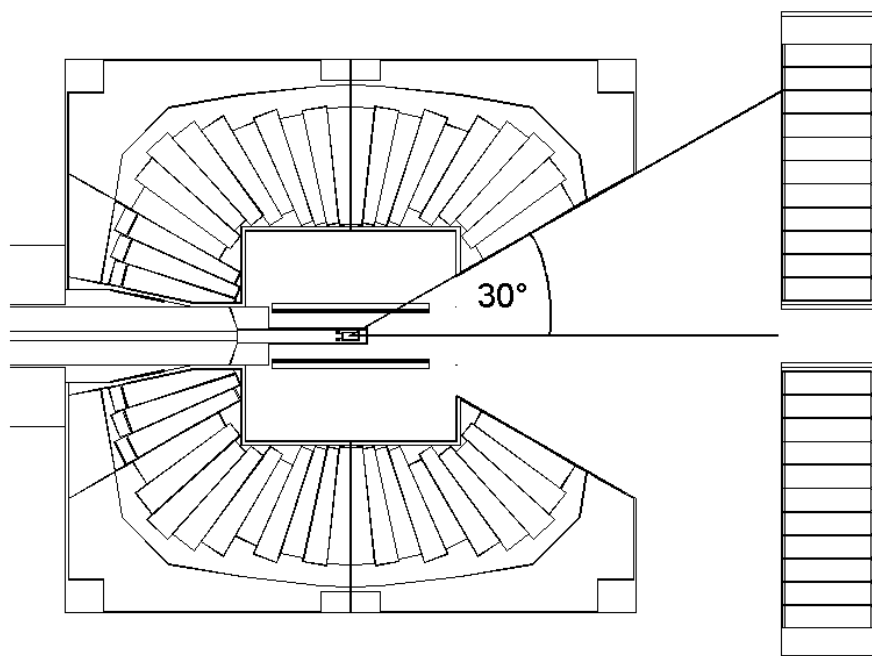


Abb. 2.12: Kombination von Crystal Barrel und TAPS, wie sie ab Anfang 2002 genutzt wird.

Kapitel 3

Analyse der Daten

Die zur Rekonstruktion und Interpretation der Daten notwendige Software umfasst die Monte Carlo Simulation CBGEANT und die Analysesoftware des CB-ELSA Experimentes. Ein wesentlicher Teil dieser Dissertation bestand in der Arbeit an der Entwicklung dieser Programme.

Die Interpretation der Daten, sowie die Entwicklung und Kontrolle der Analysesoftware erfolgt mittels der Monte Carlo Simulation. Die Ereignisrekonstruktion wird mit Hilfe der für das CB-ELSA Experimentes entwickelten Analysesoftware durchgeführt. Diese basiert teilweise – z.B. bei der Barrel-Rekonstruktion – auf Software, die für das CB-LEAR Experiment verwendet worden ist.

Im Folgenden werden die Schritte erläutert die notwendig sind um den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktionen $\gamma p \rightarrow \eta p$ und $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ zu bestimmen. Die Analyse der Daten erstreckt sich hierbei auf einen Datensatz, der bei Photonenergien bis 1.3 GeV aufgezeichnet wurde.

Die grundsätzliche Vorgehensweise bei der Ereignisrekonstruktion ist hierbei wie folgt: Die Photonen aus dem Zerfall der η und π^0 -Mesonen werden im Crystal Barrel Kalorimeter nachgewiesen. Hier findet auch ihre Energie- und Impulsmessung statt. Die Protonen werden mit Hilfe des Innendetektors und des Barrel Detektors, sowie des kinematischen Fits identifiziert. Daten des Flugzeitspektrometers werden in dieser Analyse nicht verwendet. Zusammen mit der Photonenergie aus dem energiekalibrierten Taggingssystem sind die exklusiv gemessenen Ereignisse kinematisch überbestimmt. Es ist daher möglich die Messgrößen einem kinematischen Fit zu unterziehen, was zu einer Verbesserung des Datensatzes hinsichtlich der Auflösung und der Effizienz der Selektion führt. Für die Bestimmung des η -Wirkungsquerschnitts ist zudem die Bestimmung des Photonenflusses, der Trigger- und der Gesamteffizienz, sowie die Kalibration der primären Strahlenergie erforderlich.

Der Photonenfluss wird durch Normierung des Wirkungsquerschnitts auf denjenigen der simultan gemessenen Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ bestimmt. Die Trigger- und

Gesamteffizienzen werden mittels der Monte Carlo Simulation berechnet. Die Kalibration der primären Strahlenergie erfolgt hierbei aus den Daten selbst. In einem letzten Schritt wird der differentielle Wirkungsquerschnitt der η -Photo-
produktion berechnet und mit Modellvorhersagen verglichen.

3.1 Rekonstruktion der Photonen im Crystal Barrel Kalorimeter

Wie im experimentellen Aufbau beschrieben, entstehen im Crystal Barrel Detektor elektromagnetische Schauer, deren Energiedeposition digital verarbeitet wird. Die in den Einzelkristallen gemessene Energiedeposition muss erst mittels der Analysesoftware einem Photon oder einem geladenem Teilchen zugeordnet werden, was wiederum eine Voraussetzung für die Ortsrekonstruktion ist. Ein elektromagnetischer Schauer erstreckt sich im allgemeinen über ein zusammenhängendes Gebiet von mehreren Kristallen. Diese zusammenhängenden Gebiete werden Cluster genannt. Diese Cluster ermöglichen letztlich auch eine Ortsbestimmung mit höherer Auflösung, als sie alleine durch die Größe der Kristallfrontfläche im Clusterzentrum gegeben wäre.

3.1.1 Rekonstruktion der Energie

Die Rekonstruktion der Photonen wird mit der Analysesoftware des CB-ELSA Experimentes durchgeführt, die auf einer erweiterten Version der Kalorimeterrekonstruktionssoftware von [Stu98] basiert. Diese ist in der Programmiersprache C++ verfasst, ein Verfahren, welches auch nahezu vollständig für die Rekonstruktionssoftware der anderen Subdetektoren angewandt wurde. Die Energie der Einzelkristalle wurde in den hier analysierten Strahlzeiten bereits pedestalunterdrückt aufgezeichnet, was die nachträgliche Subtraktion dieses vom elektronischen Rauschen stammenden Wertes überflüssig macht. Dies ermöglicht eine höhere Datenrate, erfordert aber auch gleichzeitig die Aufzeichnung sog. *Pedestalruns* in periodischen Abständen.

Zur Bestimmung des Energieeintrages eines Einzelkristalles muss für den Crystal Barrel Detektor zunächst ein Kalibrationsverfahren durchgeführt werden, bei dem für jeden Kristall eine charakteristische Kalibrationskonstante bestimmt wird, ein multiplikativer Faktor, der es ermöglicht aus der gemessenen Energie den "wahren" Energieeintrag dieses Kristalles anzugeben. Bei diesem iterativen Verfahren wird der π^0 - Peak im invarianten Messenspektrum der beiden Photonen aus dem Pionzerfall in der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ auf den Nominalwert von 134.98 MeV/ c^2 gebracht. Dieses Verfahren ist ausführlich beschrieben in [Jun00].

Aus dem Energieeintrag der einzelnen Kristalle wird mittels des Rekonstruktionsalgorithmus die Energiedeposition eines Photons berechnet. In einem ersten Schritt wird für jeden Kristall kontrolliert, ob die Energie über einer Einzelkristallschwelle (E_{Cr}^{thr}) von 1 MeV liegt. Diese Schwelle dient zur Entscheidung, ob in einem Kristall überhaupt Energie deponiert wurde oder der Eintrag als Rauschen verworfen wird. Anschließend wird ein zusammenhängendes Gebiet solcher Kristalle zu einem Cluster zusammengefasst. Um als Cluster zu gelten, muss die Energiesumme des Clusters wiederum über einer Schwelle (E_{Cl}^{thr}) von typischerweise 20 MeV liegen, um statistische Schauerfluktuationen ("Splitoffs") zu unterdrücken.

Da die Entstehung eines Cluster durch die Energiedeposition von mehr als einem Teilchen verursacht worden sein kann, wird anschliessend nach lokalen Maxima innerhalb dieses Clusters gesucht.

Falls es nur ein Maximum in einem Cluster gibt, wird dieses als ein PED¹⁾ bezeichnet. Ein PED ist gewissermassen die im Barrel rekonstruierte Manifestation eines Teilchens. Etwas vereinfachend kann man ein PED als lokales Maximum innerhalb eines Clusters ansehen. Es wird mit einem Teilchen identifiziert, dessen Energie in obigem Fall der gesamten Clusterenergie entspricht.

$$E_{PED} = E_{Cl} \quad (3.1)$$

Falls ein Cluster mehrere lokale Maxima enthält, wird das globale Maximum in jedem Fall als PED klassifiziert. Die übrigen lokalen Maxima werden dann als weitere Teilchen angesehen, falls die Energie der jeweiligen Zentralkristalle oberhalb der Zentralkristallschwelle E_{Zentr}^{thr} , sowie die zu diesen lokalen Maxima zugeordnete Energiedeposition E_{PED} oberhalb der zugehörigen Schwelle E_{PED}^{thr} liegt.

Zur Ermittlung der PED-Energie wird die Summe der Energiedepositionen des Zentralkristalls und der seiner acht unmittelbaren Nachbarn gebildet (E_9):

$$E_9 = E_{ZKr} + \sum_{i=1}^8 E_i \quad (3.2)$$

Befindet sich ein Kristall k in der direkten Nachbarschaft mehrerer lokaler Maxima, wird sein Anteil an der Neun-Energie des Kristalls i wie folgt berechnet (j läuft über die k benachbarten Zentralkristalle):

$$E_{\text{Anteil von } i}^k = \frac{E_{ZKr}^i}{\sum_j E_{ZKr}^j} \cdot E^k \quad (3.3)$$

¹Particle Energy Deposit

Die PED-Energie wird berechnet durch Gewichtung der Cluster-Energie mit der relativen Grösse der E_9 -Energien:

$$E_{\text{PED}} = \frac{E_9}{\sum_j E_9^j} \cdot E_{\text{Cl}} \quad (3.4)$$

wobei j über die lokalen Maxima läuft.

In die Wahl der Energieschwellen gehen folgenden Überlegungen ein: Elektromagnetische Schauerfluktuationen können ebenfalls lokale Maxima erzeugen, da ein elektromagnetischer Schauer geometrisch nicht stets in gleicher Weise abläuft, sondern statistischer Natur ist. Diese Sekundärmaxima werden Splitoffs genannt und können als weitere Teilchen misidentifiziert werden. Dies kann zu einer falschen Anzahl von rekonstruierten Photonen im Barrel Detektor führen. Diese Splitoffs weisen in der Regel eine sehr geringe Energie auf. Ihr Energiespektrum weist ein scharf ausgeprägtes Maximum bei ca. 10 MeV auf und ist bei 20 MeV bereits stark unterdrückt. Etwa 5% der von Photonen stammenden Schauer führen zur Erzeugung von Splitoffs, wobei deren Anzahl mit wachsender PED-Energieschwelle stark abfällt. Andererseits können zu hohe Energieschwellen wiederum dazu führen, dass viele niederenergetische Photonen unerkannt bleiben. Untersuchungen haben gezeigt, dass die in Tabelle 3.1 dargestellten Schwellenwerte sehr gute Ergebnisse bei der Splitoffunterdrückung liefern.

Hadronische Teilchen wiederum wie Protonen, geladene Pionen oder Kaonen deponieren hingegen ihre Energie zum grössten Teil im Zentralkristall eines PEDs und erzeugen somit keine nennenswerte Zahl von Splitoffs.

	Schwelle [MeV]
Einzelkristall $E_{\text{Cr}}^{\text{thr}}$	1
Zentralkristall $E_{\text{Zentr}}^{\text{thr}}$	13
PED $E_{\text{PED}}^{\text{thr}}$	20
Cluster $E_{\text{Cl}}^{\text{thr}}$	20

Tab. 3.1: Typische Werte für die Schwellen.

Es zeigt sich, dass die auf diese Weise rekonstruierten PED-Energien die wahren Photon-Energien unterschätzen. In der Tat muss die PED-Energie einer Energie- und Winkelabhängigen Korrektur unterzogen werden, um das insensitive Material des Detektorsystems zu berücksichtigen.

Mittels Monte-Carlo-Untersuchungen konnten detektorspezifische phänomenologische Korrekturfunktionen der Form

$$E_{\text{korrr}}^{PED}(\Theta, E_{PED}) = (k_0(\Theta) + k_1(\Theta) \cdot e^{-k_2(\Theta) \cdot E_{PED}}) \cdot k_4 \cdot E_{PED}^{k_5} + k_6 \quad (3.5)$$

gefunden werden, wobei $\Theta=1\dots 26$ der Index des Polarwinkel des PEDs und E_{PED} die PED-Energie des einfallenden Photons ist. $\Theta=1$ ist hierbei der strahlnächste Kristallring (wobei man allerdings aufgrund einer älteren Konvention häufig von Kristallring 13 spricht). Dies ergibt aufgrund der Vorwärts-Rückwärtsasymmetrie des Crystal Barrel Detektors - einer Näherung, die sehr gut erfüllt ist - insgesamt 13 unabhängige Korrekturfunktionen.

Das Verfahren zur Bestimmung dieser Funktionen ist hierbei wie folgt: In der Monte Carlo Simulation werden verschiedene Mesonen (π^0 , η , ω , η' , etc) mit unterschiedlichen Anfangsimpulsen im Target generiert und diese mit isotroper Flugrichtung in den Barrel Detektor gesandt. Die isotrope Abdeckung des Barrels ist wichtig, da es zwischen den Kristallen materialbedingte Schwankungen in der Nachweiseffizienz gibt. Die Mesonen zerfallen weiter in Mesonen und in Photonen mit unterschiedlichen Multiplizitäten und erzeugen Energiedepositionen im Barrel, welche durch die Analysesoftware rekonstruiert werden. Die in der Monte Carlo Simulation bekannte generierte Photonenergie kann gegen das Residuum aus rekonstruierter PED-Energie und generierter Photonenergie aufgetragen werden und so die korrekte Rekonstruktion der Energien überprüft werden.

Aus den so bestimmten Energien kann dann mit Kenntnis der rekonstruierten Orte (s.unten) die invariante Masse der n Zerfallsphotonen

$$m_{inv} = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^n E_i\right)^2 - \left(\sum_{i=1}^n \vec{p}_i\right)^2} \quad (3.6)$$

gebildet werden, die dann beim jeweiligen Nominalwert liegen. Für die Impulse gilt hierbei

$$\vec{p}_i = E_{\gamma i} \frac{\vec{r}_i}{|r_i|} \quad (3.7)$$

(\vec{r}_i : Ortsvektor des Photons i). Im Falle einer falschen Energierekonstruktion weichen diese Massen zum Teil erheblich von den Nominalwerten ab.

Die Korrekturfunktionen sind speziell für einfallende Photonen konstruiert worden, für hadronische PEDs sind sie weniger geeignet. Diese deponieren ab einer Impulsschwelle (bei p+ etwa 950 MeV/c²) nur einen Teil ihrer Energie im Barrel, da diese höherenergetischen Teilchen in der Regel den Barrel Detektor durchqueren (s. Abb. 3.1). Das führt dazu, dass aus der ausgelesenen PED-Energie eines

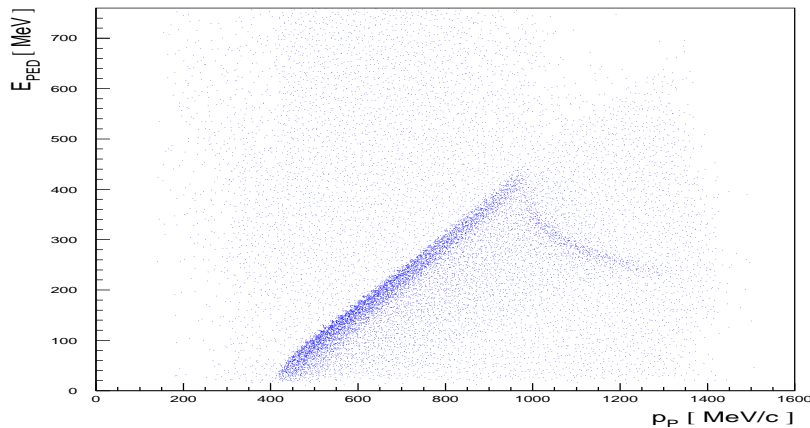


Abb. 3.1: Gemessene PED-Energie in Abhängigkeit vom Protonimpuls.

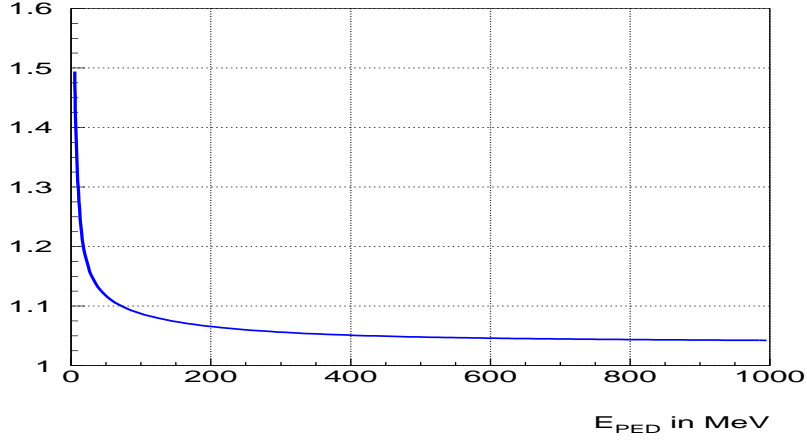
Hadrons im Gegensatz zu Photonen die wahre Energie nicht eindeutig rekonstruiert werden kann.

Die Korrektur für die strahlnächsten Ringe fällt insgesamt am höchsten aus, da die Länge der Flugbahn eines Teilchens durch insensitives Material sich mit dem θ -Winkel ändert. Aufgrund der ϕ -Symmetrie des Barrels, hängt die Länge dieser Strecke nur von θ ab. Je kleiner der Winkel zwischen Flugbahn und Haltestruktur ist, desto größer ist die zurückgelegte Strecke und somit der Energieverlust im insensitiven Material.

Die Energiekorrektur (s. Abb.3.2) ist bei kleinen Photonenergien wie bei kleinen Winkeln am größten, da dann der Anteil, der in der Haltestruktur verloren geht, prozentual am größten ist, wohingegen mit zunehmender Energie sich das Verhältnis von Energieverlust zu Energie einem konstanten Wert annähert. Bei Verfügbarkeit der Energie ist zur Rekonstruktion eines Viererimpulses zusätzlich noch die Flugrichtung sowie die Identifikation eines Teilchens erforderlich.

3.1.2 Rekonstruktion des Ortes

Die Bestimmung des Viererimpulses der Photonen im Barrel erfordert die Bestimmung ihrer Flugrichtung. Dies geschieht über die Ortsrekonstruktion im Barrel-Kalorimeter, bei der zunächst angenommen wird, dass die Reaktion im Targetmittelpunkt stattgefunden hat. Die Ausdehnung des zylinderförmigen Targets mit einer Länge von 5.2 cm und einem Durchmesser von 3 cm wird zunächst vernachlässigt. Zur Ermittlung der Trajektorie wird ein weiterer Punkt benötigt, dessen Lage aus dem Energieeintrag und der Position der Einzelkristalle im Kalorimeter ermittelt wird.

Abb. 3.2: Verlauf der Energie-Korrekturfunktion für $\Theta_I = 3$.

Für den θ - und ϕ -Winkel eines angesprochenen Kristalles gilt aufgrund der Segmentierung des Barrel Kalorimeters

$$\theta_k = \Theta_I \cdot 6^\circ + 9^\circ \quad (3.8)$$

$$\phi_k = \begin{cases} \Phi_I \cdot 6^\circ + 3^\circ & \text{für } 4 \leq \Theta_I \leq 23 \\ \Phi_I \cdot 6^\circ & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.9)$$

wobei für die Indizes $\Theta_I=1\dots 26$ und $\Phi_I=1\dots 60$ gilt. Eine Ausnahme bilden die Kristalle der Ringe 1 bis 3 und 24 bis 26, die jeweils 12° in ϕ abdecken. Sie bestehen aus nur 30 Kristallen, die nur gerade Indizes besitzen.

Die einfachste Methode, die Richtung eines Photons zu ermitteln, wäre die Richtung des Zentralkristalles mit der des Photons gleichzusetzen, was bei einer Segmentierung von 6° recht ungenau wäre.

Eine bessere Auflösung erhält man bei Verwendung der Lage und der Energieposition jedes Kristalls eines PEDs, in einer mit den Energiebeiträgen der einzelnen Kristalle gewichteten Rekonstruktion.

Für die Richtungsrekonstruktion eines Teilchens wird für jeden Kristall ein Wichtungsfaktor w_k eingeführt, mit welchem über die Position aller zu einem PED gehörende Kristalle summiert wird:

$$(\theta, \phi)_{PED} = \sum_k \frac{w_k}{W} \cdot (\theta, \phi_k) \quad (3.10)$$

$$\text{wobei } W = \sum_k w_k \quad (3.11)$$

Die Konvention für den Ursprung des Koordinatensystems ist hierbei, dass $\phi = 0$ in Strahlrichtung waagrecht nach links zeigt.

Es wird eine logarithmische Energiegewichtung mit $w_k = \max[0; 4.25 + \ln(\frac{E_i}{E_{PED}})]$ verwendet, wobei w_k angibt, wie stark die Ausläufer eines elektromagnetischen Schauers beitragen. Monte Carlo Untersuchungen [Jun00] zeigen, dass diese logarithmische Wichtung einer linearen Wichtung mit $w_k = \frac{E_k}{E_{PED}}$ überlegen ist, da die radiale Energieverteilung in einem elektromagnetischen Schauer exponentiell abfällt. Der größte Energieanteil wird im Zentralkristall eines Schauers deponiert. Dessen Beitrag dominiert in der linearen Wichtung die Rekonstruktion, die logarithmische Wichtung berücksichtigt hingegen die Umgebung eines Zentralkristalls stärker. Daraus folgt eine Verbesserung der Ortsrekonstruktion insofern, dass eine Kammstruktur in den rekonstruierten Winkeln, wie sie bei der linearen Wichtung zu sehen ist, bei der logarithmischen Wichtung nicht mehr auftaucht. Die Ortsrekonstruktion resultiert somit aus der Energierekonstruktion und hängt von der relativen Energiedeposition der Einzelkristalle im Barrel Detektor ab. Die mit dieser Methode maximal erreichbare Winkelauflösung liegt unter 1° (sigma).

Vertexkorrektur:

Bei der Analyse der Daten stellte es sich heraus, dass die Annahme des Nullpunktes des Koordinatensystems im Targetmittelpunkt nicht ganz korrekt ist. Dies zeigte sich bereits in verschiedenen Analysen bei der Rekonstruktion des Vertexortes einer Reaktion. Ausgehend vom Auftreffort im Crystal Barrel und dem vom Innendetektor rekonstruierten Durchstosspunkt ist es möglich, eine Spurgerade zu definieren. Hieraus kann man den Wechselwirkungsort des Primärphotons im Target zu berechnen, indem man annimmt, dass der minimale Abstand der Gerade zur z-Achse der wahrscheinlichste Ort des Reaktionsvertex ist. Zwar ist die resultierende Vertexverteilung sehr breit und liefert unphysikalische Wechselwirkungsorte auch jenseits der Targetgrenzen, der Mittelwert der Verteilung zeigt jedoch deutlich eine Targetverschiebung um 0.65 cm entgegen der Strahlrichtung [Bog01]. In einer anderen Analyse, die auf einer kinematischen Anpassung basiert wird über die Verschiebung der θ -Pulls der Protonen und Photonen eine Targetverschiebung von 0.7 cm gegen die Strahlrichtung ermittelt [Kop02]. Als im Rahmen des Umbaus für die CB/TAPS Messperiode eine Messung möglich wurde, wurde ein Wert von 0.65 cm ermittelt [Wal02]. Dieser Wert wird auch in der Analyse berücksichtigt.

3.2 Kinematische Anpassung

Nach der Rekonstruktion der Messgrößen werden diese einer kinematischen Anpassung unterzogen. Dies ist möglich, da zusammen mit der Photonenergie aus dem energiekalibrierten Taggingssystem die Ereignisse exklusiv gemessen und daher kinematisch überbestimmt sind.

Ziel einer kinematischen Anpassung an gewisse Randbedingungen ist es, eine Verbesserung des Datensatzes hinsichtlich der Auflösung zu erreichen. Jede Messung ist mit einem endlichen Fehler behaftet und die gemessenen Größen streuen um den wahren physikalischen Wert mit einer Standardabweichung σ . Daher sind bei einer Messung die Randbedingungen (engl. *constraints*) wie Energie- und Impulserhaltung im allgemeinen nicht exakt erfüllt.

Bei einer Reaktion des Typs $\gamma p \rightarrow q p$, wobei das Meson $q = (\pi^0, \eta, \dots)$ weiter in Photonen zerfällt, sind nach der Rekonstruktion durch die Subdetektoren die Vierervektoren aller beteiligten Teilchen im Eingangs- und Ausgangszustand festgelegt. Die Randbedingungen für Energie- und Impulserhaltung lauten dann, unter der Annahme, dass sich das einfallende Photon entlang der z -Achse bewegt ($c = 1$):

$$\begin{aligned}
 E_\gamma + m_p &= E_p + E_q \\
 0 &= p_p^x + p_q^x \\
 0 &= p_p^y + p_q^y \\
 p_\gamma (= E_\gamma) &= p_p^z + p_q^z
 \end{aligned} \tag{3.12}$$

In sphärischen Koordinaten lauten obige Gleichungen:

$$\begin{aligned}
 E_\gamma + m_p &= \sqrt{m_p^2 + p_p^2} + \sum_{i \in \text{Photonen}} (E_i = p_i) \\
 0 &= p_p \sin(\theta_p) \cos(\phi_p) + \sum_{i \in \text{Photonen}} p_i \sin(\theta_i) \cos(\phi_i) \\
 0 &= p_p \sin(\theta_p) \sin(\phi_p) + \sum_{i \in \text{Photonen}} p_i \sin(\theta_i) \sin(\phi_i) \\
 p_\gamma &= p_p \cos(\theta_p) + \sum_{i \in \text{Photonen}} p_i \cos(\theta_i)
 \end{aligned} \tag{3.13}$$

Bei Anpassung an die Energie- und Impulserhaltung als Randbedingungen spricht man auch von einem *Phasenraum-Fit*. Die Forderung der Zugehörigkeit der n Zerfallsphotonen zu einem Meson führt zu einer zusätzlichen Randbedingung für die invariante Masse:

$$m_q = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^n E_i\right)^2 - \left(\sum_{i=1}^n \vec{p}_i\right)^2} \tag{3.14}$$

Bei einer kinematischen Anpassung wird eine Variation der Messgrößen innerhalb ihrer vorgegebenen Fehlergrenzen vorgenommen, so dass die vorgegebenen Randbedingungen erfüllt werden. Aus allen möglichen Variationen, die die Randbedingungen erfüllen, wird diejenige gesucht, welche die Messwerte in optimaler Weise verändert. Das Maß für die Güte der Anpassung ist die quadratische Abweichung χ^2 der Messwerte y_i zu den angepassten Größen y_i^{fit} , mit den Korrekturen $\delta y_i = y_i^{fit} - y_i$

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\delta y_i}{\sigma_i} \right)^2 \quad (3.15)$$

Sind die Meßfehler korreliert, so erweitert sich obiger Ausdruck zu einer Matrixgleichung

$$\chi^2 = (\delta \vec{y})^T V^{-1} (\delta \vec{y}) + 2 \vec{\lambda}^T \vec{F}(\vec{y} + \delta \vec{y}) \quad (3.16)$$

mit den linearisierten Randbedingungen $F_j(\vec{y} + \delta \vec{y}) = 0$, der Kovarianzmatrix V , und den Lagrange-Multiplikatoren λ_i .

Hierbei ist diejenige Lösung optimal, die unter Berücksichtigung der Messfehler und ihrer Korrelationen untereinander die geringste quadratische Abweichung liefert (Methode der kleinsten Quadrate). Bei der Minimierung des χ^2 werden durch die Methode der Lagrange-Multiplikatoren die Randbedingungen mitberücksichtigt. Für das Minimum von χ^2 gilt

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial y_i^{fit}} = 0 \quad (3.17)$$

Eine Anpassung ist erfolgreich, wenn eine iterative Lösung des Gleichungssystems gefunden werden kann. Das χ^2 gibt an, wie weit die Messgröße variiert werden muss um die Randbedingung zu erfüllen und kann somit für den Test von Hypothesen, bzw. als Selektionskriterium für ein Ereignis eingesetzt werden. Im Falle einer gaußförmigen Verteilung der Messgrößen ergibt sich für die minimale quadratische Abweichung eine χ^2 -Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung mit n Freiheitsgraden

$$P(\chi^2, n) = \frac{2^{-n/2}}{\Gamma(n/2)} \chi^{n-2} e^{-\chi^2/2} \quad (3.18)$$

Um eine Aussage über die Güte einer Anpassung geben zu können, wird anstatt des χ^2 das von der Zahl der Freiheitsgrade unabhängige Konfidenzniveau CL bestimmt.

$$CL(\chi^2) = \int_{\chi^2}^{\infty} P(x, n) dx \quad (3.19)$$

Das Konfidenzniveau gibt somit an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Ereignis bzgl. der zugrundeliegenden Hypothese selektiert wird. Es kann Werte zwischen 0 und 1 annehmen. Im Idealfall von ausschließlich richtig angepaßten Ereignissen ergibt sich für das Konfidenzniveau eine Gleichverteilung. Falls die Hypothese nicht erfüllt ist, ergibt sich hingegen ein Konfidenzniveau von Null.

Weitere wichtige Kenngrößen sind die auf die Messfehler normierten Residuen aus angepassten und ursprünglichen Messwerten, die sogenannten Pulls:

$$P_i = \frac{\delta y_i}{\sqrt{(V^{fit} - V)_{ii}}} = \frac{y_i^{fit} - y_i}{\sqrt{(\sigma_i^{fit})^2 - (\sigma_i)^2}} \quad (3.20)$$

Falls eine Messgröße gaußverteilt ist und der Messfehler richtig eingestellt ist, ist die Häufigkeitsverteilung des zugehörigen Pulls mit einer Breite von Eins gaußförmig um Null zentriert (Normalverteilung). Die Breite der Verteilung erfordert richtig eingestellte Messfehler, ermöglicht andererseits aber somit eine Aussage über die experimentelle Auflösung.

Eine kleinere Breite der Pullverteilung als Eins bedeutet dass der Fehler des Messwertes überschätzt, eine größere Breite als Eins dass er unterschätzt worden ist. Die Abweichung des Schwerpunktes der Pullverteilung vom Nullpunkt bedeutet einen direkten Hinweis auf eine systematische Unter- oder Überschätzung des Messwerts.

Die Pulls stellen somit ein weiteres Kriterium dar inwieweit sowohl die Messgrößen als auch ihre Fehler richtig bestimmt sind.

Um χ^2 -Fitwerte als Selektionskriterium zu verwenden, ist es erforderlich eine gute Übereinstimmung zwischen gemessenen und simulierten Pullverteilungen zu erreichen. Die Forderung nach einer Normalverteilung der Pulls sowohl bei Monte Carlo als auch bei realen Messwerten ermöglicht bei einem Schnitt auf das Konfidenzniveau die Selektion von simulierten und realen Ereignissen mit der gleichen Wahrscheinlichkeit. Andernfalls ist es möglich, dass Monte Carlo und Daten Events den gleichen χ^2 -Wert aufweisen, die zugrundeliegende Hypothese aber mit unterschiedlichen Wahrscheinlichkeiten erfüllt wird.

3.3 Rekonstruktion der getaggtten Photonenergie

Die Bestimmung der primären Photonenergie geschieht durch die Rekonstruktionssoftware des Tagging-Systems [Cbn01], deren Algorithmus auf den des SAPHIR-Experiments zurückgeht [Lin00]. Der zugrundeliegende Mechanismus ist bereits in Abschnitt 3.2 erläutert worden. Im Prinzip kann die Energie des getaggtten Photons direkt aus der Position des angesprochenen Drahtes der Proportional-Drahtkammer ermittelt werden. Idealerweise spricht ein einziger Draht und ein zugehöriger Szintillator an. Der Szintillator mit der Nummer 1 ist am weitesten vom Strahl entfernt und entspricht den höchsten Photonenergien und der niedrigsten Rate, bei Nummer 14 ist es genau umgekehrt.

In der Realität können jedoch durch ein Elektron, welches im Bremsstrahltarget reagiert hat, mehrere Signale ausgelöst werden. Weiterer unerwünschter Untergrund kann entstehen, wenn mehr als ein Elektron gleichzeitig das Tagging-System trifft, durch Rückstreuung aus dem Beam-Dump oder durch elektronisches Rauschen. Um diese Untergrundprozesse zu eliminieren, ist eine Rekonstruktion in mehreren Stufen notwendig. Die Definition eines Ansprechers umfasst üblicherweise die Fälle, in denen mindestens einer der ADCs einen individuellen Schwellenwert (etwa 50 Kanäle) überschreitet und die beiden TDC-Werte eines Szintillators innerhalb eines Fensters von 200 Kanäle um den Prompt Peak liegen. Aus allen Ansprechern in den Drahtkammern werden zunächst diejenigen verworfen, die keine Koinzidenz mit einem ihrer zugehörigen Szintillatoren aufweisen. Die Zuordnung Drahtkammer-Szintillator wird hierbei aus den Daten selbst bestimmt.

Der Überlapp der beiden Drahtkammern (Drähte 208–211) wird in der Rekonstruktion verworfen, dies erfordert die Ummummerierung der Drähte (sog. virtuelle Drahtummern) für die Clusterfindung, so dass insgesamt 348 Drähte zur Verfügung stehen.

Die verbliebenen Drahtansprecher werden zu Clustern zusammengefasst, wobei bei der Zuordnung zu einem Cluster das Fehlen eines Drahtes erlaubt ist. Der endgültige Draht aus dem die Photonenergie ermittelt wird, ergibt sich aus dem zentralen Draht im Cluster. Die dem Draht korrespondierende Photonenergie wird durch Inversion der Kalibrationsfunktion, also der analytisch vorliegenden Energie-Draht-Zuordnung, gewonnen. Hierzu ist erst die Kalibration des Tagging-Systems erforderlich. Die Bestimmung der Kalibrationsfunktion wird in Abschnitt 3.8 beschrieben.

Der Fehler bei der Energierekonstruktion wird, falls die Drahtkammer vorhanden ist, als die Energie, die einem Drahtabstand korrespondiert, angenommen. Falls keine Information aus der Drahtkammer vorhanden ist, sondern nur Szintillatoren, wird er entsprechend Szintillatorbreite angenommen.

Die Zahl der zu einem Cluster gehörenden Drähte ist sehr gering, üblicherweise 1-2, Cluster mit mehr als 2 Drähten sind wesentlich seltener (s. Abb.3.3). Die

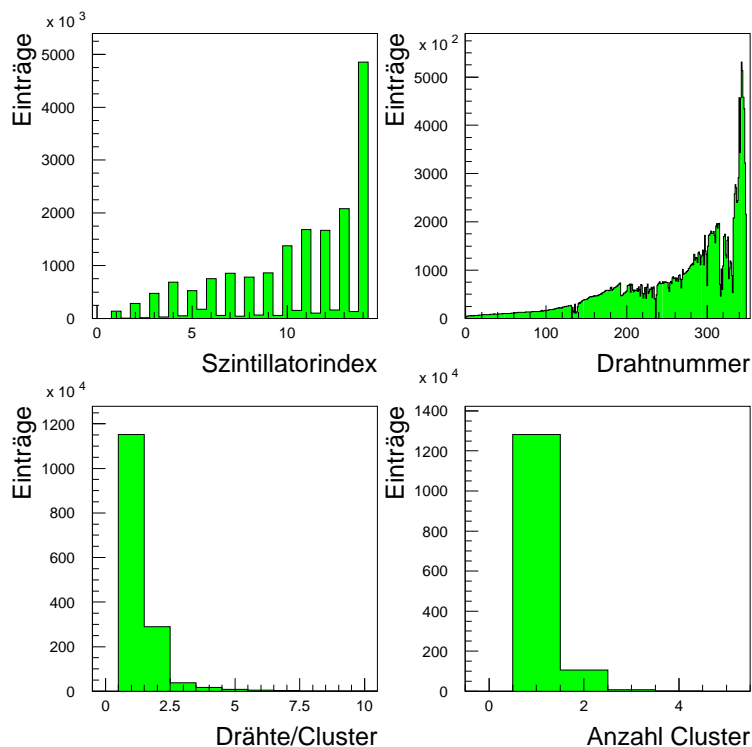


Abb. 3.3: Obere Reihe: Verteilung der Szintillator- und Drahtindizes. Untere Reihe: Zahl der Drähte pro Cluster und Verteilung der Mehrfachcluster.

zugehörige Energieauflösung variiert, ein Draht deckt bei $E_\gamma = 1305$ MeV 0.07 MeV und bei $E_\gamma = 305$ MeV 7 MeV ab.

Die rekonstruierten Ereignisse werden in Kategorien eingeteilt, die durch Status Variablen charakterisiert werden. Der *Taggerindex* gibt, falls er ganzzahlig und positiv ist, die Nummer der getroffenen Szintillatoren an. Halbzahlige Werte geben an, dass der Überlapp zwischen zwei Szintillatoren getroffen wurde. Die verwendete Konvention bei der Zuordnung ist hierbei für den Index I : $I.5 \rightarrow I$. Dies führt zu der Zuordnung Szintillator–Drahtansprecher, die in Tab 3.2 dargestellt ist. Für die rekonstruierte Strahlenergie wird, falls kein Drahtansprecher aber ein Szintillatortreffer existiert, der Draht verwendet, der dem Zentrum des Szintillators entspricht.

Die Status Variable *TaggerWord* gibt Information über das Gelingen der Rekonstruktion. Positive ganzzahlige Werte geben die Zahl der koinzidenten Cluster und somit der möglichen Photonenergien für das Ereignis an. Unter einem ko-

Szintillator Index	Drahtnummer
1	1-47
2	48-95
3	96-141
4	142-181
5	182-207
6	208-231
7	232-253
8	254-270
9	271-284
10	285-300
11	301-316
12	317-331
13	332-340
14	341-348

Tab. 3.2: Zuordnung Szintillatorindex–Draht.

inzidenten Cluster versteht man ein Cluster, bei dem sowohl Drahtkammer als auch der zugehörige Szintillator einen gleichzeitigen Treffer aufweisen.

Genau wie die Clustergrösse ist die Zahl der Mehrfachcluster und somit die Zahl der Mehrfachenergien allerdings gering (s. Abb. 3.3). Dies erlaubt, einen großen Teil der angebotenen rekonstruierten Energien für die Analyse zu verwenden.

Negative Werte von *TaggerWord* signalisieren die Fälle, in denen kein oder kein koinzidenter Drahttreffer, sondern nur Szintillatortreffer vorhanden sind etc. Man erfasst so hauptsächlich Fälle in denen etwas nicht richtig funktioniert hat. Für eine vollständige Liste siehe [Cbn01]. In 19.5% der Fälle sind Szintillator und Draht vorhanden, aber nicht koinzident. Diese Ereignisse führen zu keiner eindeutig rekonstruierbaren Energie. In den restlichen Fällen (80.5%) ist es prinzipiell möglich, eine oder mehrere Energien zu rekonstruieren.

In 54.2% aller Fälle wird ein eindeutiger koinzidenter Drahtcluster rekonstruiert, in 4.4% sind es zwei, und in 0.3% drei koinzidente Cluster. In 12.4% gibt es einen eindeutigen Szintillatortreffer, aber keine Drahtkammerinformation, wohingegen in 9.2% mehrere unzusammenhängende Szintillatoren gefeuert haben, oder ein Draht vorhanden war, aber kein zugehöriger Szintillator. Bei der vorliegenden Analyse wird *TaggerWord*=1 verlangt, also ein eindeutiger, koinzidenter Drahtcluster über einem Szintillator.

Das Tagging-System wird simuliert, indem für die Monte Carlo-Daten der Fehler der Eingangsphtonenergie der Simulation derjenigen im realen Experiment angepasst wird. Die Definition eines gültigen Energieansprechers kann nach Belieben gewählt werden, da der Photonenfluss aus der SAID-Normierung gewonnen wird (s. Abschnitt 3.8).

3.4 Der Innendetektor

Der Innendetektor erfüllt im Experiment zwei wichtige Aufgaben. Zum einen ist er verantwortlich für die Identifikation der geladenen Teilchen (bzw. speziell der Protonen), zum anderen ist er neben Tagger und TOF-Wand Bestandteil des First-Level-Triggers. Für den Wirkungsquerschnitt ist der Protonnachweis wichtig, um ein sauberes, untergrundfreies Datensample zu erhalten. Da durch die Triggerbedingung auch potenziell gute Ereignisse verworfen werden, muss man die Triggereffizienz kennen.

3.4.1 Rekonstruktion des Innendetektors

Die Rekonstruktion der Protonen wird vom Rekonstruktionsprogramm *Rourekon* [Bog02] der Universität Erlangen durchgeführt, welches in die Offline integriert ist. Trifft ein geladenes Teilchen den Innendetektor, so erzeugt es Ansprecher in den szintillierenden Fasern, die, falls sie nebeneinanderliegen, zu Clustern zusammengefasst werden.

Ein Faseransprecher ergibt sich aus einem Signal im TDC-Spektrum der betreffenden Faser. Es gibt allerdings einige defekte TDC-Kanäle, die kein Signal zeigen. Für die Protonrekonstruktion ist es erforderlich, diese nicht-funktionierenden Fasern aus der Rekonstruktion zu entfernen, sowohl für die realen als auch für die simulierten Daten (s. Tabelle 3.3). Es werden keine weiteren Schnitte auf das TDC-Signal angewandt, da sich gezeigt hat, dass der zufällige Untergrund vernachlässigbar ist, und das Resultat nur geringfügig verändert [Cre02].

Die Berechnung des Durchstoßpunktes erfolgt, indem die 3 Zylindermäntel imaginär aufgeschnitten und in die Ebene abgerollt werden. Die Fasercluster erzeugen in dieser Ebene Geraden, deren Schnittpunkte die Durchstoßpunkte definieren. Die unterschiedlichen Radien der Zylinder erfordern eine Streckung der beiden inneren Zylinder, um sie auf den Umfang des äußeren zu normieren. Idealerweise schneiden sich alle Fasern der Fasercluster in einem Punkt ("British Flag"). In diesem Fall ist die Rekonstruktion eindeutig. Falls nicht, entstehen mehrere Durchstoßpunkte, die entsprechend von niedrigerer Qualität sind.

Das Ergebnis der Rekonstruktion sind die Koordinaten der Durchstoßpunkte sowie einige Kontrollvariablen, die die Art der Rekonstruktion betreffen. Es können bis zu drei Durchstoßpunkte rekonstruiert werden, die nach ihrer Qualität sortiert

Defekte Fasern	4 11 27 75 130 139 148 149 202 214 215 216 217 230
	231 232 233 277 303 310 326 343 344 381 390 488 500 505

Tab. 3.3: In der Analyse herausgenommene Fasern.

werden. Aufgrund der unterschiedlichen Abstände der Lagen vom Target muss die rekonstruierte z -Koordinate des Durchstoßpunktes mit einem Faktor von 1.07 korrigiert werden, um den tatsächlichen Durchstoßpunkt relativ zum Hauptkoordinatensystem anzugeben. Die Genauigkeit der rekonstruierten Koordinaten wurde mit Hilfe von Simulationen ermittelt und beträgt $\sigma_{x,y}=0.5$ mm und $\sigma_z=1.6$ mm.

3.4.2 Identifikation der Protonen

Die Identifikation der Protonen erfolgt mit einer Kombination aus Innendetektor- und Barrelinformation, sowie dem kinematischen Fit. Im sog. "Global Tracking" oder Matching-Verfahren wird versucht, einem rekonstruierten Durchstoßpunkt aus der Innendetektorrekonstruktion ein PED im Crystal Barrel Detektor zuzuordnen. Hierzu wird der Winkel zwischen jedem Ortsvektor eines Durchstoßpunktes im Innendetektor und dem Ortsvektor eines PEDs im Barrel berechnet. Die Winkelverteilung aller dieser Kombinationen weist ein scharfes Maximum bei kleinen Winkeln auf (s. Abb. 3.4), gefolgt von einem breiten Tal und einem Nebenmaximum. Das Teilchen wird als Proton identifiziert, falls es den kleinsten Winkel aufweist, und dieser Winkel kleiner als 20° (0.5 rad) beträgt. Obiges Verfahren wird ebenfalls für mehrfache Durchstoßpunkte im Innendetektor durchgeführt.

Ein weiteres Identifikationsverfahren bedient sich des kinematischen Fits. Es wird eine Schleife über alle Teilchen im Ereignis durchgeführt, wobei jeweils eines für den kinematischen Fit weggelassen und als fehlendes Proton behandelt wird. Das Teilchen, bei der die Konfiguration das höchste Konfidenzniveau aufweist, wird als bester Proton-Kandidat markiert. Hierbei werden nur Teilchenkonfigurationen akzeptiert, die ein Konfidenzniveau von mindestens $CL > 1\%$ aufweisen. Bei der kombinierten Methode gilt das Proton als identifiziert, wenn beide Methoden übereinstimmend das gleiche Proton gefunden haben. Die Effizienz der Verfahren kann mit Hilfe der Monte Carlo Daten ermittelt werden, bei der das Proton bekannt ist. Hierzu wird das Programm *bcmcorr* [Hei95] verwendet. Prinzipiell wäre es auch möglich, das Verhältnis der Energiedepositionen von Zentralkristall zu Neunersumme ($e1/e9 \approx 1$) zur Identifikation der Protonen heranzuziehen. Da allerdings durch dieses Kriterium ein sehr großer Anteil von guten Ereignissen verworfen wird (ca. 60 %), wird darauf verzichtet.

Für die Effizienz der beiden obigen Methoden erhält man für das Global Tracking 77.3 % richtig identifizierte Protonen, bei der kinematischen Permutationsmethode beträgt dieser Anteil 84.9 %. Für die kombinierte Anwendung beider Methoden ergibt sich eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 97.9 % (entspricht 82.2 % aller möglichen Ereignisse). Bei obigen Werten sind mehrere vom Global Tracking rekonstruierte Protonen N_p möglich.

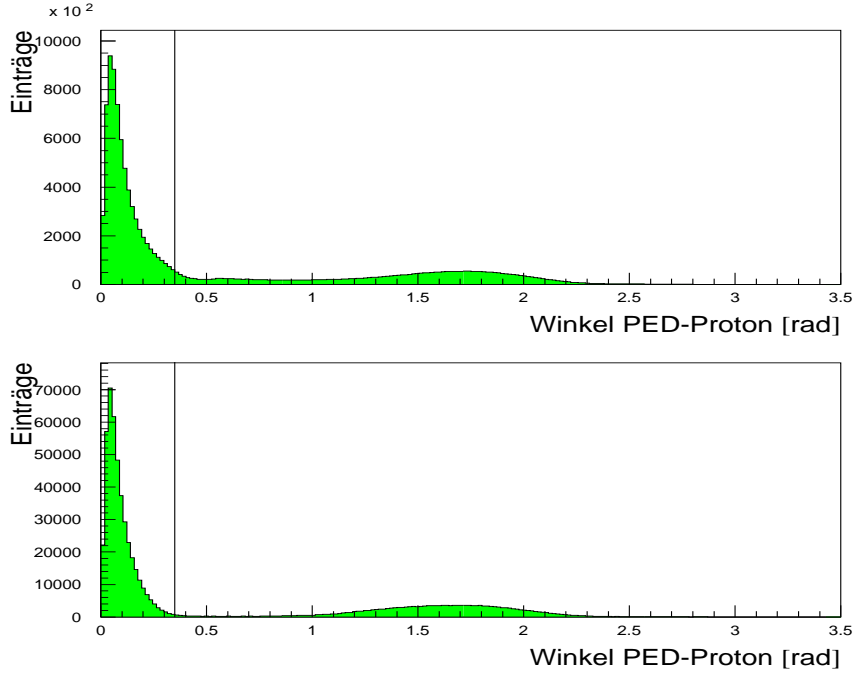


Abb. 3.4: Minimale Winkel zwischen Proton und PED im Crystal Barrel für reale Daten (oben) und simulierte $p\pi^0$ -Ereignisse (unten).

Betrachtet man lediglich Ereignisse, bei denen ein eindeutig vom Global Tracking identifiziertes Proton vorhanden ist, erhält man 95.9 % richtig identifizierte Protonen. 5.4 % der Ereignisse gehen verloren. Bei der Permutationsmethode sind es 88.1 % richtig identifizierte. Bei der kombinierten Methode ergibt sich eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 98.2 %. 13.3 % der Ereignisse gehen bei diesem Schnitt verloren. Es ergibt sich also beim Schnitt auf $N_p = 1$ eine noch höhere Effizienz. In Abb. 3.5 sind für einen Teildatensatz die invarianten Massen der Photonen nach der Identifikation dargestellt.

Insgesamt stellt die Methode des Global Tracking mit dem Schnitt auf $N_p=1$ somit ein sehr effektives Werkzeug zur Protonidentifikation dar.

Um ein maximal untergrundfreies Datensample zu erhalten, bietet sich zudem die Verwendung der kombinierten Methode an, mit einem Schnitt auf ein Proton. Für die kombinierte Methode spielt es hierbei nahezu keine Rolle, ob der Schnitt auf $N_p=1$ durchgeführt wird. Durch dieses Verfahren kann der kombinatorische Untergrund weitestgehend im Voraus eliminiert werden. In der weiteren Analyse können dann noch zusätzliche Schnitte durchgeführt werden, welche die Qualität der Daten weiter erhöhen.

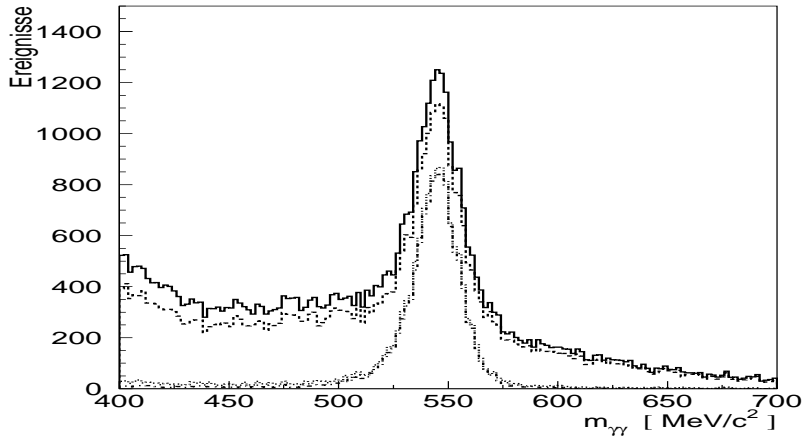


Abb. 3.5: Invariante $\gamma\gamma$ -Massen nach der Protonenidentifikation. Von oben nach unten: Schnitt auf $CL>1\%$; $CL>1\%$ und $N_p=1$; nach Identifikation durch das kombinierte Verfahren mit $N_p \neq 1$; sowie mit $N_p=1$.

Nachweisverfahren	$W_p (N_p \neq 1)$	$W_p (N_p = 1)$
Global Tracking	77.3 %	95.9 %
Kinem. Permutation	84.9 %	88.1 %
Kombinierte Methode	97.9 %	98.2 %

Tab. 3.4: Identifikationswahrscheinlichkeit W_p für Protonen bei Anwendung verschiedener Nachweismethoden

3.4.3 Triggereffizienz

Der Innendetektortrigger kann nicht aus den TDC-Signalen der Fasern gebildet werden, da die TDC-Information erst nach der Auslese der Module zur Verfügung steht. Daher werden die Diskriminatorsignale auf sog. Multiplizitätsmodule (MALUs) geleitet, welche die Triggerentscheidung treffen. Hierbei ist einer MALU ein Satz von 16–32 Fasern eindeutig zugeordnet. Die MALUs liefern einen Strom proportional zur Anzahl der getroffenen Fasern. Durch Diskriminatorschwellen lässt sich für jede Lage einstellen, wieviele Fasern minimal und maximal angesprochen haben dürfen. Für nähere Details siehe auch [Bog01].

Die Festlegung des Innendetektortriggers auf mindestens 2 von 3 angesprochenen Lagen ermöglicht es, ein Ereignis auch dann zu detektieren, wenn eine Lage nicht angesprochen hat. In den Abbildungen in Bild 3.6 sind die vom Innendetektor rekonstruierten Ereignisse in Abhängigkeit von der z - und ϕ -Koordinate dargestellt. Sprechen alle 3 Lagen an (N_{123}) (erste Abb.), sind hier lediglich die defekten Fasern als Aussparungen zu beobachten, da in diesem Fall stets ein Trig-

gersignal vorhanden ist. Sprechen nur 2 der 3 Lagen an (Abb. 2: Lagen 1 und 2 (N_{12}), Abb. 3: Lagen 2 und 3 (N_{23}), Abb. 4: Lagen 1 und 3 (N_{13})), zeigen sich zusätzlich Bänder mit verminderter Ansprechrate, die eindeutig Faserbündeln mit ineffizienten MALU zugeordnet werden können. Eine MALU mit verminderter Effizienz in Lage 3 zeigt sich so beispielsweise im N_{13} - und im N_{23} -Scatterplot, da hier keine Ausweichmöglichkeit für die Triggerentscheidung möglich ist, usw. Da die Triggerentscheidung neben 3 auch 2 von 3 Lagen umfasst, führt dies zu einer insgesamt reduzierten Nachweiswahrscheinlichkeit.

Die identifizierten ineffizienten MALUs sind im einzelnen, relativ zum Hauptkoordinatensystem (s. auch [Bog01]):

Lage 1: $\phi=70^\circ$ - 130° , MALU Nr.5, Fasern 1–11,140–157

Lage 2: $\phi=280^\circ$ - 10° , MALU Nr.10,11 Fasern 234–249,255–286

Lage 2: $\phi=60^\circ$ - 120° , MALU Nr.17, Fasern 323–342, 502–513

Die beobachteten Strukturen können, wie die Simulation zeigt, nicht auf ineffizienten Fasern beruhen, da diese eine völlig andere Trefferverteilung ergeben [Hös02]. Die Annahme von ineffizienten MALUs in den jeweiligen Lagen wird bestätigt durch den Einbau in die Monte Carlo Simulation. Für die Effizienz einer MALU wird hierbei ein Wert von 20% angenommen, ein Wert, der sich aus dem Verhältnis der Ansprecher zwischen einem Bereich mit ineffizienter zu einem Bereich mit effizienter MALU ergibt. Dieser Wert ist mit einer gewissen Unsicherheit behaftet. Es zeigt sich allerdings, dass durch diese Maßnahme die Trefferverteilung der Daten sehr gut reproduziert werden kann. Die Verminderung der Gesamttriggereffizienz kann dann einfach durch das Verhältnis der rekonstruierten Ereignisse mit und ohne Trigger ermittelt werden. Die Rekonstruktion erfolgt hierbei wie in Abschnitt 3.6.3 beschrieben.

In Abb. 3.7 wird die Triggereffizienz in Abhängigkeit von Θ_p , dem rekonstruierten Azimutwinkel des Protons angegeben. Werte oberhalb $\theta_p = 80^\circ$ stammen hierbei vorwiegend von Untergrundereignissen, da hauptsächlich der Vorwärtswinkelbereich ausgeleuchtet wird, und sind daher nicht berücksichtigt. Es zeigt sich eine Gesamttriggereffizienz von $95.6\% \pm 0.3\%$, welche in guter Näherung konstant bzgl. Energie und Winkel ist. Lediglich unter extrem kleinen Θ -Protonwinkeln wird eine geringfügige Abnahme der Effizienz beobachtet, möglicherweise weil am Detektorrand die Teilchen unter sehr flachen Winkeln nicht mehr alle Lagen treffen.

3.4.4 Gesamteffizienz

Führt man die Berücksichtigung der MALU-Ineffizienz durch, kann nun die Gesamteffizienz des Innendetektors ermittelt werden. Die Gesamteffizienz beinhaltet sowohl die Effizienz der Triggerbedingung (mindestens 2 aus 3 Lagen), als auch

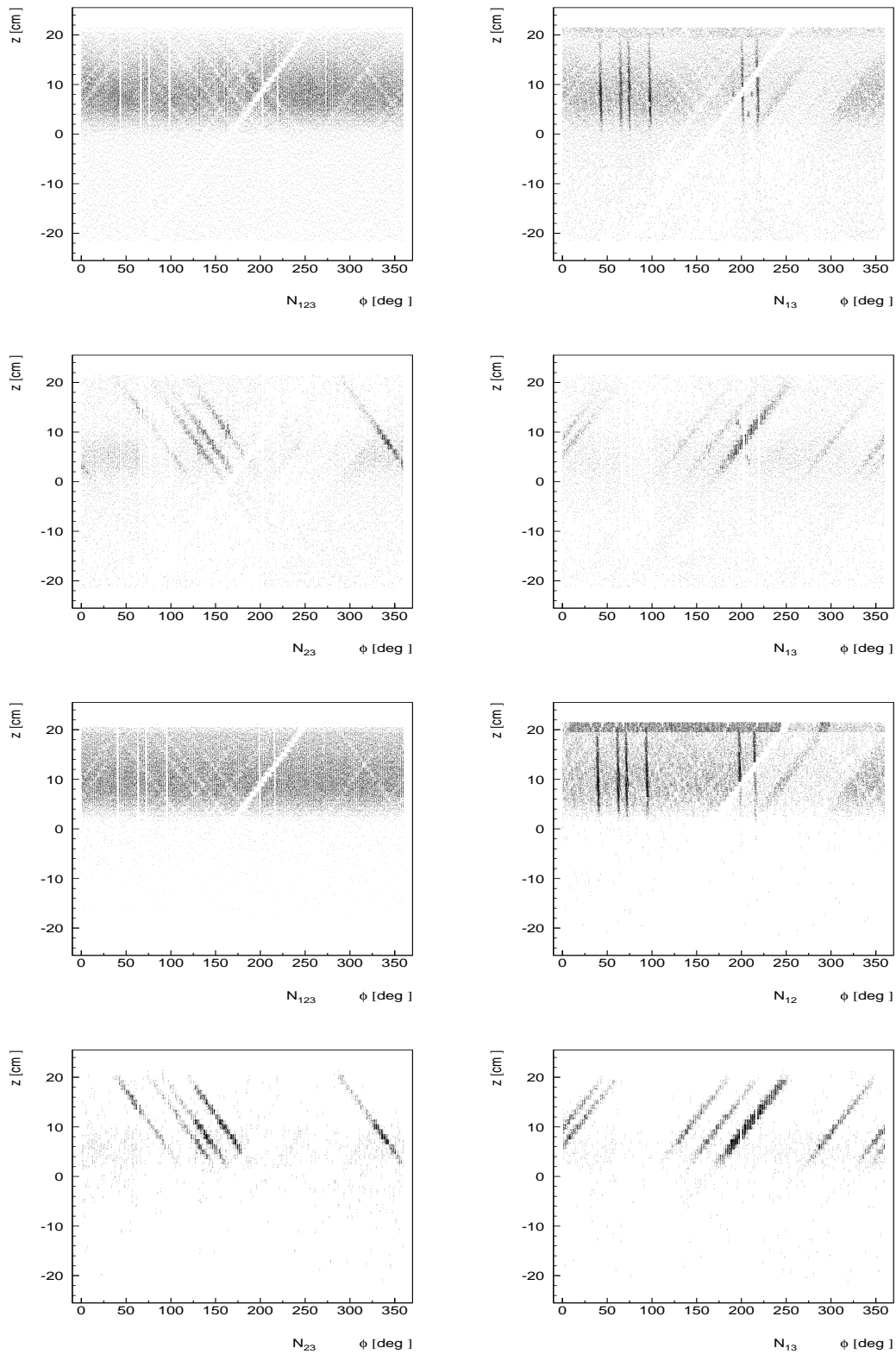


Abb. 3.6: Vom Innendetektor rekonstruierte Treffer. In den oberen beiden Reihen: Reale Daten. In den unteren beiden Reihen: Monte Carlo Daten.

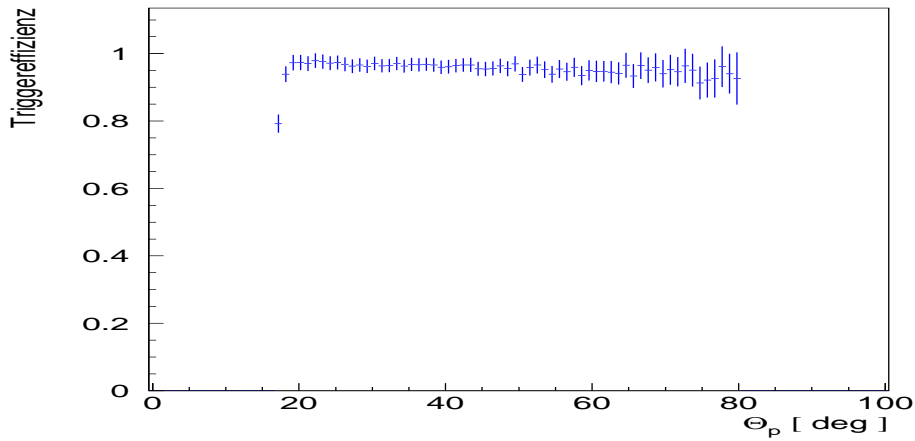


Abb. 3.7: Triggereffizienz.

die Wahrscheinlichkeit, dass ein Teilchen in einer oder mehreren Lagen einen Ansprechere verursacht, der zu einem Trigger führen kann.

Die Gesamteffizienz ϵ_T sowie die Effizienzen der einzelnen Lagen ϵ_i , ($i=1$: Innere Lage, $i=2$: Mittlere Lage, $i=3$: Äußere Lage) als auch die Zahl der auf den Detektor treffenden Teilchen N_0 können berechnet werden aus der Zahl der koinzidenten Treffer von 2 bzw. 3 Lagen N_{ij} ($i, j = 1, \dots, 3$) bzw. N_{123} .

Für die koinzidenten Ansprechere und die Einzeleffizienzen gelten die Beziehungen:

$$\begin{aligned}
 \frac{N_{12}}{N_0} &= \epsilon_1 \cdot \epsilon_2 \cdot (1 - \epsilon_3) \\
 \frac{N_{13}}{N_0} &= \epsilon_1 \cdot (1 - \epsilon_2) \cdot \epsilon_3 \\
 \frac{N_{23}}{N_0} &= (1 - \epsilon_1) \cdot \epsilon_2 \cdot \epsilon_3 \\
 \frac{N_{123}}{N_0} &= \epsilon_1 \cdot \epsilon_2 \cdot \epsilon_3
 \end{aligned} \tag{3.21}$$

Aus obigen Beziehungen ergibt sich dann umgeformt:

$$\epsilon_i = \frac{1}{1 + \frac{N_{jk}}{N_{123}}} \quad (i \neq j \neq k) \tag{3.22}$$

Für die Gesamteffizienz ergibt sich aus obigen Gleichungen:

$$\epsilon_T = \frac{N_{123} + N_{12} + N_{13} + N_{23}}{N_0} \quad (3.23)$$

Diese Größen können für simulierte und reale Daten angegeben werden. Der Verlauf der Einzeleffizienzen und der Gesamteffizienz ist für Monte Carlo Daten und für reale Daten in den Bildern der Abb. 3.8 über dem vom Innendetektor rekonstruierten θ_p -Winkel dargestellt.

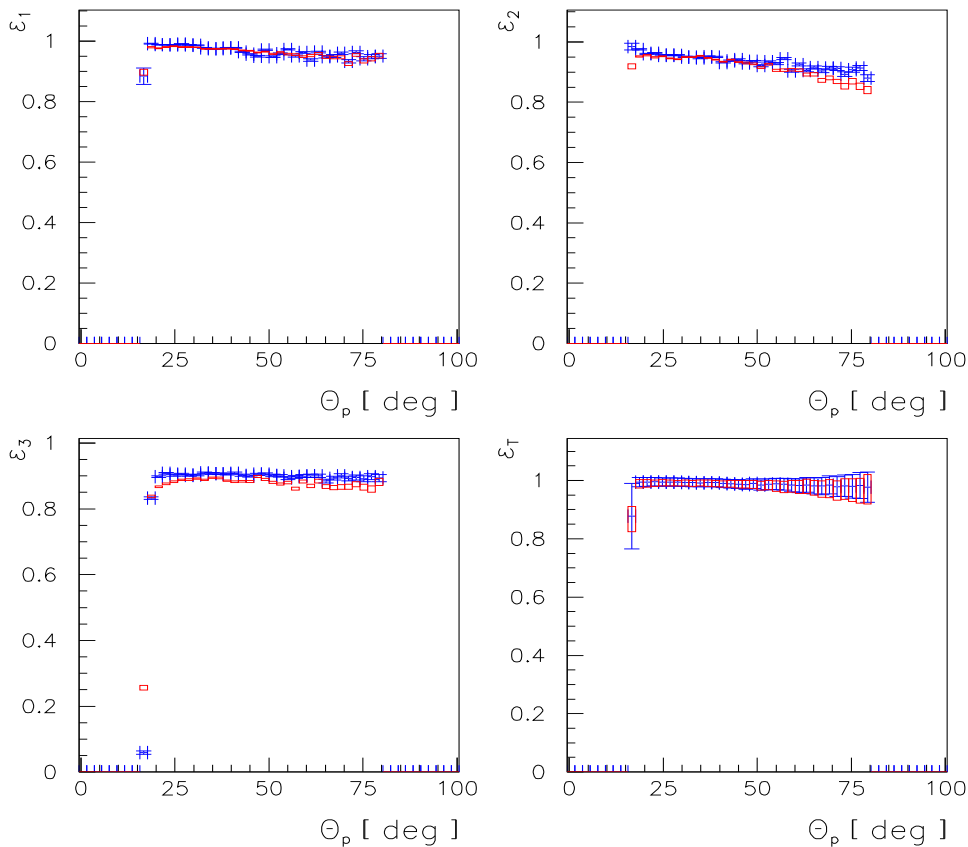


Abb. 3.8: Effizienz der Einzellen und Gesamteffizienz für simulierte (Kreuze) und reale Daten (Kästen).

In den Bildern der Abb 3.9 sind die gleichen Größen in Abhängigkeit vom Szintillatorindex (entsprechend der Photonenergie) aufgetragen. Über den gesamten Energiebereich zeigt sich ein ziemlich konstanter Verlauf der Einzeleffizienzen. Werte oberhalb $\theta_p = 80^\circ$ stammen hierbei vorwiegend von Untergrundereignissen und sind hier wiederum nicht berücksichtigt. Insgesamt erhält man die Werte, die in Tabelle 3.5 aufgeführt sind.

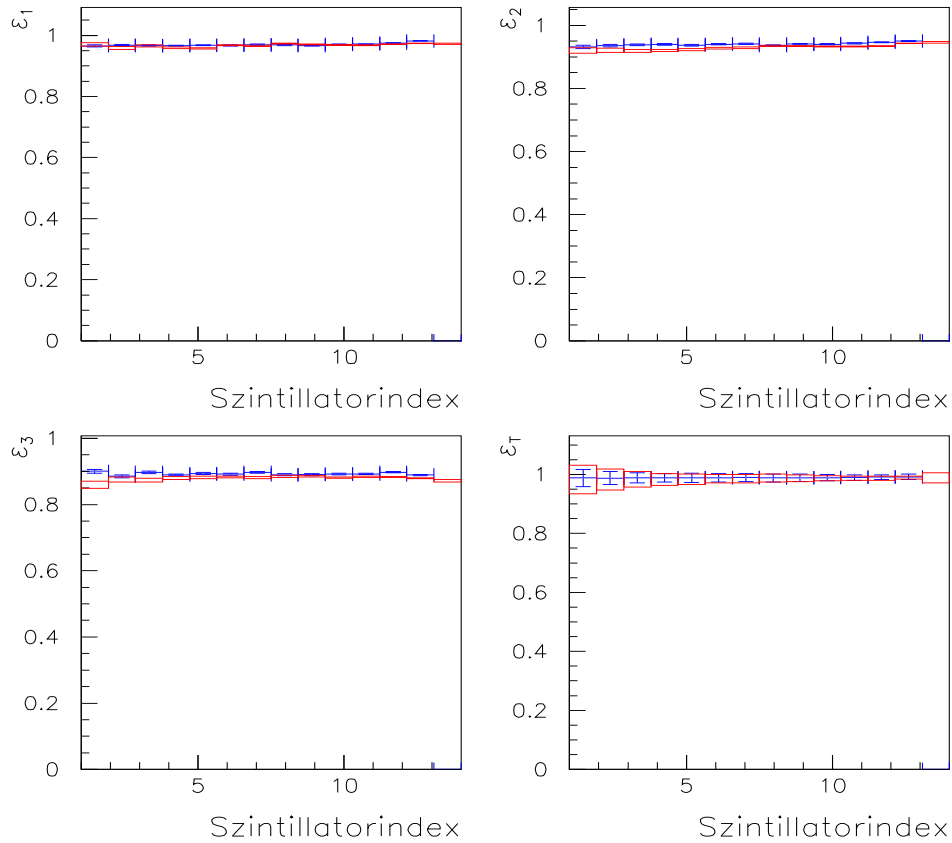


Abb. 3.9: Wie Abb. 3.8, aber in Abhängigkeit vom Taggerindex.

	Simulation	Daten
Innere Lage ϵ_1	97,9 % \pm 0.03%	97,3 % \pm 0.03%
Mittlere Lage ϵ_2	94,7 % \pm 0.05%	94,1 % \pm 0.04%
Äußere Lage ϵ_3	88,7 % \pm 0.06%	88,0 % \pm 0.05%
Gesamt ϵ_T	98,9 \pm 0.3%	98,7 \pm 0.3%

Tab. 3.5: Effizienz der Einzellagen und Gesamteffizienz für simulierte und reale Daten.

Trotz der MALU-Ineffizienzen ergibt sich also immer noch eine sehr hohe Gesamteffizienz für den Innendetektor. Die niedrigere Effizienz in der äußeren Lage resultiert daraus, dass die Fasern dieser Lage parallel zur Strahlachse verlaufen. Hierdurch ist für ein Teilchen die Wahrscheinlichkeit erhöht, zwischen zwei Fasern hindurchzutreten, ohne nachgewiesen zu werden.

Für simulierte und reale Daten findet man eine sehr gute Übereinstimmung, sowohl was die Verteilung der Treffer angeht als auch in den resultierenden Effizienzen. Dies gilt sowohl für die Effizienz der Einzellagen als auch für die Gesamteffizienz. Das Ansprechverhalten des Innendetektors für reale Daten wird somit von der Simulation richtig wiedergegeben.

3.5 Die Monte Carlo Simulation

Für die Analyse der Daten sind Monte Carlo Simulationen ein ganz wesentliches Werkzeug. Einerseits ermöglichen sie die Entwicklung von Analysesoftware und Detektorsystemen, andererseits helfen sie bei der Interpretation der gewonnenen Daten.

Ein wesentlicher Bestandteil dieser Dissertation war die Entwicklung und Implementation bzw. die Arbeit an der Simulationssoftware des CB-ELSA Experimentes. Das Simulationsprogramm CBGEANT basiert auf dem CERN-Softwarepaket GEANT 3.21 und stellt eine Modifikation und Weiterentwicklung der Simulationssoftware des CB-LEAR Experimentes dar.

3.5.1 Allgemeines zu Monte Carlo Simulationen

Bei der Monte Carlo Methode handelt es sich um ein numerisches Verfahren zur Lösung physikalischer und mathematischer Probleme mit Hilfe der Modellierung von Zufallsgrößen. Obwohl Monte Carlo Methoden im Prinzip schon in früheren Jahrhunderten benutzt wurden, kann man als "offizielles" Geburtsjahr das Jahr 1949 ansehen, in dem eine Arbeit mit dem Titel "The Monte Carlo Method" [Met49] erschien. Als Begründer dieser Methode sind die Mathematiker J.v. Neumann und S. Ulam anzusehen. Der Name "Monte Carlo" wurde von Metropolis während des Manhattan-Projekts im Zweiten Weltkrieg aufgrund der Ähnlichkeit von statistischen Simulationen mit Glücksspielen geprägt. Während dieses Projekts wurden systematische Forschungen zur Simulation von Zufallsprozessen im Zusammenhang mit der Diffusion von Neutronen in spaltbarem Material betrieben. In der Tat wurden die ersten Tabellen von Zufallszahlen anhand der Ergebnisse der Rouletteispiele, die im weltbekannten Kasino der Hauptstadt Monacos regelmäßig ausgehändigt wurden, erstellt. Anstatt gewöhnliche oder partielle Differentialgleichungen, die das zu untersuchende physikalische System beschreiben, zu diskretisieren und einen Satz von algebraischen Gleichungen zu lösen, wird der Ablauf des Prozesses detailliert nachvollzogen, ohne überhaupt die Differentialgleichungen zu verwenden. Die einzige Forderung dabei ist, dass das System durch Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen beschrieben werden kann. Sind diese einmal bekannt, können durch Würfelung über die zugehörigen Verteilungsfunktionen die gewünschten Größen berechnet werden. Interessant ist,

dass es hierbei häufig vorteilhafter ist, von der genauen Modellierung des wirklichen zufälligen Prozesses abzusehen und stattdessen ein künstliches Modell zu benutzen. Die Anwendung der Monte Carlo Methode beschränkt sich jedoch nicht nur auf stochastische Prozesse, sondern auch auf Probleme, die a priori nichts mit Zufälligkeiten zu tun haben, wie z.B. die Berechnung eines bestimmten Integrals oder die Inversion eines Systems linearer Gleichungen. Bei solchen deterministischen Problemen ist es möglich, sich ein künstliches Wahrscheinlichkeitstheoretisches Modell zu konstruieren und dieses in Form von Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen zu formulieren, d.h. das System so zu behandeln, als ob es einen stochastischen Charakter aufweisen würde.

Der Vorteil von Monte Carlo Simulationen gegenüber realen Experimenten liegt dagegen in der beliebigen Durchführbarkeit und der Möglichkeit, den Einfluss der verschiedenen Parameter auf die Experimente zu studieren. Monte Carlo Simulationen haben sich in den letzten Jahrzehnten in vielen Bereichen als äußerst effektives Werkzeug erwiesen und sind heutzutage aus Wissenschaft und Technik nicht mehr wegzudenken.

3.5.2 CBGEANT

Das Softwarepaket GEANT ist gut dokumentiert und soll daher hier nicht weiter beschrieben werden (siehe hierzu [Gea93] und Referenzen darin). Für CBGEANT waren zum Teil erhebliche Modifikationen bzw. Neuentwicklungen erforderlich, um dem neuen experimentellen Aufbau gerecht zu werden. Von der CB-LEAR Software konnte im Wesentlichen die Crystal-Barrel-Geometrie übernommen werden. Die Entwicklung von CBGEANT ist in seinen jeweiligen Versionen und Updates gut dokumentiert [Cbn02]. Daher sollen hier nur einige Punkte, die für die Berechnung von Wirkungsquerschnitten wichtig bzw. erforderlich sind, besonders erwähnt werden.

Besonders wichtig für CB-ELSA ist die korrekte Modellierung und der Einbau der komplexen Geometrien der verschiedenen Detektorkomponenten entsprechend den realen Vorlagen. Großer Wert wurde darauf gelegt, sämtliche Geometrien und Materialien nach den Konstruktionsplänen zu modellieren, bzw. bestehende Geometrien nochmal zu überprüfen, und - wie im Falle des Innendetektors - vor Ort nochmal nachzumessen, soweit dies möglich war. Auch die Zusammensetzung der Materialien wurden überprüft. Insgesamt konnten hierbei einige Diskrepanzen zu den Original-Bauplänen beseitigt werden.

Die GEANT-Philosophie beinhaltet für Geometrieelemente einen Satz von Standardvolumina, die in verschiedenen Kombinationen in ein Muttervolumen eingebaut werden, welches alle weiteren Tochtervolumina enthalten muss (s. Abb. 3.10).

- Zu den Geometrieelementen vor dem Barrel Detektor gehören u. a. Strahl-

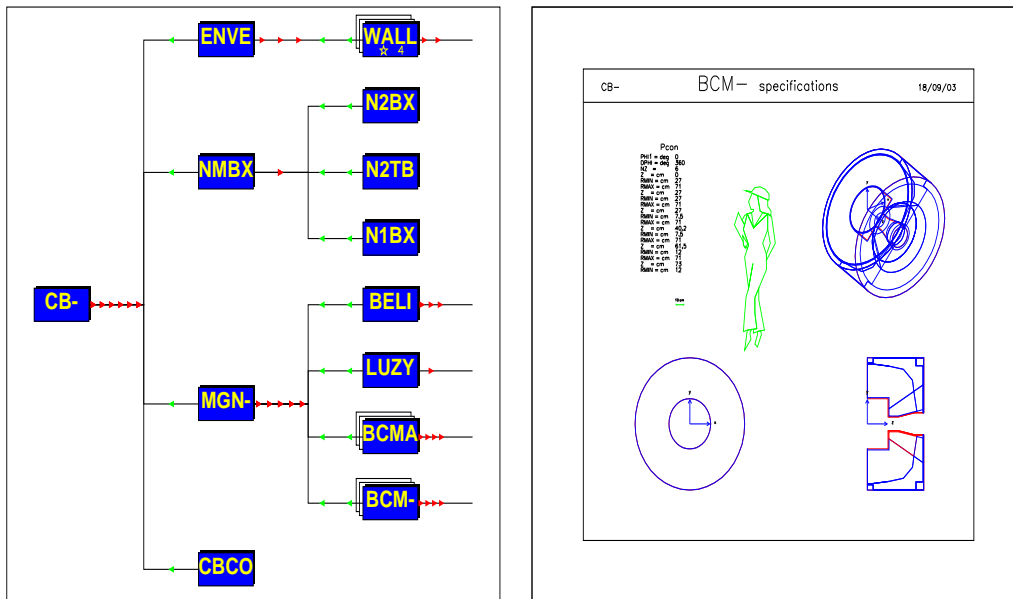


Abb. 3.10: Aufbau und Veranschaulichung von Detektorvolumina in CBGEANT.

führung, LH2-Target, Innendetektor sowie die zugehörigen Haltestrukturen (meistens Aluminium).

Der Innendetektor ist entsprechend der realen Situation um $3,3^\circ$ relativ zum Barrel gedreht, um den Trigger richtig zu simulieren. Die Simulation von Einzelfasern ist hierbei nicht möglich, da kein entsprechendes Geometrieelement von GEANT 3.21 zur Verfügung gestellt wird. Stattdessen sind die Innendetektorlagen vereinfachend als Hohlzylinder aus Kohlefasern implementiert. Trifft ein Teilchen einen der Hohlzylinder und deponiert Energie, so wird durch die Rekonstruktionssoftware ermittelt, ob sich das Teilchen im aktiven Teil der Faser, oder im inaktiven Cladding oder Faserzwischenraum befindet. Daher ist es notwendig in GEANT die Trackingparameter für den Innendetektor detaillierter anzusetzen, da ansonsten zwar eine Energiedeposition stattfindet, aber auf Grund des geringen Durchmessers der Faser (2 mm) der Wechselwirkungsort in das inaktive Cladding positioniert und daher von der Software nicht erkannt wird. Durch dieses Setzen der Parameter werden die Wechselwirkungsorte über die Faser verteilt.

Die Innendetektorkohlefaser ist das einzige Material, bei dem dieses Verfahren durchgeführt wird. Für alle anderen Materialien wird GEANT die automatische Prozessierung der Trackingparameter überlassen.

- Beim Crystal Barrel Detektor, dessen Geometrie vom LEAR-Experiment übernommen worden war, stellte es sich heraus, dass der Einbau von Abstandshaltern aus Aluminium (Kristallringe 12 und 13), bzw. aus POM-

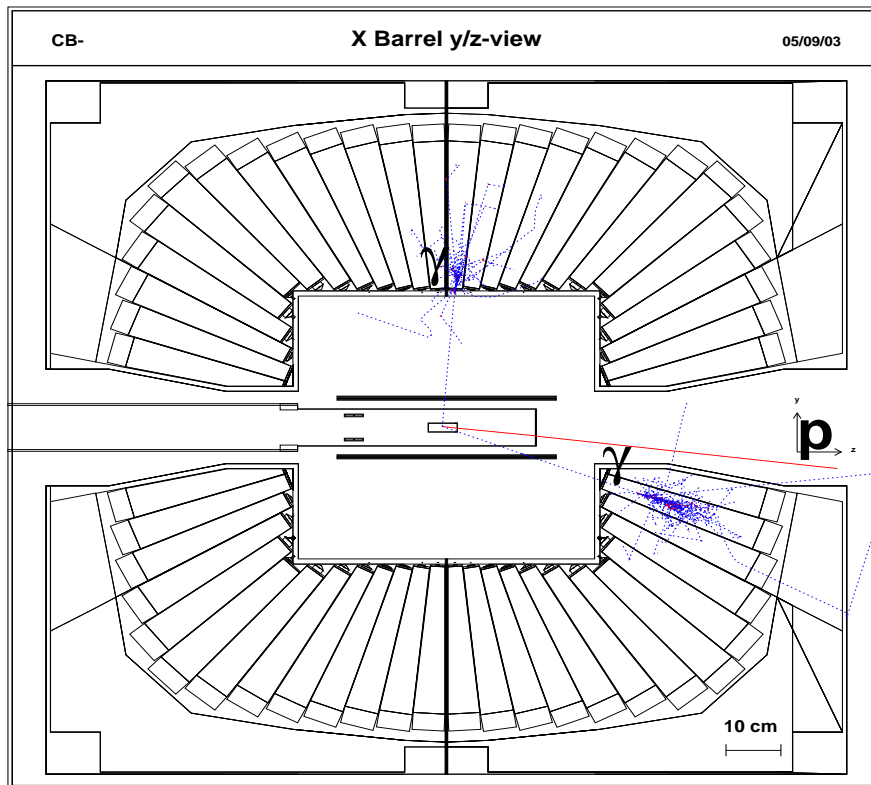


Abb. 3.11: Ein Ereignis des Typs $\gamma p \rightarrow \eta p$ in CBGEANT.

Hartkunststoff² (Kristallringe 1–11) zwischen den Kristallstirnflächen und Barrelhalterung in der Modellierung vergessen worden war. Diese sind aber für die Berechnung von Wirkungsquerschnitten von großer Bedeutung, da langsame Rückstoßprotonen in diesen Materialien gestoppt werden können, bevor sie einen zu einem Trigger führen. Typische Energieverluste für Niederenergieprotonen liegen in der Größenordnung von 15–40 MeV. Dies hatte bei der Simulation zu einem Absinken des Wirkungsquerschnitts bei niedrigen Protonimpulsen und niedrigen Primärphotonenergien geführt.

- In szintillierenden Materialien (Barrelkristalle, Innendetektorfasern, TOF-Latten) wird der Energieverlust nicht direkt gemessen, sondern die Detektor-Response ist die Menge des produzierten Lichtes, welche u.a. vom spezifischen Energieverlust und der Teilchensorte abhängt und eine detektor-spezifische Größe darstellt. Diese Lichtausbeutefunktion hat häufig einen nichtlinearen Verlauf (“Quenching Effekt”), sie sollte empirisch ermittelt oder kann nötigenfalls mit der Formel von BIRKS berechnet werden. Für Protonen ist die Lichtausbeutefunktion unter ca. $E_{kin} = 6$ MeV nichtlinear, aber die Korrektur durch Quenching vernachlässigbar. Für schwerere

²Delrin, $(CH_2-O-CH_2)_n$

Teilchen spielt dies i. A. eine größere Rolle. Die Lichtausbeutefunktion verändert die Nachweisschwelle ab der Teilchen detektiert bzw. getriggert werden. Die Lichtausbeutefunktionen werden bei allen Detektorkomponenten berücksichtigt.

- Eine sehr große Rolle spielen die Ereignisgeneratoren. Da GEANT 3.21 in erster Linie für Anwendungen der Hochenergiephysik (Energien bis einigen TeV sind möglich) konzipiert wurde, sind die systematischen Fehler durch möglicherweise fehlerhafte – aber nicht ohne weiteres behebbare – Energieverlustberechnungen im Niederenergiebereich am größten.

Die Ereignisgeneratoren sind in GEANT 3.21 fest integriert. Für die Prozessierung hadronischer Schauer hat man für die Ereignisgeneratoren die Wahl zwischen dem älteren GHEISHA und der 1993er Implementation von FLUKA, wobei letztere in der Regel etwas genauere Resultate liefert. Allerdings ist der Gültigkeitsbereich der hadronischen Ereignisgeneratoren beschränkt auf Bereiche oberhalb von einigen 10 MeV kinetischer Energie [Gea93].

In der ATLAS-Kollaboration im Rahmen des LHC-Projekts wird für FLUKA ein Sicherheitsfaktor von 2.5 für den hadronischen Fluss verwendet. In [Huh00] wurde gezeigt, dass eine Diskrepanz für die Zahl produzierter Protonen unterhalb 400 MeV/c², also gerade im hier interessanten Bereich, zwischen FLUKA und dem Programm MARS in einem Faktor 2–3 besteht.

GEANT 3.21 wird nicht mehr upgedatet und inzwischen existieren neuere und verbesserte Versionen dieser Programme, die in GEANT 4 –einem C++-basierten Detektor-Simulationspaket– zusammengefasst sind. Neben neueren Eventgeneratoren mit verbesserter Genauigkeit erlaubt GEANT 4 auch die Implementation von gebogenen Szintillationsfasern als Geometrieelement. Daher ist eine Portierung von CBGEANT auf GEANT 4 wünschenswert und wird zur Zeit durchgeführt.

Ein Test der Monte Carlo Simulation ergibt sich aus dem Vergleich von simulierten und gemessenen Signalformen, z.B. den von Resonanzen wie π^0 , η , ω , η' usw., oder aus dem Vergleich von simulierten mit sehr gut bekannten Wirkungsquerschnitten wie beispielsweise für den Fall der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$.

3.6 Datenselektion und Datenreduktion

3.6.1 Vorselektion

Der in dieser Arbeit analysierte Datensatz wurde im Zeitraum vom 14.2. bis zum 3.3.2001 bei einer Strahlenergie von 1.4 GeV/c mit unpolarisierten Elek-

tronen aufgezeichnet. Die Gesamtzahl der mit dem Datentrigger (s. Kap. 2.9) aufgezeichneten Ereignisse beträgt etwa 120 Millionen.

Die Ereignisrekonstruktion wird, wie gesagt, mit Hilfe der für das CB-ELSA Experimentes entwickelten Analysesoftware durchgeführt. Ein Teil dieser Arbeit bestand darin, diese Software zu entwickeln.

Für die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes der Reaktion $\gamma p \rightarrow \eta p$ bzw. $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ mit $\eta, \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ wird eine Vorselektion des Datensatzes in Abhängigkeit von der Multiplizität der nachgewiesenen Photonen im Barrel Detektor durchgeführt, um ein effizienteres Arbeiten zu ermöglichen. Der ursprüngliche Datensatz wird in 2 Datensätze mit 2-PEDs und 3-PEDs im Crystal Barrel Detektor zerlegt und diese dann getrennt voneinander analysiert. Da der Kanal $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ primär für die Kalibration, die Flussbestimmung und zur Kontrolle der Analyse-software verwendet wird, wird er für den η -Wirkungsquerschnitt nur als 3-PED-Datensatz benötigt. Daher wurde beim 2-PED-Datensatz ein Schnitt auf die invariante Masse der beiden Teilchen von 547 ± 300 MeV angewandt. Dies schneidet den Großteil pionproduzierter Ereignisse heraus und spart erheblichen Platz auf dem Datenträger.

Die Vorselektion umfasst zudem einen Schnitt auf das Triggerregister ($plu5 > 128$), welches gewährleistet, dass das Spill-Signal des Beschleunigers an war und es sich hierbei um ein von einem Elektron des Beschleunigers induziertes Ereignis gehandelt hat.

Für die Analysen wird das Vorhandensein eines eindeutigen koinzidenten Draht-clusters in den Vieldraht-Proportionalkammern des Tagging-Systemes verlangt. Dies führt zu einer sauber rekonstruierten, eindeutigen Photonenergie. Dies gewährleistet auch, dass keine pile-up-Ereignisse, d.h. Ereignisse bei denen während der Totzeit des Detektors noch weitere Reaktionen stattgefunden haben, im Datensatz verbleiben. Insgesamt sind somit für die folgende Analyse $1.07 \cdot 10^6$ 2-PED- und $13.6 \cdot 10^6$ 3-PED-Ereignisse verfügbar. In Abb. 3.12 sind die Daten nach der Vorselektion gezeigt. Diese Vorselektion erlaubt eine erhebliche Reduktion der Daten, für die dann die eigentliche Selektion durchgeführt wird.

3.6.2 Wahl der kinematischen Anpassung

Für die Auswertung der Daten wird eine Variante der kinematischen Anpassung verwendet, die als *Missing Proton Fit* bezeichnet wird. Hierbei wird auf die Information aus den gemessenen Observablen des Protons im Endzustand verzichtet und die kinematische Anpassung lediglich mit den Messgrößen der Photonen im Anfangs- und Endzustand durchgeführt. Es wird hierbei davon ausgegangen, dass die Messgrößen unabhängig voneinander sind. Die Kovarianzmatrix weist also keine Nichtdiagonalelemente auf. Die Informationen des Protons gehen lediglich in die Triggerentscheidung und in die Identifikation der Teilchen ein, d.h. der Zuordnung der Teilchen zu den PEDs im Barrel Detektor.

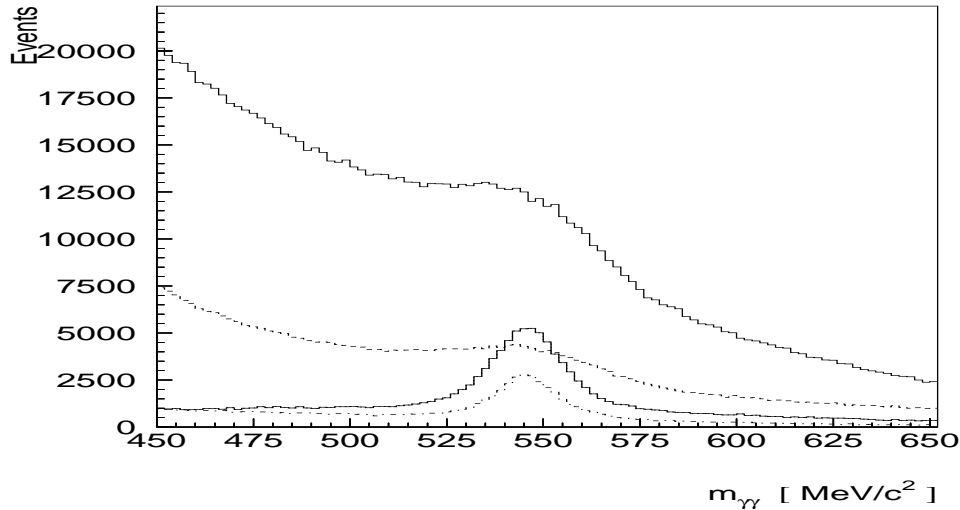


Abb. 3.12: Vorselektion: Die oberen beiden Kurven zeigen die $\gamma\gamma$ -invarianten Massen für 3-Ped und 2-PED-Ereignisse, wobei für die 3-PED-Ereignisse alle Kombinationen eingetragen sind. Die unteren beiden Kurven zeigen die gleichen Ereignisse nach einem Phasenraum-Fit mit $\text{CL} > 1\%$.

Der Verzicht auf die Information der Protonobservablen hat folgende Gründe: Sobald die Richtung des Protons in die Auswertung einbezogen wird, entstehen kammförmige Strukturen in der Winkelverteilung aufgrund der Segmentierung durch die Kristalle des Barrel Detektors. Dies führt aber dazu, dass in der resultierenden Verteilung der Rekonstruktionseffizienz ebenfalls solche kammförmigen Strukturen zu beobachten sind. Dies ist aber problematisch, da diese Effizienzverteilungen möglichst flach sein sollten, da extreme Veränderungen zu größeren Unsicherheiten im Wirkungsquerschnitt führen. Die Rekonstruktion der θ - und ϕ -Richtung der Protonen, oder allgemeiner von Hadronen, ist nie völlig korrekt, weil die laterale Ausdehnung eines hadronischen Schauers im Mittel deutlich kleiner ist als der von Photonen.

In ca. 60% der Fälle spricht bei der Energiedeposition von Protonen nur ein einziger Kristall an. Die Clusterisierung, die zu einer erhöhten Winkelauflösung bei Photonen führt, wird hierdurch erschwert. Das führt zu einer diskretisierten Winkelstruktur, da die Protonrichtung auf das Kristallzentrum bezogen werden muss. Eine Verwüfelung der Protonrichtung über der Kristallfrontfläche kann dieses Problem nicht lösen. Die Energieinformation der Protonen kann auch nicht ohne weiteres verwendet werden, da die Energiekorrekturfunktionen nicht ad hoc für Protonen, sondern für Photonen konstruiert worden sind. Die θ - und ϕ -Richtungsrekonstruktion basiert zudem ebenfalls auf dem relativen Energieeintrag im Crystal-Barrel-Kalorimeter.

Aus diesen Gründen bietet sich die Verwendung eines Missing Proton Fits an (2C-Fit).

3.6.3 Datenreduktion

Mit der erfolgten Vorselektion und der im Kapitel 3.8 durchgeführten Bestimmung der Eichfunktion für die primäre Photonenergie kann im nächsten Schritt die endgültige Präparation der Endzustände durchgeführt werden.

Ziel der Selektion ist es, möglichst nur Ereignisse des gewünschten Typs ($p\eta$ bzw. $p\pi^0$) übrig zu behalten, sowie bei den simulierten Daten – die ja nur solche Ereignisse beinhalten – diese Selektion mit den gleichen Schnitten durchzuführen und entsprechende Wahrscheinlichkeiten zu bestimmen.

Die bei der Photoproduktion entstehenden Mesonen zerfallen aufgrund ihrer kurzen Lebensdauern (η : $\tau = 5.5 \cdot 10^{-19}$ s, π^0 : $\tau = 8.4 \cdot 10^{-17}$ s) nach wenigen nm im Target und werden über ihre Zerfallsprodukte nachgewiesen. Dominant sind beim η der Zerfall in 2γ (BR=38.9%) und der Zerfall in $3\pi^0$ (BR=31.9%). Die neutralen Pionen zerfallen fast ausschliesslich in 2γ (BR=99.8%)

Die vorselektierten Daten können noch Untergrundereignisse von elektromagnetischen und hadronischen Reaktionskanälen enthalten, unter ihnen solche, bei denen die rekonstruierte Teilchenzahl nicht mit der wahren Anzahl von Teilchen übereinstimmt.

Untergrundkanäle sind solche, die eine gleiche oder ähnliche Signatur im Detektorsystem aufweisen wie die Ereignisse der gewünschten Reaktionskanäle. Insbesondere ist die Zahl der geladenen und neutralen Teilchen im Endzustand bei beiden gleich.

Solche Untergrundprozesse sind:

- $\gamma p \rightarrow p\eta'(958) \rightarrow p\gamma\gamma$ (BR=2.1%). Diese Reaktion weist eine Energieschwelle von $E_{thr}=1445$ MeV auf und liegt somit bereits deutlich jenseits der maximalen Anregungsenergie in diesem Datensatz.
- $\gamma p \rightarrow p\omega(782) \rightarrow p\pi^0\gamma \rightarrow p\gamma\gamma\gamma$ (BR=8.5%). Bei dieser Reaktion kann bei Vorhandensein eines weichen Photons, falls dieses nicht detektiert wird, die gleiche Multiplizität wie in $p\pi^0$ bzw. $p\eta$ entstehen. Allerdings weist der Zerfall einen kleinen Wirkungsquerschnitt ($\sigma \approx 2\mu b$) und zudem ein kleines Verzweigungsverhältnis auf.
- Die Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow p\eta$ könnten, da die Systematik bei beiden Reaktionen gleich ist, untereinander zu "Crosstalk" führen, falls die invariante $\gamma\gamma$ -Masse einer Reaktion fälschlicherweise oder zufällig bei der des jeweils anderen Reaktionstyps rekonstruiert wird. Allerdings weisen π^0 und η eine große Massendifferenz von 412 MeV auf und die experimentelle

Auflösung liegt bei $\sigma < 10 \text{ MeV}/c^2$ für beide Mesonen. Die Analyse mit Monte Carlo Ereignissen liefert hier Beiträge von $< 1\%$ als Etas missidentifizierte Pionen. Beim η -Kanal führt der entsprechende Crosstalk zu < 1 Promille Pionen.

- Die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ könnte mit einem Wirkungsquerschnitt von ca. $< 10 \mu\text{b}$ Untergrund verursachen, der jedoch nur dann auftreten kann, falls zwei der Zerfallsphotonen nicht nachgewiesen werden. Für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\eta$ spielt der Untergrund durch Pionen aber keine Rolle (s. oben).
- Alle weiteren Zerfallskanäle der Mesonen in dem hier relevanten Energiebereich weisen für die passenden oder ähnlichen neutralen Multiplizitäten Verzweungsverhältnisse von $\text{BR} < 1\%$ auf, (z.B. für $\gamma p \rightarrow p\rho(770)$ besitzt $\rho(770) \rightarrow \eta\gamma$ ein $\text{BR} = 2.4 \cdot 10^{-4}$), oder zerfallen dominant in geladene Kanäle ($\rho(770) \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\text{BR} \approx 100\%$), d.h. die geladene Multiplizität ist ungleich eins. Diese werden aber bei einem Schnitt auf eine geladene Spur im Innendetektor weitestgehend eliminiert, zumal der Innendetektor eine sehr hohe Nachweiswahrscheinlichkeit ($\approx 99\%$) für geladene Teilchen aufweist.
- Der dominante elektromagnetische Untergrundkanal ist mit $\sigma_T \approx 100 \mu\text{b}$ die Paarbildungsreaktion $\gamma p \rightarrow pe^+e^-$. Diese weist 3 geladene Teilchen auf und sollte deshalb bei einem Schnitt auf eine geladene Spur keine Rolle spielen.
- Eine weitere Quelle möglichen Untergrundes sind Splitoffs. Durch Fluktuationen eines elektromagnetischen Schauers können Nebenmaxima entstehen, die in der Rekonstruktion als Photonen aufgefasst werden. Analog hierzu existieren auch hadronische Splitoffs, die durch geladene Teilchen erzeugt werden. Dies erhöht in beiden Fällen die Teilchenmultiplizität um die Anzahl der nicht erkannten Splitoffs. Untergrund in Form solcher elektromagnetischen oder hadronischen Splitoffs wird durch die in der Barrel Rekonstruktion verwendeten Energieschwellen im Vorfeld weitestgehend eliminiert (s. Kapitel 3.1.1).

Aus Obigem ist ersichtlich, dass bereits im Vorfeld die Quellen möglichen Untergrundes eher gering sind. Um diesen Untergrund weitestgehend aus den Daten zu eliminieren, werden eine Reihe von Schnitten angewandt, sowie die Daten einer kinematischen Anpassung unterzogen. Dies ermöglicht es Schnitte auf die Probabilitäten durchzuführen und somit verbleibenden Untergrund, der die kinematischen Randbedingungen in der Regel nur mit geringer Wahrscheinlichkeit erfüllt, zu eliminieren. Die 2-PED und 3-PED-Daten werden hierbei mit dem gleichen Programm analysiert. Aus diesem Grunde wird auch auf die Verwendung der Information über das Proton in 3-PED-Ereignissen verzichtet.

Folgende Schritte werden durchgeführt:

1. Der erste Schritt wird im Rahmen der Protonidentifikation durchgeführt. Es wird eine Schleife über alle Teilchen im Ereignis durchgeführt, wobei jeweils eines für den kinematischen Fit weggelassen und als fehlendes Proton behandelt wird. Bei der Konfiguration mit dem höchsten Konfidenzniveau wird der beste Proton-Kandidat markiert. Hierbei werden nur Teilchenkonfigurationen akzeptiert, die ein Konfidenzniveau von mindestens $CL > 1\%$ aufweisen, ansonsten wird das Ereignis verworfen. Durch die Permutation der Teilchenkonfiguration alleine gelingt es in 88% der Fälle das Proton richtig zu identifizieren, daher ist ein Schritt mit niedrigerem Konfidenzniveau nicht ratsam.
2. Als nächstes wird verlangt, dass das vom Innendetektor rekonstruierte geladene Teilchen das gleiche ist wie das vom kinematischen Fit gefundene. Wie bereits gezeigt, kann durch den Schritt auf den Innendetektor (Global Tracking) mit dem kombinierten Verfahren das Proton in beinahe 99% der Fälle richtig nachgewiesen werden. Für die 2-PED Ereignisse wiederum wird der komplementäre Schritt durchgeführt: Hier darf *keines* der beiden PEDs eine Protonenkennung aufweisen. Somit enthalten beide Datensätze zueinander komplementäre Ereignisklassen.

Durch diesen Schritt auf ein einziges geladenes Teilchen wird auch der größte Teil der möglichen Untergrundkanäle aus dem Datensatz entfernt. Dies sind vorwiegend hadronische Reaktionen, die neben dem Proton ein oder mehr als ein geladenes Teilchen, insbesondere geladene Pionen oder Elektronen, enthalten.

3. Die 2-PED Daten bestehen vorwiegend aus Ereignissen, bei denen ein niederenergetisches Proton im Innendetektor gestoppt wird, aber einen Trigger auslöst. Diese Ereignisse befinden sich auf einem schmalen kinematischen Band, bei dem das Proton im Schwerpunktsystem rückwärts emittiert wird ($\cos\theta_{cm} > 0.4$). Bei diesen Ereignissen ist auch der Anteil von Untergrundereignissen mit niederenergetischen Photonen größer, da es hier für den kinematischen Fit nur eine Kombination gibt. Um den Untergrund zu eliminieren, wird daher bei den 2-PED Ereignissen noch ein zusätzlicher Schritt auf die Energie der Zerfallsphotonen von 250 MeV angewandt. Dies ist ein Wert, der ein hohes Signal-Untergrund-Verhältnis liefert. Elektromagnetischer Untergrund und Photonen aus dem Zerfall von neutralen Pionen deponieren deutlich weniger Energie und werden damit effektiv weggeschnitten.
4. Ein weiterer Schritt, der durchgeführt werden muss, ist der Schritt auf das Signal vom Trigger des Innendetektors. Hierbei wird verlangt dass 2

der 3 Lagen unter Berücksichtigung der fehlenden Fasern des Innendetektors angesprochen haben müssen. In den 3-PED Daten wirkt sich dieser Schnitt nicht aus, da diese Daten ja nur Ereignisse enthalten, bei denen Innendetektor und Barrel getriggert haben. Bei den 2-PED Daten verlässt das Proton zu einem großen Teil den Barrel Detektor durch die Vorwärtsöffnung. Da für die TOF-Wände keine vollständige Simulation (inklusive Trigger) für die Akzeptanzberechnung zur Verfügung stand, können diese Ereignisse nicht in die Analyse miteinbezogen werden. Ein Schnitt auf den Trigger des Innendetektors verwirft diese Ereignisse, wodurch ein Teil der Ereignisse verworfen wird. Dies betrifft allerdings lediglich einen kleinen Vorwärtswinkelbereich ($\cos\theta_{cm} \rightarrow -1$). Es wird eine Simulation des Triggers durchgeführt, so daß die Monte Carlo Daten hier analog zu den realen Daten behandelt werden.

5. Der letzte Analyseschritt umfasst schließlich die Anwendung des Missing-Proton-Fits mit dem identifizierten Proton als fehlendem Teilchen, bei dem für das Ereignis die Randbedingung erfüllt sein muss, dass die invariante Masse der beiden Zerfallsphotonen gleich der Masse des η - bzw. π^0 -Mesons sein muss (2C-Fit), und bei dem ein Konfidenzniveau von $CL > 10\%$ vorliegt.

Resultate der Schnitte

Die Wirkung der Schnitte wird deutlich in den resultierenden Massenpeaks, die zeigen, wie stark der Untergrundbeitrag eliminiert wird. Abb. 3.13 zeigt die Schnitte für 2-PED und 3-PED-Daten für das η -Meson.

Der Untergrund wird sukzessive bei jedem angewandten Schnitt reduziert und nach jedem der angewandten Schnitte findet man ein höheres Signal-Untergrund-Verhältnis.

Nach Anwendung aller Schnitte ist unter den Massenpeaks kein Untergrund erkennbar. Um eine Abschätzung des Untergrundes zu geben, werden alle Schnitte bis auf den letzten angewandt, aber statt dem Schnitt auf die 2C-kinematische Anpassung mit Massenconstraint, wird ein Schnitt auf den 1C-Phasenraum-Fit mit $CL > 10\%$ durchgeführt, also dem gleichem Konfidenzlevel wie der 2C-Fit mit Massenconstraint. Die Abb. 3.14 zeigt die aufsummierte invariante $\gamma\gamma$ -Massenverteilung der π^0 und η -Daten. Man beachte die logarithmische Skalierung.

Dieses Verfahren gibt eine *obere Abschätzung*, da durch den weiteren Schnitt auf den 2C-Fit mit Massenconstraint und gleichem Konfidenzniveau wie der Phasenraum-Fit der Untergrund noch weiter reduziert wird. Fittet man jetzt den unter den Signalen verbleibenden Untergrund mit einer Gaussfunktion und einem phänomenologischen Polynom zur Untergrundbeschreibung, so erhält man

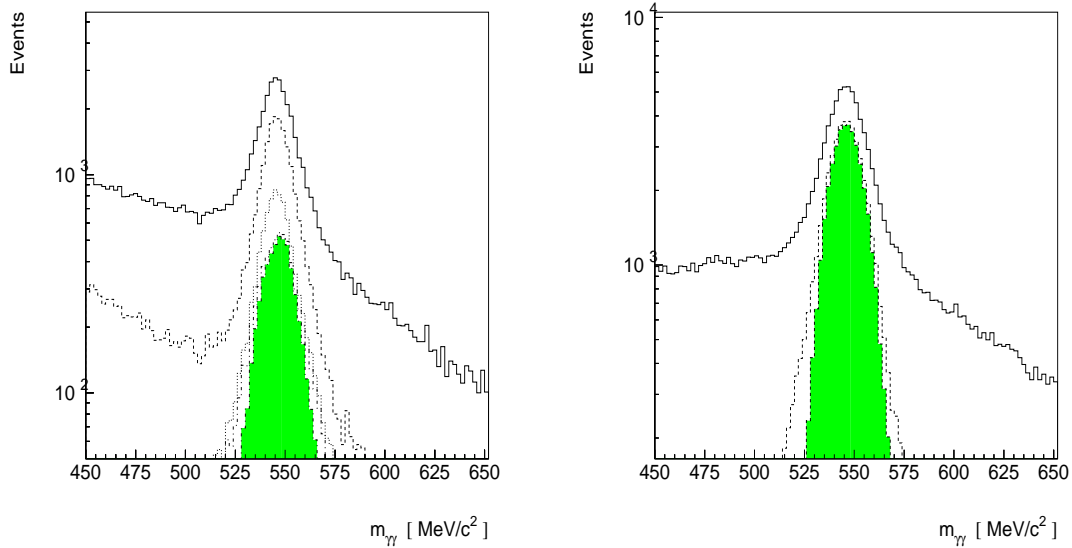


Abb. 3.13: Veranschaulichung der Schnitte (s.Text) für 2–PED–Daten (links) und 3–PED–Daten (rechts) beim η –Meson.

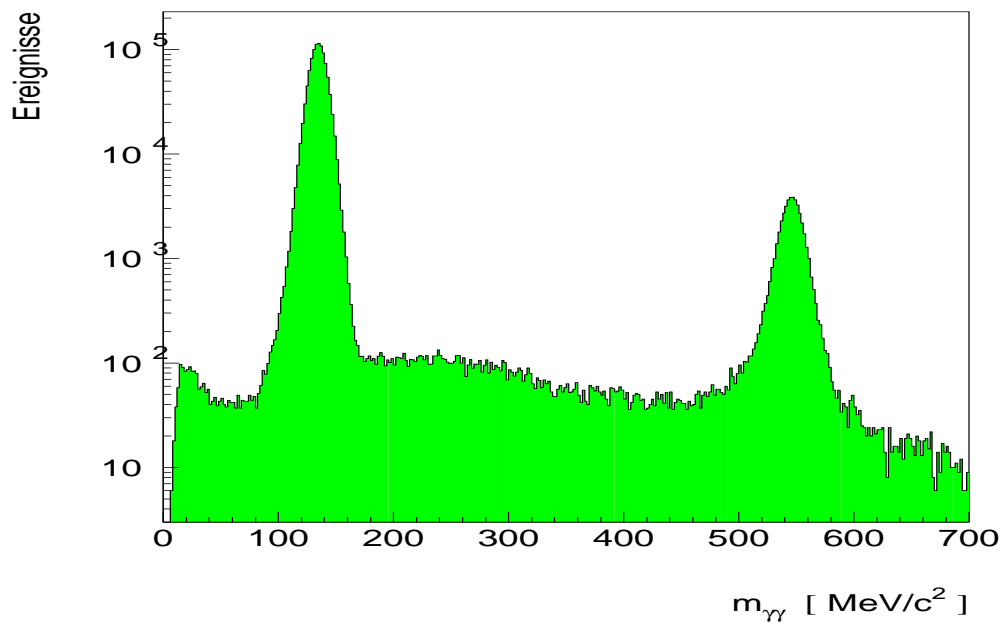


Abb. 3.14: Invariante $\gamma\gamma$ –Massenverteilung nach allen Schnitten, wobei der Schnitt auf die Mesonenmasse ersetzt wurde durch einen Schnitt auf den 1C–Phasenraum–Fit mit $CL > 10\%$.

unter dem η -Signal einen Untergrundbeitrag von 2%, unter dem π^0 -Signal einen Beitrag von 0.3%. Die Zahl von guten Ereignissen oberhalb des Untergrundpolynoms ist jedoch mit der Zahl der durch den 2C-Fit selektierten nahezu identisch. Aufgründessen ist der selektierte Datensatz nahezu untergrundfrei.

Konfidenzniveaueverteilungen

Die Anwendung der kinematischen Anpassung erlaubt über das Konfidenzniveau eine Aussage darüber, mit welcher Wahrscheinlichkeit die zugrundeliegende Hypothese erfüllt wird, und mit diesem eine Aussage über die Qualität der Daten bzw. des Fits. Unter der Annahme von gaussverteilten Messgrößen weisen die gefitteten Funktionswerte eine χ^2 -Verteilung zum Freiheitsgrad 2 auf. Dies entspricht einem flachen Verlauf der Konfidenzniveaueverteilung. Durch Untergrundbeiträge werden sowohl die χ^2 als auch die Konfidenzniveaueverteilung gestört bzw. verzerrt. Dies resultiert in einer Anhäufung von Ereignissen bei niedrigen Wahrscheinlichkeiten, entsprechend bei kleinen Konfidenzniveaus. Die Ursache hierfür ist, dass unvollständig oder schlecht rekonstruierte Ereignisse die Randbedingungen der kinematischen Anpassung – Energie und Impulserhaltung – nur schlecht erfüllen. Diese Ereignisse können daher mit einem Schnitt auf das Konfidenzniveau von $CL > 10\%$, ab der die Verteilung einen in etwa flachen Verlauf zeigt, verworfen werden.

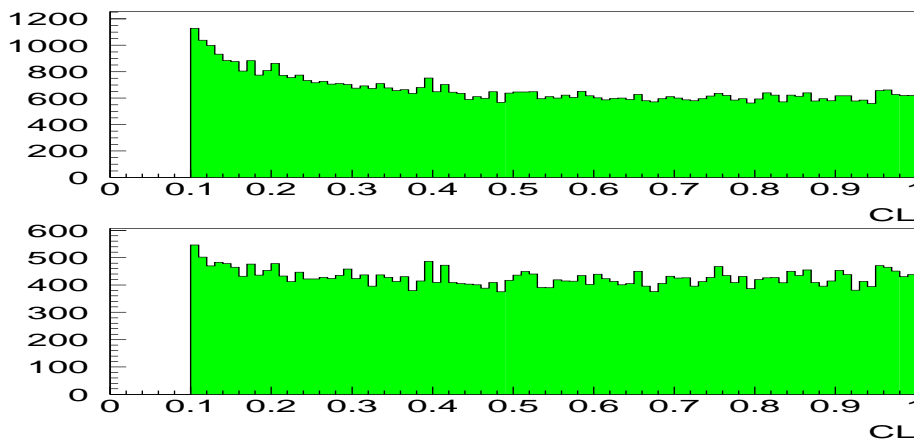


Abb. 3.15: Konfidenzniveau für reale Daten vor allen Schnitten (oben) und danach (unten).

Die Anhäufung von Untergrundereignissen bei kleinen Probabilitäten ist evident in Abb. 3.15 oben, in der das Konfidenzniveau ohne weitere Schnitte dargestellt ist. Die Abbildung zeigt unten das Konfidenzniveau nach allen Schnitten. Nach

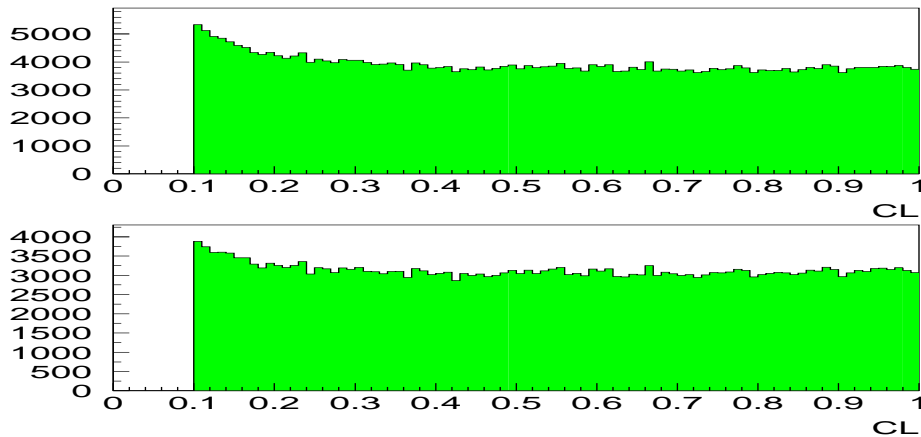


Abb. 3.16: Konfidenzniveau für Monte Carlo Daten vor allen Schnitten (oben) und danach (unten).

Schnitte	3-PED-Ereignisse	2-PED-Ereignisse
Vorselektion	$9.571 \cdot 10^6$	$1.076 \cdot 10^6$
1C-Phasenraum-Fit $CL > 1\%$	1714636	140200
Proton im Innendetektor	1243989	53920
$E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2} > 250 \text{ MeV}$		10830
Triggerbedingung		7959
2C-Fit $p+\eta$ (π^0) $CL > 10\%$	38555 (1024949)	5390
	Summe π^0	1024949
	Summe η	43945

Tab. 3.6: Datenstatistik.

Anwendung der Schnitte und Elimination des Untergrundes ist das Abflachen des Konfidenzniveaus deutlich zu erkennen. Dass bei niedrigen Konfidenzniveaus allerdings nicht nur Untergrund vorhanden ist zeigt sich daran, dass in der simulierten Verteilung auch ein Anstieg bei niedrigen Werten zu sehen ist (Abb. 3.16). Dies kann ein Effekt der Näherung sein, dass die Verteilung aller Messgrößen gaußförmig ist.

Bestimmung der Messfehler und Auflösungen

Bei der Verwendung der kinematischen Anpassung als Selektionskriterium ist es notwendig, die Fehler der Messgrößen richtig einzustellen. Für jede Messgröße

werden hierbei die aus der Rekonstruktionssoftware berechneten Fehler mit Skalierungsfaktoren versehen. Als Kriterium dienen hierbei die von der kinematischen Anpassung gelieferten Pulls. Die Messfehler werden hierbei iterativ soweit optimiert, bis die Pulls für jeden Messwert eine Gaußverteilung um Null mit einer σ -Breite von 1 aufweisen. Diese sind in den Abb. 3.17 und 3.18 für reale und simulierte Daten dargestellt.

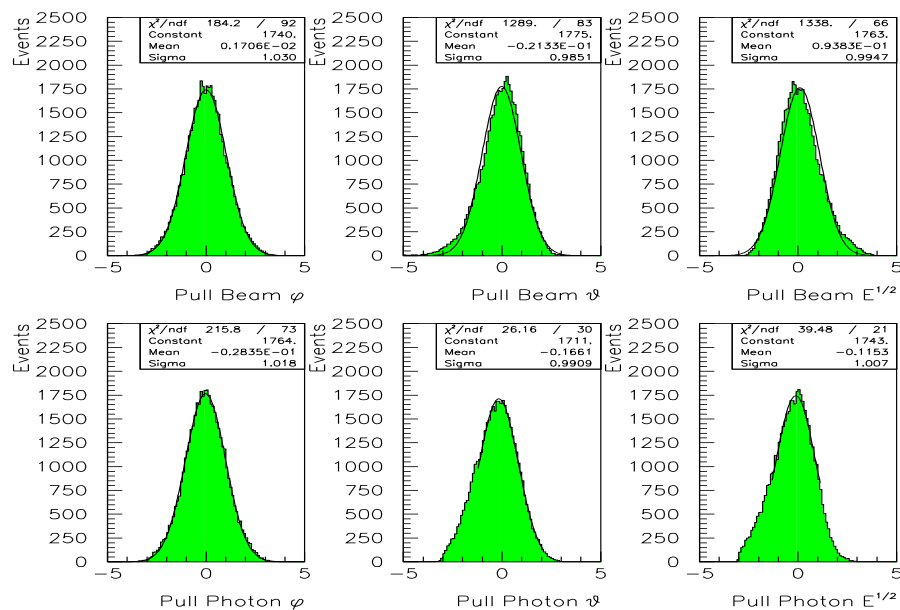


Abb. 3.17: Pullverteilungen für reale Daten.

Diese Verteilungen zeigen in etwa die Form der gewünschten Normalverteilungen, was auf richtig eingestellte Messfehler schließen lässt. Die Photonenergie-Pulls zeigen eine leichte Abweichung von der Normalverteilung. Dies ist eine Folge der Tatsache, dass die Wahrscheinlichkeit für einen Energieverlust im Barrel Detektor gegenüber einem Energiegewinn erhöht ist. Bei Übereinstimmung der Pulls von realen und simulierten Daten zeigen auch die Massenpeaks der rekonstruierten invarianten $\gamma\gamma$ -Massen der Monte Carlo Simulation und der Daten im wesentlichen die gleiche Breite und Position (s. Abb. 3.19). Die richtige Einstellung der Messfehler äußert sich auch darin, dass die Konfidenzniveau-Verteilung bei hohen Wahrscheinlichkeiten flach verläuft. Bei zu groß eingestellten Messfehlern steigt das Konfidenzniveau an, da zu viele Ereignisse die betreffenden Hypothesen erfüllen.

Was den Wirkungsquerschnitt angeht, so beobachtet man nur eine sehr schwache Abhängigkeit des Resultats von den Messfehlern, falls die Fehler in etwa richtig sind.

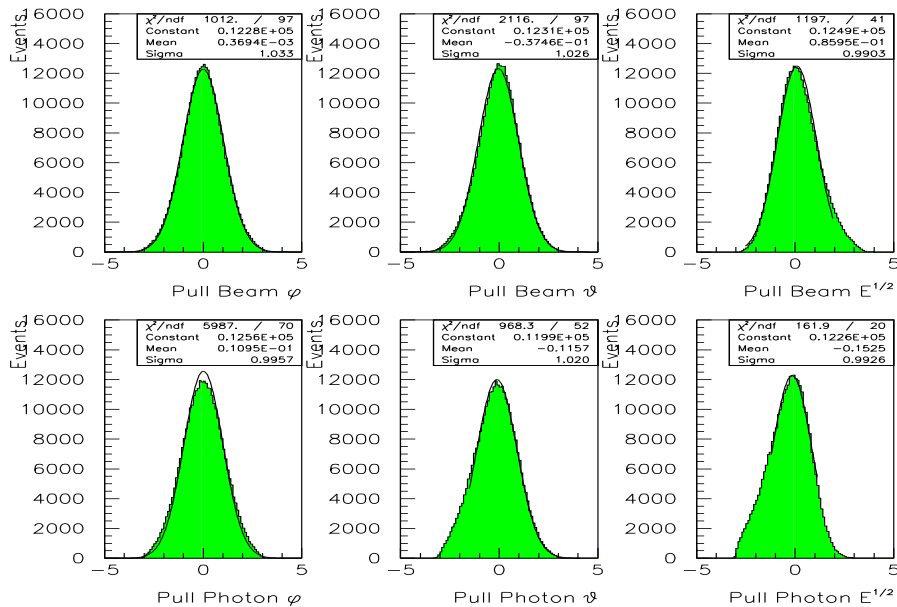
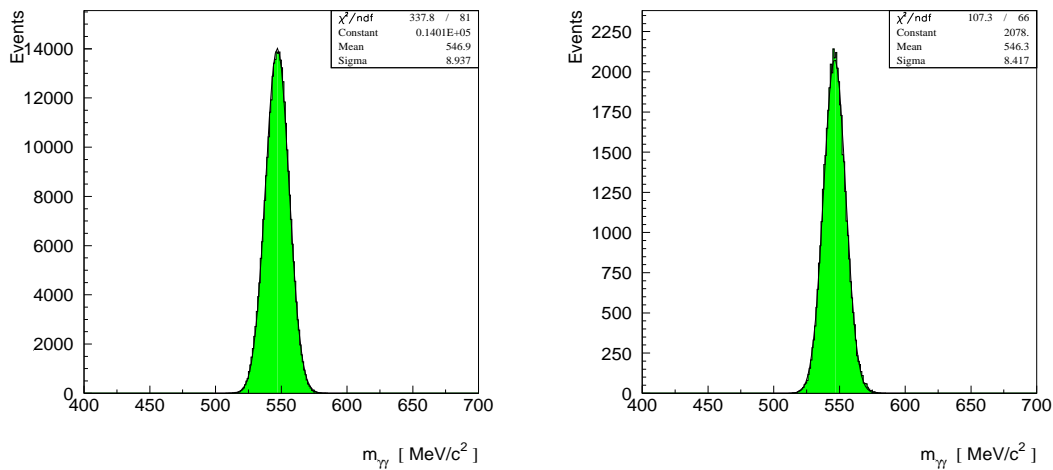


Abb. 3.18: Pullverteilungen für Monte Carlo Daten.

Abb. 3.19: Vergleich der Massenpeaks für das η -Meson nach der Rekonstruktion: Monte Carlo (links) und reale Daten (rechts).

Insgesamt spricht die Übereinstimmung der Signale (Konfidenzlevel, Pulls, Position bzw. Breite der invarianten $\gamma\gamma$ -Massenpeaks) zwischen Monte Carlo und realen Daten für eine realistische Simulation und korrekte Rekonstruktion der Daten.

Experimentelle Auflösungen

Zur Ermittlung der experimentellen Auflösungen und zur Kontrolle der Rekonstruktion werden für Monte Carlo Daten die Residuen der rekonstruierten Impulse und Winkel bestimmt. Die Abbildungen 3.20 bis 3.21 zeigen für simulierte η -Mesonen und Protonen die Residuen der rekonstruierten Impulse, θ - und ϕ -Winkel, aufgetragen über die jeweiligen generierten Größen. Jeweils rechts davon die Projektion auf die Ordinate, gefittet mit einer Gaußfunktion.

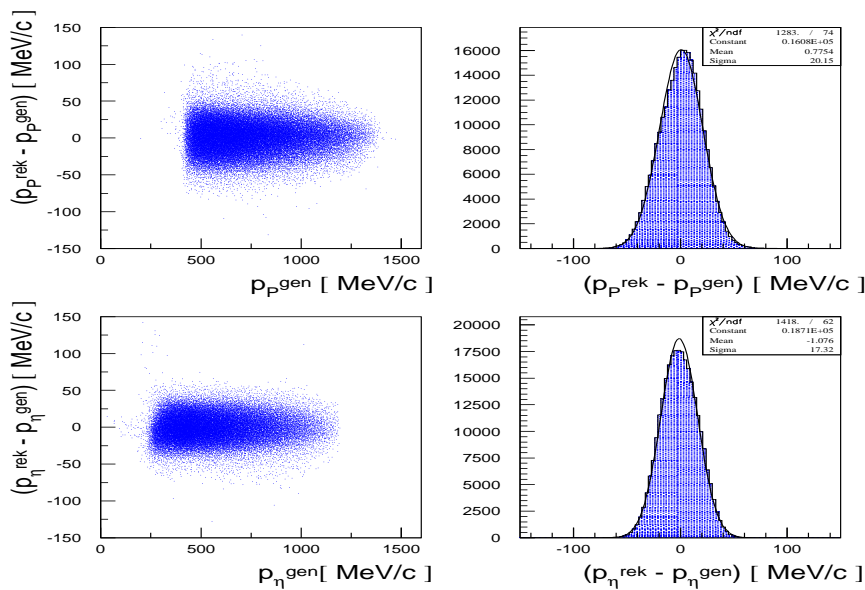


Abb. 3.20: Impulsresiduen für Monte Carlo Daten, oben: Protonen, unten: η -Mesonen.

Die Auflösungen betragen für die Impulse $\sigma_p=20.2$ MeV/c für Protonen und $\sigma_\eta=17.3$ MeV/c für die Etas. Für die Winkel erhält man $\sigma_\phi=2.3^\circ$ für beide Teilchen, und $\sigma_\theta=0.9^\circ$ für Protonen, sowie $\sigma_\theta=1.65^\circ$ für die η -Mesonen. Es wird deutlich, daß alle 3 kinematischen Größen über die gesamten Impuls- und -Winkelbereiche mit hoher Auflösung gut rekonstruiert werden.

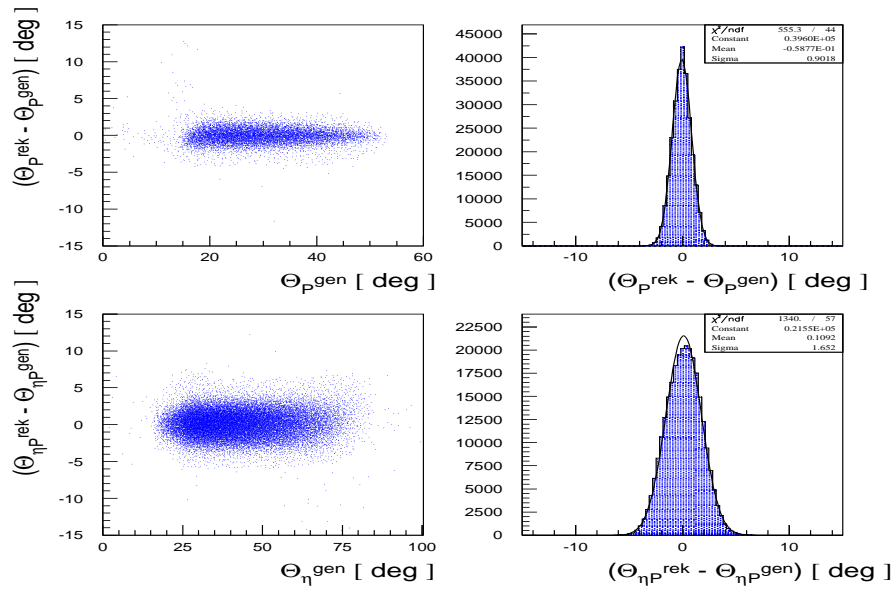


Abb. 3.21: θ -Residuen für Monte Carlo Daten (vgl. Abb. 3.20).

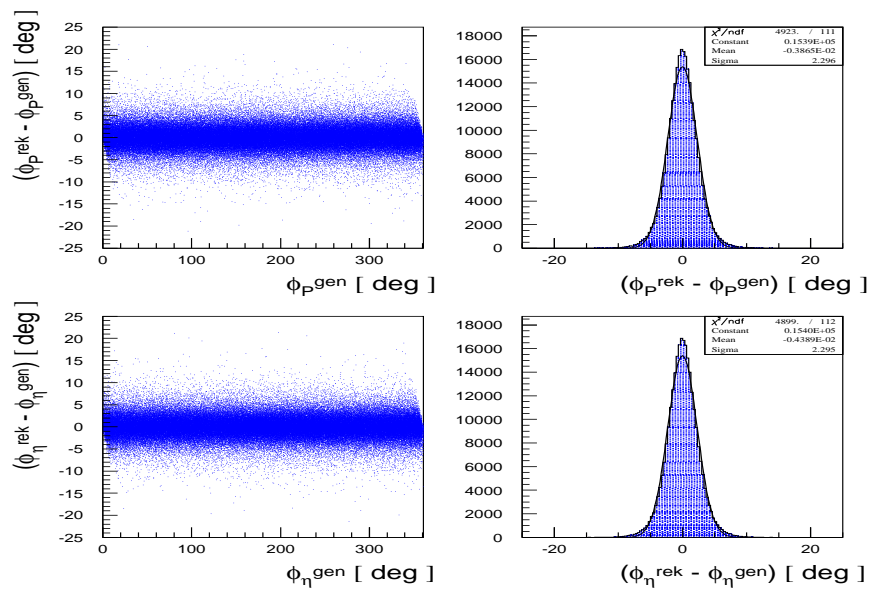


Abb. 3.22: ϕ -Residuen für Monte Carlo Daten (vgl. Abb. 3.20).

3.7 Bestimmung des Wirkungsquerschnitts

Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma p \rightarrow \eta p$ ist definiert als

$$\sigma_{Tot} = \frac{N_\eta}{N_\gamma \cdot \rho_T} \quad (3.24)$$

wobei N_η die Zahl der produzierten η -Mesonen, N_γ die Zahl der Photonen, die das Wasserstofftarget durchquert haben, und ρ_T die Targetflächendichte angibt. Für einen idealen Detektor wären die obigen Ereigniszahlen mit den gemessenen identisch. In der Praxis weisen reale Detektoren jedoch in der Regel keine 100%-ige Nachweiswahrscheinlichkeit auf, weil sie nicht den vollen Raumwinkel abdecken, oder eine Teilchensorte nur unvollständig nachgewiesen werden kann, usw. In diesem Fall muss die Akzeptanz (oder Effizienz) für den Nachweis berechnet und mitberücksichtigt werden um so die wahre Ereigniszahl berechnen zu können. Die Akzeptanz hängt sowohl von der primären Photonenergie als auch vom Reaktionswinkel des Mesons ab. Üblicherweise wählt man hier den Schwerpunktwinkel Θ_{cm} (bzw. den cosinus) des Mesons gegenüber der Strahlachse, da bei Formation einer Nukleonresonanz das System mit dem Schwerpunktsystem der Nukleonresonanz identisch ist und daher der Winkel gleich dem charakteristischen Zerfallswinkel der Resonanz ist.

Kleine Produktionswinkel ($\cos\Theta_{cm} \approx 1$) bedeuten daher, dass das Meson in die gleiche Richtung wie der Strahl emittiert wird. Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt erweitert sich obige Gleichung zu

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_\eta}{N_\gamma(E_\gamma) \cdot \rho_T \cdot \epsilon_{BR(\eta \rightarrow \gamma\gamma)} \cdot \epsilon_{Trigger} \cdot \epsilon_{MC}} \cdot \frac{1}{\Delta\Omega} \quad (3.25)$$

Hierbei sind

- N_η : Zahl der detektierten η -Mesonen
- $N_\gamma(E_\gamma)$: Photonfluss
- ϵ_{BR} : Verzweigungsverhältnis $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ (32.24%) bzw. $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (99.98%)
- $\epsilon_{Trigger}$: Trigger Effizienz
- ϵ_{MC} : Monte Carlo Effizienz
- $\Delta\Omega$: Raumwinkel $\Delta\Omega = 2\pi \Delta \cos\theta$ des Winkelbins im cms
- ρ_T : Targetflächendichte
 $\rho_H \cdot N_A \cdot d/A_H = 0.0708 \frac{g}{cm^3} \cdot 6.022 \cdot 10^{23} mol^{-1} \cdot 5.2cm / 1.00794g \cdot mol^{-1}$

Obige Größen werden wie folgt berechnet:

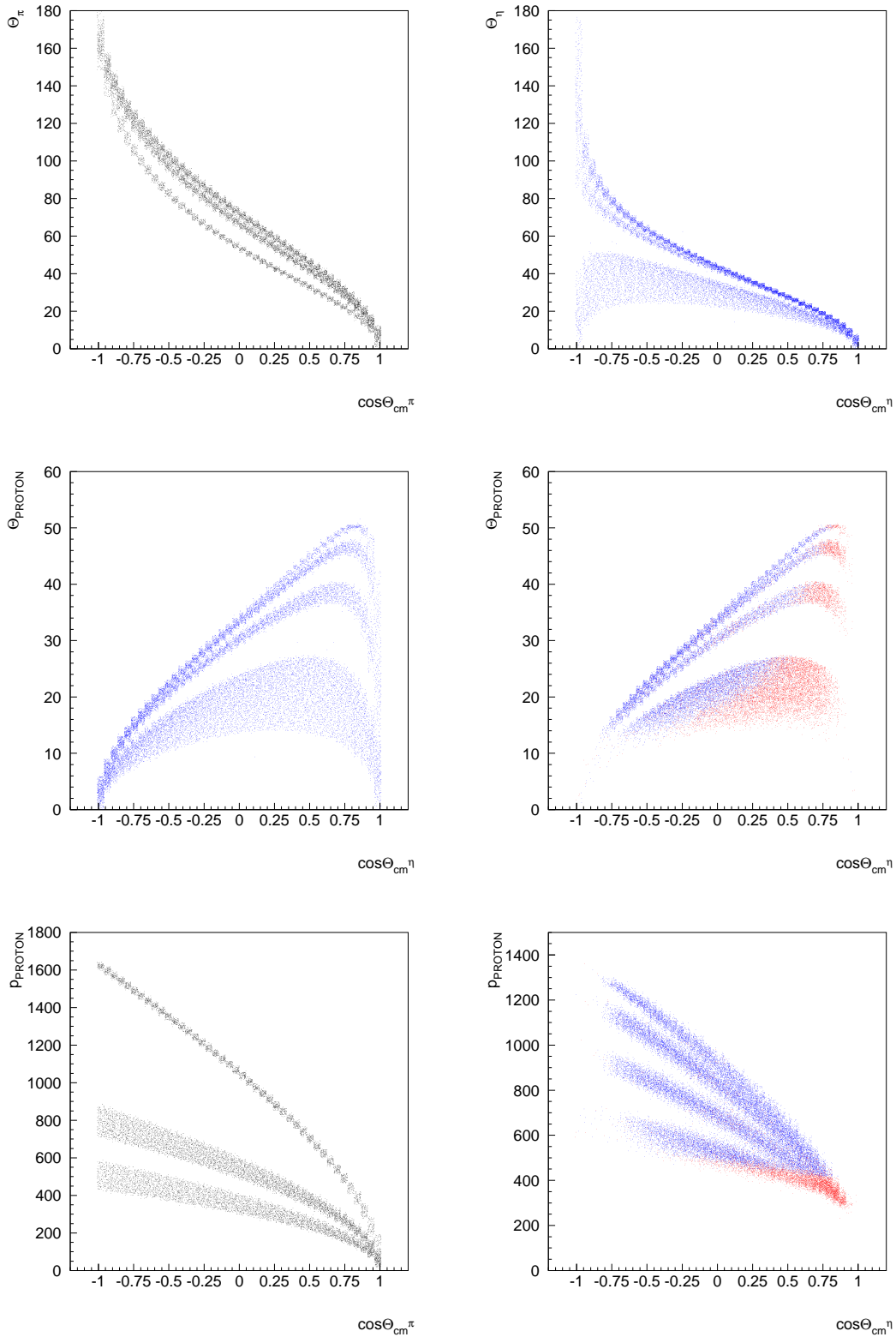


Abb. 3.23: Kinematik der Teilchen (Energieintervalle entsprechen den Taggerszintillatoren 1, 12, 14 (π^0) und 1, 4, 7, 10 (η)). Oben: θ -Verteilungen für π^0 und η . Mitte: θ -Verteilungen für generierte und rekonstruierte p. Unten: Generierte Impulsverteilungen für p im $p\pi^0$ -Kanal und rekonstruierte Protonimpulse im $p\eta$ -Kanal.

- Die Gesamtakzeptanz wird wie hier beschrieben berechnet.
- Der Photonenfluss wird bestimmt durch Berechnung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ (Kap. 3.8.3). Diese Reaktion weist die gleiche Systematik auf wie $\gamma p \rightarrow \eta p$ und deckt einen größeren Energie- und Winkelbereich ab. Daher ist es möglich, durch Bestimmung des Wirkungsquerschnitts bis auf einen Normierungsfaktor den Fluss auf diesem Energieintervall zu ermitteln und diesen für die Reaktion $\gamma p \rightarrow \eta p$ oder auch für andere zu verwenden.
- Die Triggerbedingung wird analog zu der im realen Experiment für den Innendetektor berücksichtigt (Kap. 3.4.3). Aufgrund des isotropen Verlaufs der Triggereffizienz wird durch eine Normierung obiger Art gleichzeitig automatisch die richtige Normierung für den $p\eta$ -Kanal gewonnen, auch bei einer evtl. falsch bestimmten Triggereffizienz.
- Die Zahl der rekonstruierten η -Ereignisse wird, wie im vorigen Abschnitt erläutert, bestimmt (Kap. 3.6.3).

Damit sind alle Größen für den Wirkungsquerschnitt bekannt.

Akzeptanzberechnung

Die Gesamtakzeptanz ist definiert als das Verhältnis der in diesem Energie-Winkel-Bin rekonstruierten zu der Anzahl der dort insgesamt produzierten Eta-Mesonen. Die Gesamtakzeptanz $\epsilon(E_\gamma, \cos(\Theta_{cm})) = \epsilon_{BR} \cdot \epsilon_{Trig} \cdot \epsilon_{MC}$ ist Energie- und winkelabhängig und setzt sich aus mehreren Faktoren zusammen, die alle Effekte berücksichtigen müssen, die verhindern dass Ereignisse nicht nachgewiesen werden. Sind diese Effekte voneinander unabhängig, so können sie als Produkte der Einzelwahrscheinlichkeiten dargestellt werden.

Die Effekte, die in die Gesamtakzeptanz eingehen, sind u.a.:

- Die Triggereffizienz: Werden durch die Triggerbedingung bestimmte Ereignisklassen verworfen, so reduziert dies die Gesamtanzahl der nachgewiesenen Ereignisse
- Die Geometrische Akzeptanz des Detektorsystems
- Die Nachweiswahrscheinlichkeit der einzelnen Subdetektoren bzw. des Gesamtdetektorsystems: D.h. sämtliche Wechselwirkungen der Reaktionsprodukte sowie deren Sekundärteilchen durch Energieverluste, Streuung, Absorption, Kernreaktionen, etc.

- Die abschließende Analyseakzeptanz: Die nachgewiesenen Ereignisse müssen die angewandten Schritte der Analyse erfüllen, insbesondere die Schritte in den Probabilitäten der kinematischen Anpassung, mit dem neben Untergrund auch gute Ereignisse abgetrennt werden, Energierekonstruktions-schwellen, etc.

Es wäre zwar prinzipiell möglich, allerdings praktisch nahezu unmöglich alle diese Effekte analytisch zu berechnen. Mittels einer Monte Carlo Computersimulation jedoch können sämtliche Effekte berechnet werden, da diese genauso wie in der Realität modelliert werden können und die Rechenleistung moderner PCs sehr hoch ist. Hierzu wird das Softwarepaket CBGEANT verwendet (s. Abschnitt 3.5), ein auf dem CERN-Softwarepaket GEANT 3.21 basierendes Programm.

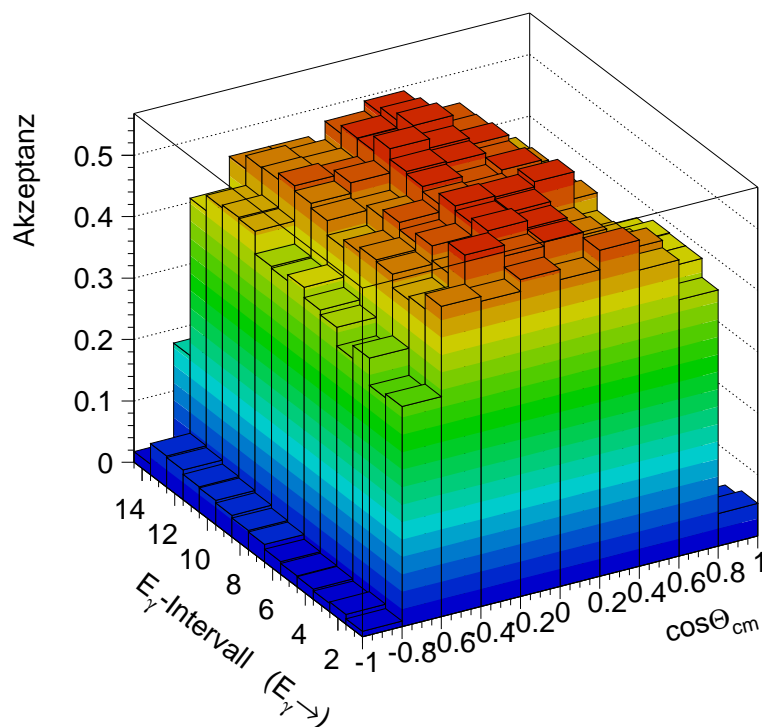


Abb. 3.24: Akzeptanz für die Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$.

Alle Einzelakzeptanzen sowie die Gesamtakzeptanz können durch die Simulation bestimmt werden. Hierzu werden η -Mesonen mittels eines Eventgenerators isotrop im Schwerpunktsystem und entsprechend eines realistischen Strahlprofils und einer $1/E$ -Verteilung generiert. Für die Simulation der Zerfallsphotonen und des Rückstoßprotons sowie evtl. weiterer Sekundärteilchen werden sämtliche

möglichen Wechselwirkungsprozesse eingeschaltet. Alle Reaktionsprodukte werden unter Berücksichtigung der vollständigen Detektorgeometrie sowie aller relevanten physikalischen Prozesse auf ihrem Weg vom Reaktionsort zu den Subdetektoren simuliert. Dies garantiert, dass die simulierten Daten mit den echten Daten weitgehend übereinstimmen. Die Gesamtakzeptanz ergibt sich dann einfach als Verhältnis der rekonstruierten zu den generierten Monte Carlo Ereignissen.

$$\epsilon_{MC}(\cos\Theta_{cm}, E_\gamma) = \frac{N_{Rek}(\cos\Theta_{cm}, E_\gamma)}{N_{Generiert}} \quad (3.26)$$

Für die simulierten Daten wird hierbei genau die gleiche Rekonstruktion wie für die realen Daten durchgeführt. Dies garantiert, dass alle in der Analyse angewandten Schnitte, sowie alle oben aufgeführten Effekte, korrekt berücksichtigt werden.

Die Akzeptanzen, sowie die Zahl der rekonstruierten Ereignisse für die 2–PED und 3–PED–Ereignisse (π^0 und η) werden separat berechnet. Der Schwerpunktswinkel Θ_{cm} wird über eine Lorentztransformation aus der Laborgröße berechnet, wobei hier der Wert aus der kinematischen Anpassung verwendet wird.

Die resultierenden Akzeptanzen sind in den Abbildungen 3.24 und 3.25 dargestellt. Für die Fehler der Akzeptanzen werden die statistischen Fehler verwendet, die aus der Zahl der simulierten Ereignisse resultieren. Die resultierenden Winkelverteilungen sind in Abbildung 3.26 für beide Reaktionen ersichtlich. Die Berechnung der Wirkungsquerschnittes erfolgt, indem die resultierenden Wirkungsquerschnitte mit ihren statistischen Fehlern gewichtet aufaddiert werden.

Der Verlauf der Akzeptanz für die Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ (Abb. 3.24) ähnelt stark dem der 3–PED–Akzeptanz in der Reaktion $\gamma p \rightarrow \eta p$, ist aber insgesamt noch homogener als dieser. Die Gesamteffizienz für den 3–PED–Datensatz steigt in der Nähe der Schwelle stark mit wachsender Energie bis zu einem Maximalwert von bis zu 55% an. Für höhere Energien bleibt die Effizienz nahezu konstant. Auch die Winkelabhängigkeit ist oberhalb der Schwelle annähernd konstant und fällt lediglich an den Grenzen der Geometrischen Akzeptanz aufgrund der Barrelöffnungen ab. Der 2–PED–Datensatz überdeckt lediglich in Vorwärtsrichtung einen sehr kleinen Akzeptanzbereich. Der Verlauf wird verständlich aus der zugrundeliegenden Kinematik und der Geometrie des Experiments.

Insgesamt weist der 2–PED–Datensatz deutlich kleinere absolute Akzeptanzwerte auf (15% bis 20%) als der 3–PED–Datensatz (bis zu 55%). Der durch die Kinematik abgedeckte Bereich und demzufolge auch die Effizienz ist hier aufgrund der Natur des Datensatzes sehr klein. Dieser Datensatz besteht fast ausschließlich aus Ereignissen bei denen das Proton im Innendetektor oder der Aluminiumhalterung des Crystal Barrels steckengeblieben ist. Daher bildet der 2–PED–Datensatz für jedes Energieintervall die Ereignisklasse mit den niedrigsten Protonimpulsen. Wie aus der Kinematik ersichtlich ist, entsprechen bei hohen

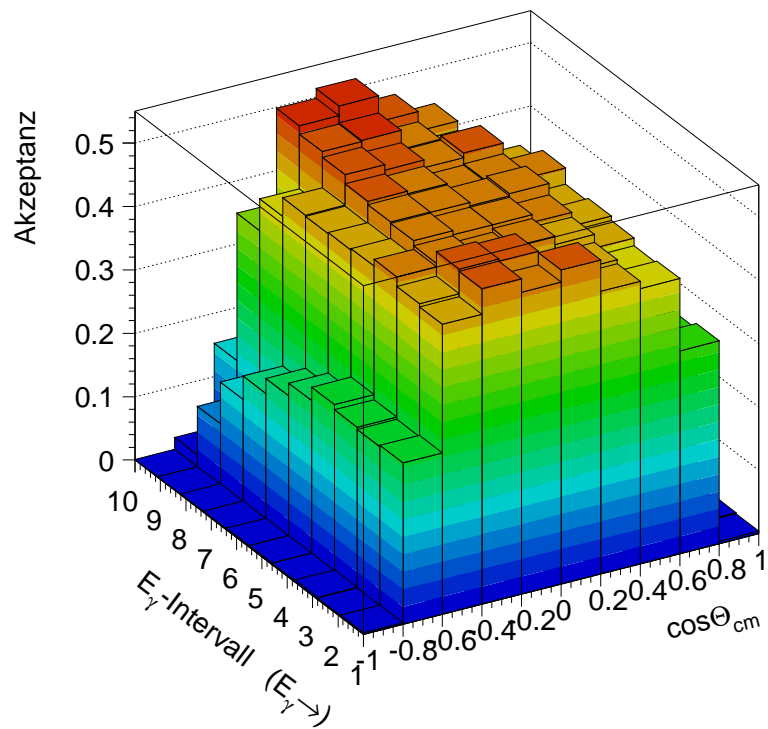
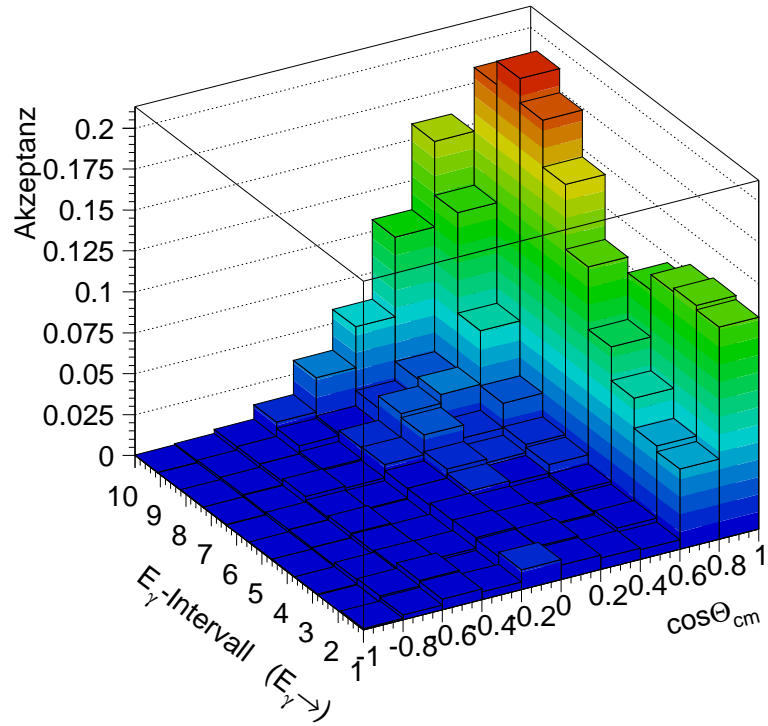


Abb. 3.25: Akzeptanzen für die Reaktion $\gamma p \rightarrow \eta p$: 2-PED (oben) und 3-PED (unten).

Photonenergien die η -Vorwärtswinkel im Schwerpunktsystem ($\cos\Theta_{cm} > 0.6$) maximalen Θ -Laborwinkeln des Protons. Je näher man zur Schwelle kommt, umso kleiner wird der abgedeckte Winkelbereich, also der Öffnungswinkel des Kegels der Protonen wird kleiner. Bei niedrigen Photonenergien entsprechen den äußersten CMS-Vorwärtswinkeln daher allerdings kleine Θ -Laborwinkel des Protons. Dies entspricht für die letzten $\cos\theta_{cms}$ -Bins bei tiefen Photonenergien dem extremen Vorwärtsbereich am vorderen Rand des Innendetektors bzw. dem Übergang Rand-Innendetektor-Vorwärtsloch. Die Zahl der Protonen die einen Trigger im Innendetektor auslösen können, fällt daher bei kleiner werdenden Energien zunehmend ab.

Zusätzlich erschwerend kommt hinzu, dass die 2-PED-Ereignisse bei kleinen Photonenergien auch die kleinsten Protonimpulse beinhalten (ca. 250–300 MeV/c entsprechend 32–47 MeV kinetischer Energie). Die Wahrscheinlichkeit, dass das Proton im Target oder in den Halterungen steckenbleibt, steigt für kleinere Impulse an. Aufgrunddessen erreicht bei hohen Photonenergien die Nachweiswahrscheinlichkeit unter Vorwärtswinkeln im letzten $\cos\Theta_{cms}$ -Bin ihr Maximum, während in Schwellennähe bei kleinen Photonenergien die Akzeptanz von ihrem Maximum dort radikal abgefallen ist (s. Abb. 3.25). Ein derartig steiles Absinken der Akzeptanz von einem Bin mit einer sehr hohen (ca.22%) zu einem Bin mit sehr niedriger Akzeptanz (1%-4%) ist allerdings mit sehr großen systematischen Unsicherheiten behaftet und für die Akzeptanzrechnung daher äußerst problematisch. Daher wird dieser Bereich bei niedrigen Energien nicht für die weitere Auswertung berücksichtigt. Es werden nur Ereignisse als zuverlässig angesehen, die eine ausreichend hohe Akzeptanz in den Randbins von oberhalb 4% aufweisen (weniger als 1/10 der maximalen 3-PED-Akzeptanz).

Die Gesamtakzeptanzen betragen für die Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ beträgt 27.7 %, für die Reaktion $\gamma p \rightarrow \eta p$ erhält man 3.28 % (2-PED) und 27.3 % (3-PED). Der resultierende Wirkungsquerschnitt wird in Abschnitt 4.2 diskutiert.

Migration

Bei der Berechnung der Akzeptanz können Migrationseffekte eine Rolle spielen. Hierbei handelt es sich um den Einfluss der benachbarten Energie-Winkelbins auf das zu betrachtende. Dieser Effekt kann insbesondere in Bereichen eine Rolle spielen, bei denen die Nachweiswahrscheinlichkeit stark variiert (so wie in den 2-PED-Randbins). Falls die Energie- und Winkelauflösung eines Detektorsystems nicht groß genug ist, kann es vorkommen, dass sich die Akzeptanz bzw. die Zahl der rekonstruierten Ereignisse x_j^{rek} in dem betrachteten Energie-Winkel-Intervall zusammensetzt aus dem Einfluss mehrerer Bereiche x_i^0 :

$$x_j^{rek}(\cos\Theta_{cm}, E_\gamma) = \sum_i \epsilon_{ij} x_i^0(\cos\Theta_{cm}, E_\gamma) \quad (3.27)$$

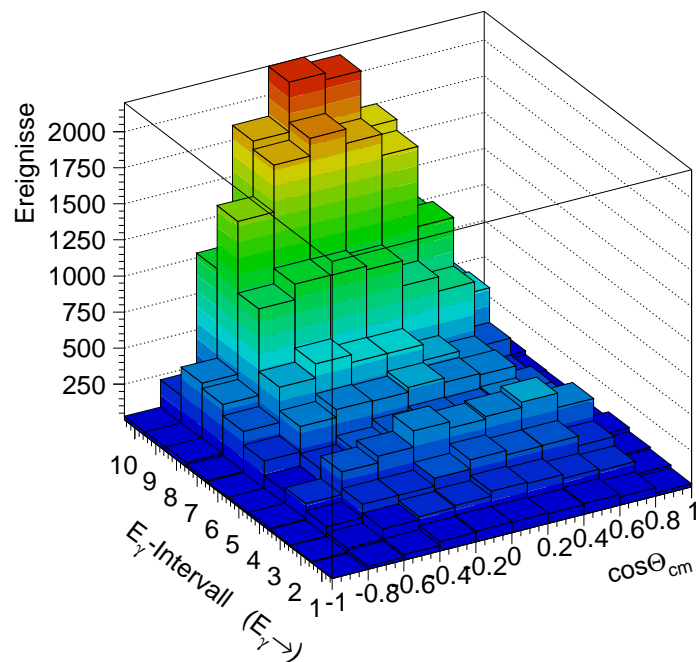
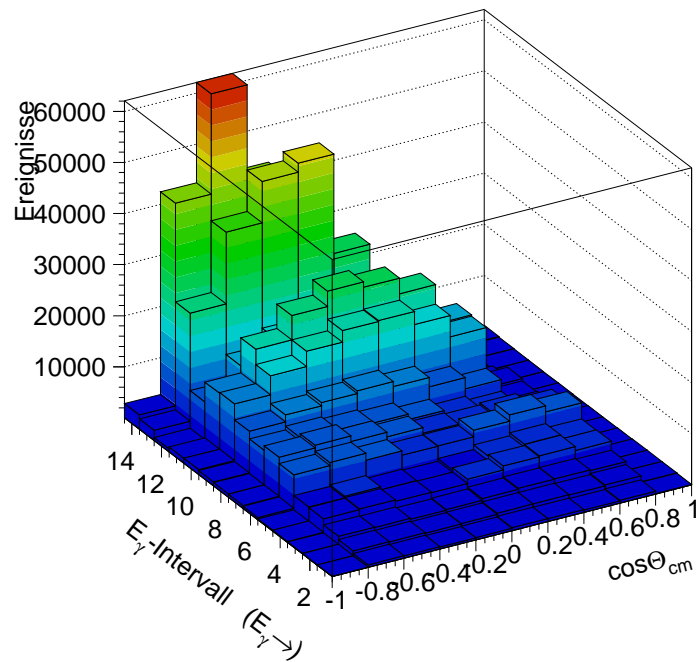


Abb. 3.26: Rekonstruierte Winkelverteilungen für die Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ (oben) und $\gamma p \rightarrow \eta p$ (unten).

wobei $\epsilon_{ij} = \frac{x_i^{rek,MC}}{x_j^{gen,MC}}$ die Akzeptanz im i -ten Bin ist. Alternativ hierzu kann für die Monte Carlo Simulation eine Startverteilung generiert werden, die der gemessenen entspricht, und die Akzeptanz iterativ berechnet werden mit der jeweilig neu rekonstruierten Verteilung, bis sich eine konstante Akzeptanz ergibt. Eine erste Untersuchung dieses Effektes für die 3-PED-Ereignisse konnte keinen deutlichen Beitrag zum Wirkungsquerschnitt feststellen, wobei allerdings dort die Akzeptanz verhältnismäßig hoch und homogen ist und sich der Effekt herausmittelt. Zudem ist die Winkelauflösung des Detektorsystem hoch ($\sigma_\theta=1...1.6^\circ$). Eine weitergehende Untersuchung dieses Effektes konnte im Rahmen dieser Arbeit allerdings nicht mehr durchgeführt werden.

3.8 Kalibration der Strahlenergie

Die Berechnung des Wirkungsquerschnittes erfolgt mit der in diesem Kapitel ermittelten Eichung für die primäre Photonenergie.

Wie der Crystal Barrel Detektor, so muss auch für das Taggingssystem eine Kalibration durchgeführt werden, um in der Datenanalyse verwendet werden zu können. Für die Verwendung der Photonenergie aus der Rekonstruktion der Taggersoftware ist die Kenntnis der Zusammenhangs zwischen der wahren Photonenergie und dem angesprochenem Draht der Proportionalkammer erforderlich. Die primäre Photonenergie ist die wichtigste Observable für den differentiellen Wirkungsquerschnitt, da sie an 3 Stellen in seine Bestimmung einfließt, sowohl für simulierte als auch für reale Daten:

1. Sie dient als Eingabewert für den kinematischen Fit,
2. Sie definiert die Energieintervalle, in welche die rekonstruierten Ereignisse eingeordnet werden, bei der Einsortierung des gefitteten Energiewertes und zwar im Zuge der Effizienzbestimmung. Da die Rekonstruktionseffizienz energieabhängig ist, müssen die rekonstruierten Daten-Energien zu den rekonstruierten Monte-Carlo-Energien bzw. Effizienzen passen.
3. Letztlich wird sie als kinematische *Boost*-Variable für die Berechnung der Polarkoordinate Θ_{cm} bei der Lorentztransformation ins Schwerpunktsystem benötigt.

Für die Kalibration der Taggingssysteme stehen verschiedene Verfahren zur Verfügung. Eine Methode wäre, ein totalabsorbierendes elektromagnetisches Kalorimeter zur direkten Messung der Photonenergie zu installieren. Da aber solch ein Detektor nicht zur Verfügung stand, musste auf indirekte Verfahren zurückgegriffen werden.

3.8.1 Hardware Kalibration

Eine weitere Möglichkeit der Kalibration ist die sogenannte *Einschusseichung*. Hierbei wird bei fester Elektronenenergie durch Variation des Erregungsstromes des Tagging-Magneten der Primärstrahl direkt in das Taggingssystem gelenkt. Im normalen Strahlbetrieb wird vor der Datennahme das Magnetfeld des Tagging-Magneten fest eingestellt, so dass der primäre Elektronenstrahl den Leuchtschirm vor dem Strahlvernichter an einer bestimmten Position trifft. Bei der Einschusseichung hingegen werden Elektronen mit konstanter Energie ohne Radiator direkt auf einen Draht des Tagging-Systemes gelenkt. Durch Erhöhung des Erregerstromes wird das Magnetfeld erhöht und ein anderer Draht getroffen, somit also eine scheinbar kleinere Elektronenenergie bzw. höhere Photonenergie erzeugt (s. Gleichungen 2.1 und 2.2). Eine Eichung dieser Art wurde für ELSA-Energien von 600 MeV und 800 MeV durchgeführt. Die Einschusseichung weist aber eine Reihe erheblicher Nachteile auf:

- Es ist nur möglich den Bereich der oberen Kammer abzudecken. Eine stärkere Abdeckung des unteren Kammer (entspricht höheren Photonenergien) mittels des Elektronenstrahls ist aufgrund der Sättigung des Magneten nicht möglich. Die Kalibration hoher Strahlenergien erfordert daher eine Extrapolation.
- Die Einschusseichung ist schlecht automatisierbar und aufwändig, daher ist eine wiederholte Eichung während einer Strahlperiode nicht praktikabel.
- Um die Proportionalkammern nicht zu hohen Raten auszusetzen, musste die Intensität der extrahierten Elektronen um 4–5 Größenordnungen gegenüber der Datennahme reduziert werden. Da das Hodoskop vor allem im Bereich kleinerer Photonenergien empfindlich auf Schwankungen des extrahierten Strahls reagiert, sollten die Strahlparameter bei der Eichung und der Messung identisch gehalten werden [Lin00]. Dies widerspricht der Forderung nach kleiner Elektronenenergie und –Intensität. Daher sind die Messdaten insbesondere für niedrige Photonenergien problematisch bzw. mit größeren Unsicherheiten behaftet.

Für eine vollständige, d.h. den gesamten Energiebereich abdeckende Kalibration muss zwischen den Stützpunkten interpoliert bzw. die gesamte Messung extrapoliert werden.

Dies wurde auf Grundlage einer Simulation des Taggingystems [Gri02] vom Petersburg Nuclear Physics Institute in Gatchina durchgeführt, welche folgenden

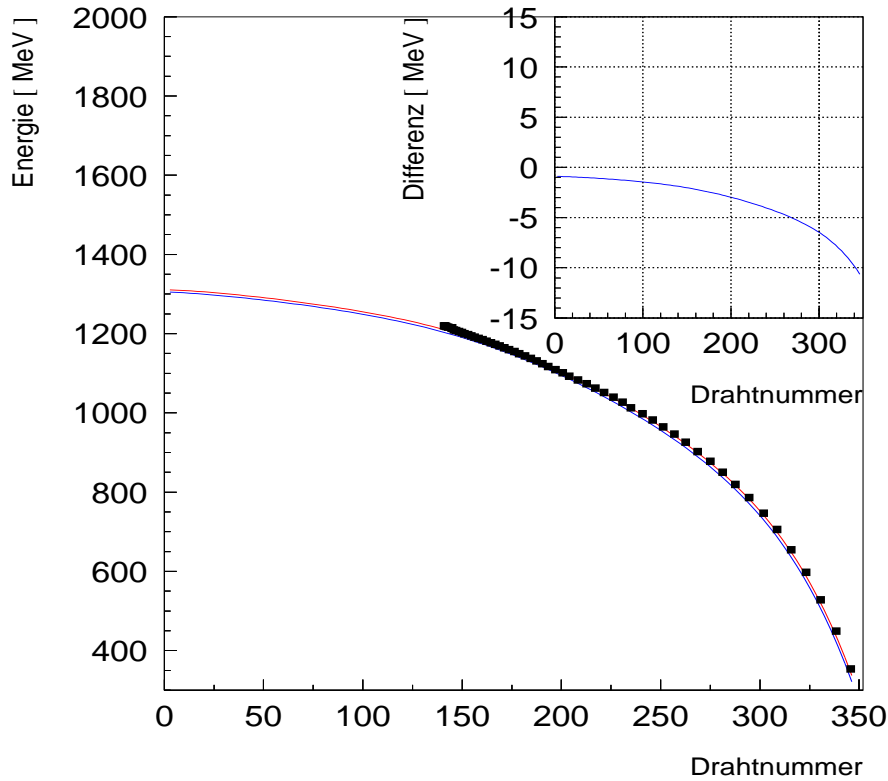


Abb. 3.27: Hardware-Eichung (obere Kurve), Datenpunkte der Einschusseichung, und die in dieser Arbeit verwendete Kalibrationsfunktion des Tagging-Systemes (untere Kurve). Inset: Differenz der beiden Eichfunktionen.

funktionalen Zusammenhang zwischen Photonenergie und Drahtansprecher liefert (Polynom 7. Ordnung):

$$\begin{aligned}
 E_{\gamma}(x) = & (1311.0 - 0.12709 \cdot x - 0.86544 \cdot 10^{-2} \cdot x^2 + 0.85565 \cdot 10^{-4} \cdot x^3 \\
 & - 0.48351 \cdot 10^{-6} \cdot x^4 + 0.36040 \cdot 10^{-9} \cdot x^5 + 0.37101 \cdot 10^{-11} \cdot x^6 \\
 & - 0.78455 \cdot 10^{-14} \cdot x^7) [MeV]
 \end{aligned}
 \tag{3.28}$$

Diese Funktion ist zusammen mit den Messwerten der Einschusseichung in Abb 3.27 dargestellt und wird im Folgenden als *Hardware-Eichung* bezeichnet. Hardware-Eichung und Messung stimmen zwar gut überein, es liegen jedoch keine Fehlerbalken für die Einschusseichung vor.

3.8.2 Selbstkonsistente Eichung der Photonenergie

Die Kalibration des Taggingsystemes aus den Daten selbst vermeidet die oben dargestellten Unsicherheiten der Einschusseichung. Auch hier bieten sich verschiedene Möglichkeiten an.

Eine Reaktion ist durch Messung der Photonenergie und der Observablen aus dem Barrel Kalorimeter kinematisch überbestimmt. Zur vollständigen Rekonstruktion einer Reaktion wie z.B. $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ ist daher die Anwendung eines kinematischen Fits möglich. Hierdurch ist es möglich, über Energie- und Impulserhaltung, sowie über Massenconstraints die einlaufende Photonenergie zu rekonstruieren. Die Rekonstruktion der Daten erfolgt hierbei mit einem "Missing Proton Fit", d.h. genauso wie für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts bei der endgültigen Rekonstruktion. Der Kanal $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ bietet sich hier an, da er die gleiche Systematik wie $\gamma p \rightarrow \eta p$ besitzt, aber eine deutlich höhere Statistik aufweist.

Es wird also eine vollständige Selektion und Rekonstruktion der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ mit $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (3-PEDs) durchgeführt, zunächst unter der Annahme, dass die Hardware-Eichung die richtige Kalibrationsfunktion des Tagging-Systems darstellt.

Hierbei stellt sich heraus, dass in den Daten der Pull der Observable der primären Photonenergie $\sqrt{E_\gamma}$ stark von seinem Nominalwert um Null abweicht. Laut der Definition des Pulls (s. Abschnitt über den kinematischen Fit) liefert die kinematische Anpassung einen direkten Hinweis auf eine systematisch zu hoch gemessene Observable. Eine Verschiebung dieser Art tritt nur in der Energieobservablen auf und zwar nur in den Daten. In den simulierten Monte Carlo Ereignissen ist dies nicht der Fall, da hier die wahre, d.h. zu dem Ereignis passende Photonenergie als Eingabewert verwendet wird. Dies spricht dafür, dass die gemessene Photonenergie tatsächlich nicht richtig ist und schließt einen systematischen Fehler durch den kinematischen Fit aus.

Einen ähnlichen Effekt findet man für die invarianten Massen der rekonstruierten Mesonen. Auch der resultierende Wirkungsquerschnitt entspricht bei Verwendung der Hardware-Eichung nicht dem SAID-Verlauf, insbesondere gerade bei niedrigen Energien (s. nächster Abschnitt). Die Informationen aus dem kinematischen Fit ermöglichen nun die Kalibration über eine iterative Prozedur, bei der mit einer skalierten Eichfunktion der Datensatz reanalysiert wird, bis die Pulls eine Normalverteilung aufweisen. Es wird ausschließlich die Eichfunktion verändert, während alle anderen Parameter der Analyse konstant gehalten werden. Bei der Skalierung ist folgendes zu beachten: Eine Variation oder Unsicherheit in der Kenntnis des Magnetfeldes des Tagging-Magneten ist nicht direkt proportional zur Photonenergie, sondern resultiert in einer Variation der Elektronenenergie. Daher darf die Photonenergie nicht direkt, sondern nur über die Elektronenenergie skaliert werden.

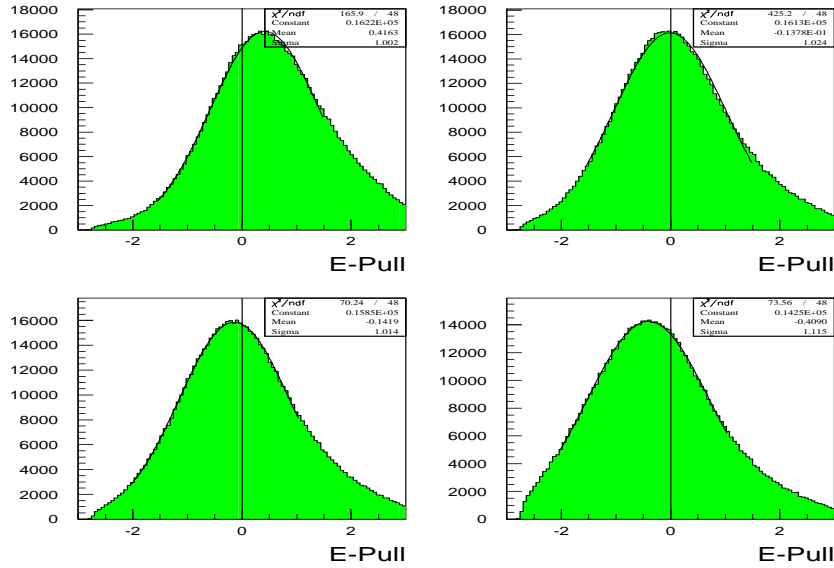


Abb. 3.28: Energie-Pulls unter Verwendung der Hardware-Eichung (links oben), und bei verschiedenen Skalierungen der Eichfunktion: $k=1.01$ (rechts oben), $k=1.0124$ (links unten) und $k=1.027$ (rechts unten).

Für die Skalierung wird demzufolge folgender Ansatz verwendet:

$$\begin{aligned}
 E_{\gamma}(x) &= E_{ELSA} - k \cdot (E_{Elektron}(x)) \\
 &= E_{ELSA} - k \cdot (E_0 - E_{\gamma}^{HW}(x)) \\
 &= 1395. - k \cdot (1400. - E_{\gamma}^{HW}(x))
 \end{aligned} \tag{3.29}$$

Wobei E_{γ}^{HW} die Hardwareeichung, E_{ELSA} die eingestellte ELSA-Energie, E_0 die für die Hardware-eichung ursprünglich angenommene ELSA-Energie und x die Drahtnummer repräsentiert.

Das Magnetfeld wurde mittels einer Hallsonde lediglich an einer Stelle gemessen und weist daher die größte Unsicherheit auf. Eine Unsicherheit in der Kenntnis des Magnetfelds und somit in der Elektronenenergie kann auch das Resultat einer zeitlichen Instabilität während des Messzeitraums sein. Eine geringe Unsicherheit von einigen mm in der geometrischen Anordnung des Hodoskops bzw. einer veränderten Strahlage während der Datennahme würde gleichfalls zu einer Variation bei kleinen Photonenergien, also zu einem gleichen Effekt führen. Dies ist auch aufgrund der reduzierten Rate des extrahierten Strahls bei der Einschuss-eichung der problematische Bereich. In der Tat zeigt es sich, dass eine direkte

Skalierung der Photonenergie nicht zu dem gewünschten richtigen Wirkungsquerschnitt führt. Als Ergebnis dieses Verfahrens ergibt sich ein Skalierungsparameter von $k=1.01$.

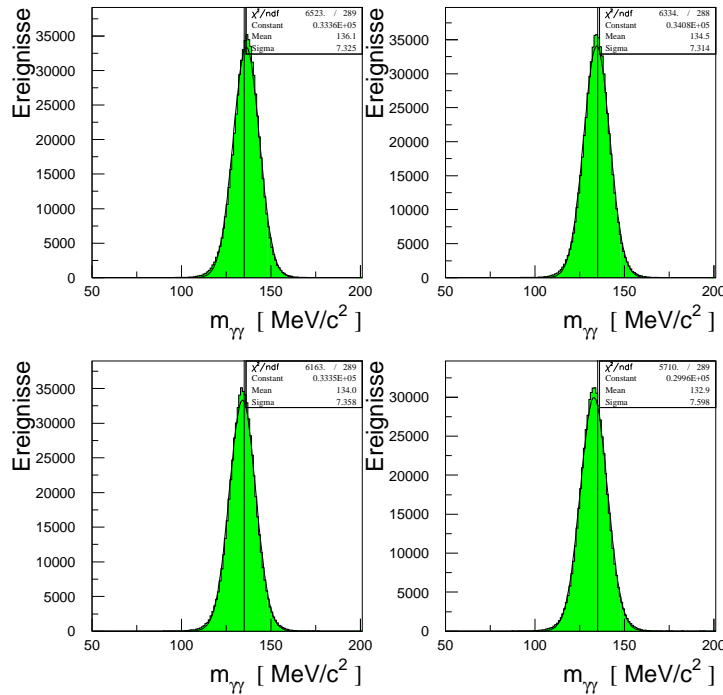


Abb. 3.29: Invariante $\gamma\gamma$ -Massen für rekonstruierte π^0 -Mesonen bei Verwendung der Hardware-Eichung (links oben), und bei verschiedenen Skalierungen der Eichfunktion: $k=1.01$ (rechts oben), $k=1.0124$ (links unten) und $k=1.027$ (rechts unten).

Die Skalierung hat zusätzlich den Effekt, dass hierdurch auch die invariante Masse der rekonstruierten Mesonen in ihren Nominalwerten resultiert (s. Abb. 3.29 und 3.30). Bei dieser Methode könnte es von Nachteil sein, dass Unsicherheiten in der Kenntnis des Detektors und der Rekonstruktion mit eingehen. Insbesondere hat die Methode eine adäquate Kalibration des Barrel Detektors zur Voraussetzung. Eine Annahme dabei ist die von unkorrelierten Observablen, also über eine Kovarianzmatrix, bei der die Nichtdiagonalelemente verschwinden. Dies stellt angesichts der Ortsrekonstruktion eine Näherung dar. Eine weitere Annahme ist die gaußförmige Verteilung der Messgrößen, welche für die Energien nicht vollständig erfüllt ist, was sich in einer nicht perfekten gaußförmigen Pullverteilung äußert. Diese Effekte begrenzen die Genauigkeit dieses Eichverfahrens. Die dargestellte Methode stellt aber eine selbstkonsistente Art der Energieeichung dar. Diese

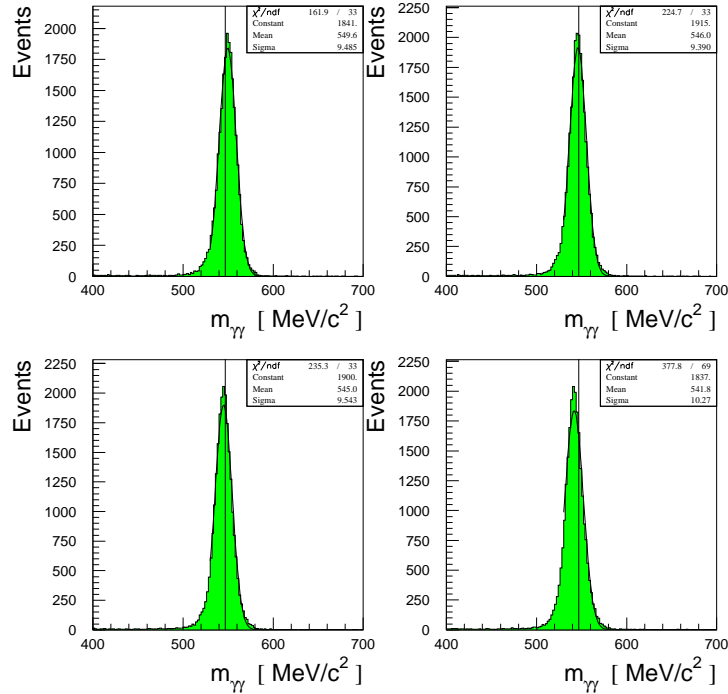


Abb. 3.30: Invariante $\gamma\gamma$ -Massen für rekonstruierte η -Mesonen bei Verwendung der Hardware-Eichung (links oben), und bei verschiedenen Skalierungen der Eichfunktion: $k=1.01$ (rechts oben), $k=1.0124$ (links unten) und $k=1.027$ (rechts unten).

Kalibration kann mit sehr guter Statistik aus dem gleichen Datensatz gewonnen werden, eine spezielle Datennahme für die Eichung ist somit nicht mehr nötig.

3.8.3 Absolute Kalibration und Photonenfluss

Die oben dargestellte Methode stellt eine Art der Energieeichung dar, die lediglich auf den Messgrößen des Detektorsystems basiert. Aufgrunddessen ist es wünschenswert, ihre Ergebnisse mittels einer absoluten, detektorunabhängigen Methode zu überprüfen. Dies ist mittels folgendem Verfahren möglich:

Für die Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ wird für jede Eichfunktion eine vollständige Analyse durchgeführt, entsprechend einem Skalierungsparameter k , wobei wiederum ausschließlich die Eichfunktion in der Analyse variiert wird. Für je ein durch die Taggerszintillatoren definiertes Energieintervall wird der differentielle Wirkungs-

querschnitt für einen willkürlichen konstanten Photonenfluss bestimmt. Entsprechend den neuen resultierenden Energien wird die zugehörige SAID-Vorhersage für ein Energieintervall verwendet.

Für den berechneten differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}_i$ wird pro Energieintervall j der willkürliche Normierungs(Fluss-)faktor a_j und das χ_j^2 für n Winkelbins bestimmt,

$$\chi_j^2 = \sum_{i=1}^n \frac{((\frac{d\sigma}{d\Omega})_i^{SAID} - a_j(\frac{d\sigma}{d\Omega})_i)^2}{\sigma_i^2} \quad (3.30)$$

so dass für jedes Intervall gilt:

$$\frac{\partial \chi_j^2}{\partial a_j} = 0 \quad (3.31)$$

D.h. für jedes Energieintervall wird der aus der Eichfunktion resultierende Wirkungsquerschnitt bis auf einen willkürliche Konstante entsprechend dem jeweiligen Photonfluss mit dem SAID-Verlauf verglichen. Die resultierenden χ^2 -Werte werden aufsummiert und mit einer Parabel angefitet. Das Minimum der Verteilung repräsentiert die beste Eichfunktion (s. Abb. 3.31).

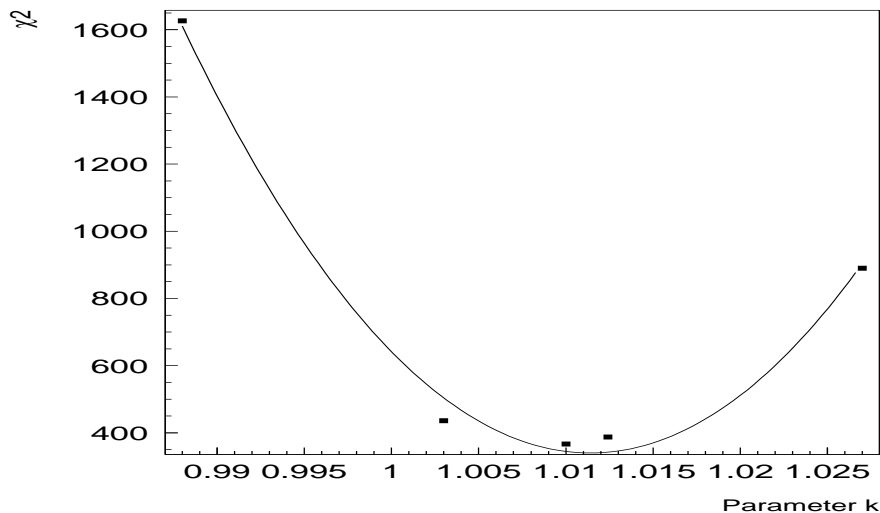


Abb. 3.31: χ^2 -Werte bei verschiedenen Skalierungsparametern.

Die resultierenden Wirkungsquerschnitte sind in den Abbildungen 3.33 bis 3.34 auf den folgenden Seiten gezeigt.

Es zeigt sich, dass der durch die Hardware-Eichung erzeugte Wirkungsquerschnitt

bei hohen Energien annähernd gut mit dem SAID–Verlauf übereinstimmt, bei niedrigen Energien aber gänzlich vom SAID–Verlauf abweicht.

Eine Fehlkalibration dieser Art führt zu einem Abfall des Wirkungsquerschnitts bei niedrigen Energien, wohingegen ein Faktor kleiner 1 wiederum bei der gleichen Energie einen Anstieg des Wirkungsquerschnitts erzeugt.

Die Hardware–Eichung fällt bei kleiner werdenden Photonenergien und für wachsende $\cos(\theta_{cm})$ immer stärker unter den SAID–Verlauf ab. Mit wachsendem Skalierungsparameter k verändert sich die Eichfunktion und somit der Wirkungsquerschnitt nur geringfügig bei hohen, aber stark bei niedrigen Photonenergien. Es ändert sich sowohl die Höhe als auch der Verlauf des Wirkungsquerschnitts relativ zur SAID–Vorhersage: Mit wachsendem k wachsen die Werte für große $\cos(\theta_{cm})$ immer stärker an.

Für $k=1.01$ stimmen die Messwerte hervorragend mit dem durch SAID vorgegebenem Verlauf überein. Bei diesem Wert erreicht auch das kombinierte χ^2 sein Minimum, also den optimalen Wert. Dies entspricht auch dem Wert, der aus der selbstkonsistenten Eichung resultiert.

Die Eichfunktion, die diesem Skalierungsparameter entspricht, ermöglicht so zum erstenmal beim CB–ELSA–Experiment die richtige Beschreibung des Wirkungsquerschnittes der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ über den gesamten Energie– und Winkelbereich. Zudem zeigt sich die Richtigkeit der Skalierung der Elektronenenergie statt der der Photonenergie; eine direkte Skalierung der Photonenergie hätte eine gleichzeitige Variation gleicher Stärke bei hohen *und* niedrigen Photonenergien zur Folge. Dies kann bei hohen und niedrigen Energien nicht gleichzeitig zum Erfolg führen. Die gleichzeitige Variation der Eichfunktion bei hohen wie niedrigen Energien kann zu dramatischen Veränderungen des Wirkungsquerschnitts führen (siehe Beispiel Abb. 3.32) und unterstreicht nochmals die Wichtigkeit der korrekten Kalibration der primären Photonenergie.

Mit der Variation der Elektronenenergie hingegen wird mit einem einzigen Parameter der Wirkungsquerschnitt bei niedrigen Photonenergien richtigerweise stärker verändert als der bei hohen Photonenergien, und ermöglicht so die sehr unterschiedlichen Verläufe des Wirkungsquerschnitts über den gesamten Energieverlauf gut zu beschreiben.

Dieses Verfahren erlaubt auch bei bekannter konstanter Triggereffizienz (s. Abschnitt 3.4.3) die Angabe des Photonenflusses, da für die Normierung des Energieintervalles alle weiteren Größen bekannt sind. Der $p\pi^0$ –Wirkungsquerschnitt passt hervorragend zur SAID–Kurve und somit zu früheren Messungen. Dies beweist das korrekte Funktionieren der Simulation und der Analysesoftware. Da die Systematik des $p\pi^0$ –Reaktionskanals mit $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ die gleiche ist wie für den $p\eta$ –Kanal mit $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, ist das Ergebnis darauf anwendbar. Der abgedeckte Energie– und Winkelbereich der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ ist zudem größer als der der Reaktion $\gamma p \rightarrow \eta p$.

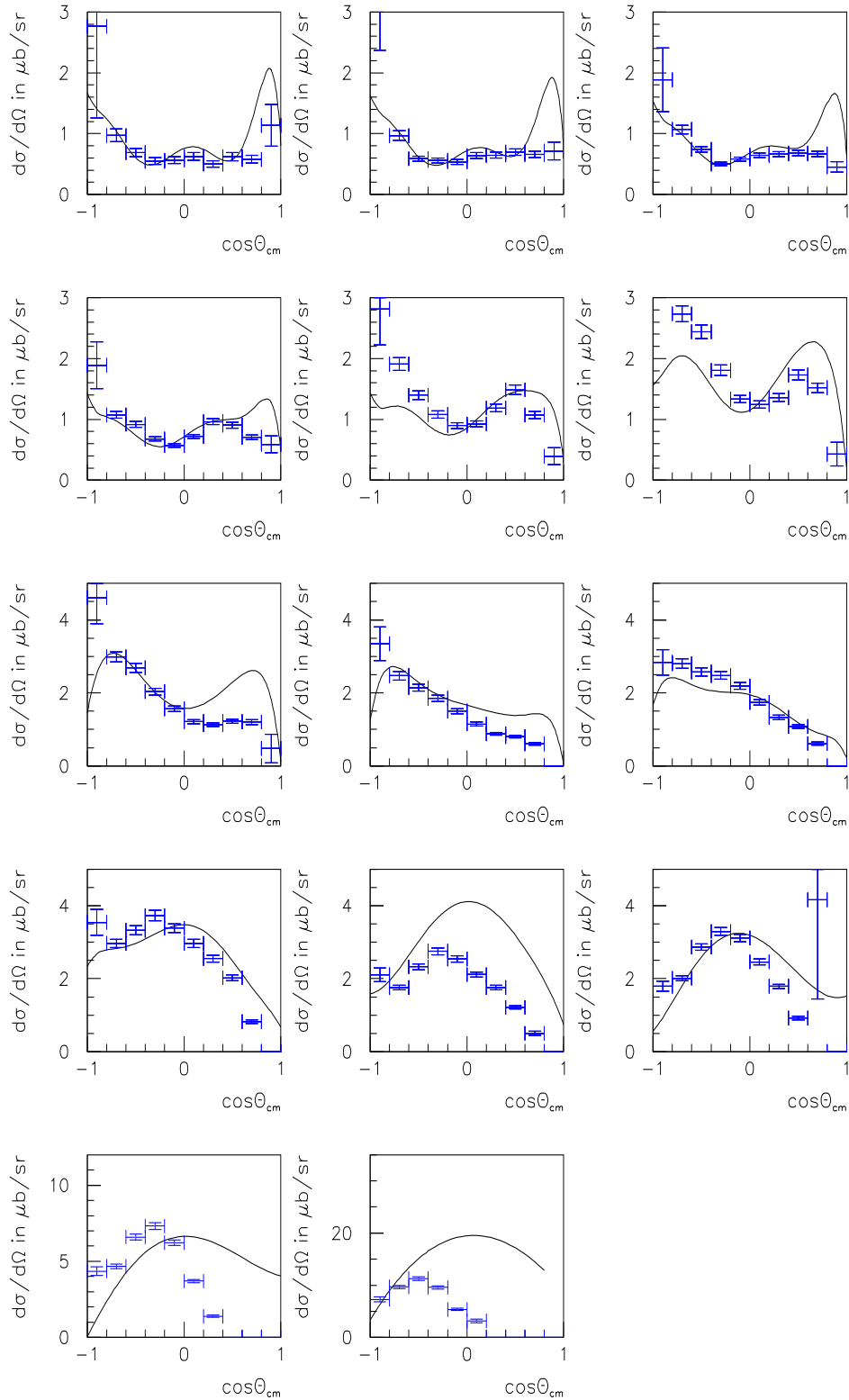


Abb. 3.32: Beispiel für das Resultat einer falschen Eichung für Taggerszintillatoren 1–14: Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ durch direkte Skalierung der Hardwareeichung mit 1.03.

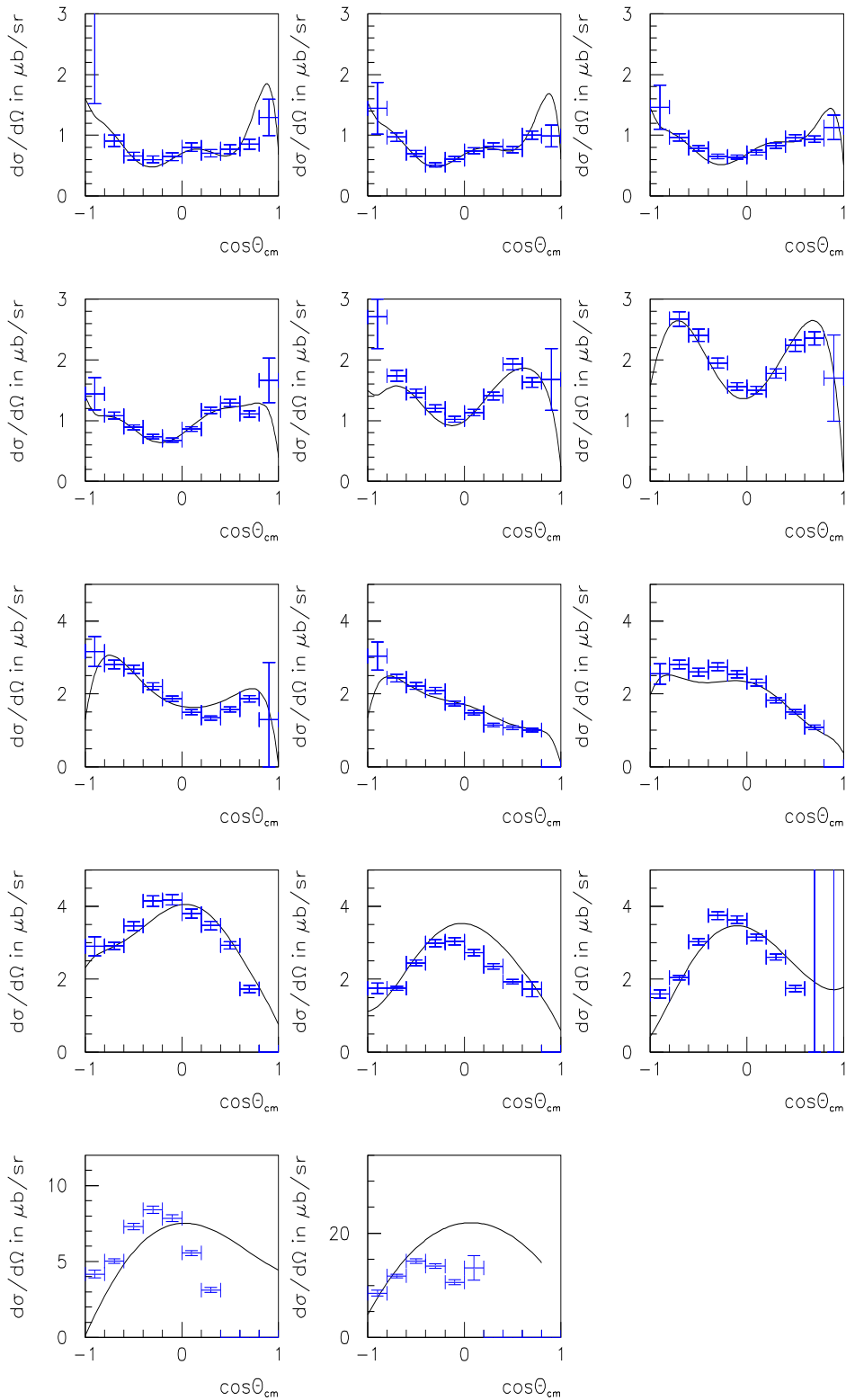


Abb. 3.33: Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ für Taggerzintillatoren 1–14 bei Verwendung der Hardwareeichung.

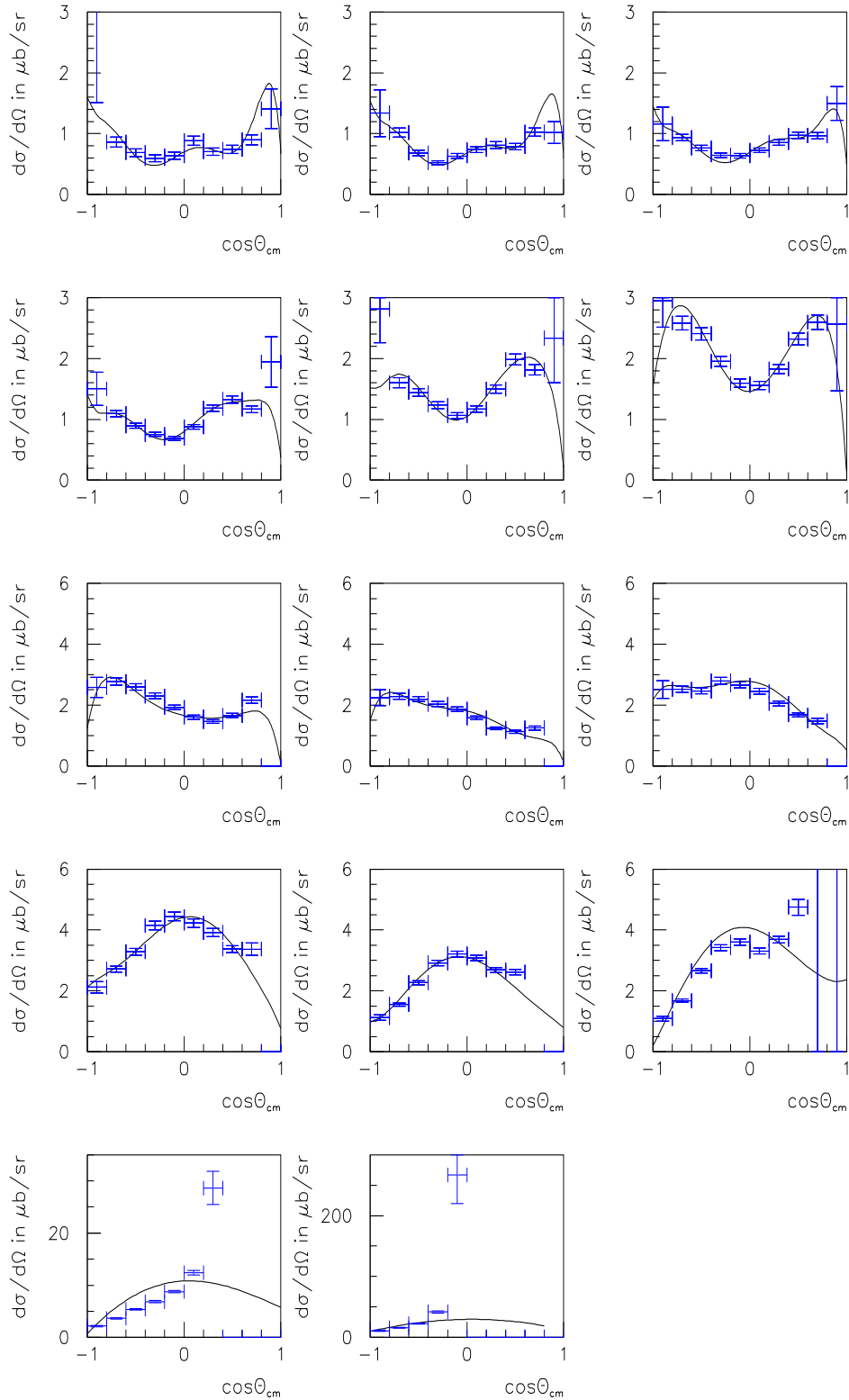


Abb. 3.34: Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ für Taggerszintillatoren 1–14 bei Verwendung der mit $k=1.027$ skalierten Eichfunktion.

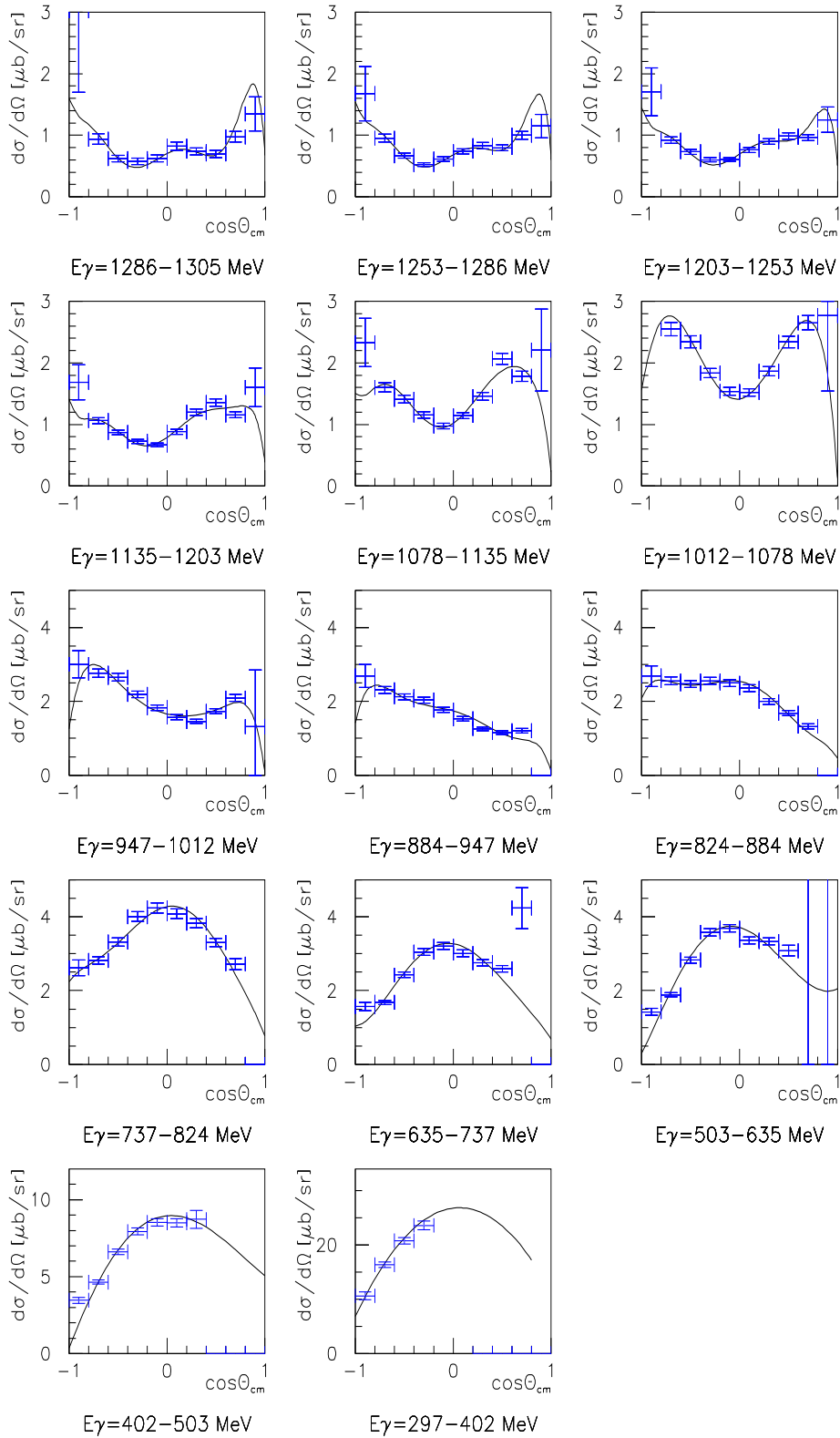


Abb. 3.35: Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ bei Verwendung der mit $k=1.01$ skalierten Eichfunktion, welche die beste Beschreibung des Wirkungsquerschnitts liefert.

Kapitel 4

Resultate und Diskussion

4.1 Vorhersagen des Differentiellen Wirkungsquerschnitts

Verschiedene Ansätze sind in letzter Zeit von theoretischer Seite unternommen worden, um die gemessenen Daten wie Wirkungsquerschnitte, Strahlasymmetrien, etc. richtig zu beschreiben, sowie um Vorhersagen für bisher nicht gemessene Parameter und Energiebereiche zu machen.

4.1.1 SAID

Die Datenbasis der Partialwellenanalyse SAID¹ der George Washington University (GWU)-Gruppe enthält neben älteren auch sämtliche kürzlich von GRAAL gemessenen Daten zur Eta-Photoproduktion ("BO12-Solution") bzw. die entsprechenden CLAS-Daten ("SM01-Solution"). Neben S-Wellen-Beiträgen werden auch starke P- und D-Wellen-Beiträge oberhalb 900 MeV, jedoch keine noch höheren Multipole zur Beschreibung der Daten benötigt. Die höheren Multipole können den Resonanzen $P_{11}(1710)$, $P_{13}(1720)$, bzw. $D_{15}(1675)$ oder $D_{13}(1700)$ zugeordnet werden, wohingegen ein starker Beitrag durch die $F_{15}(1680)$ ausgeschlossen wird. Insgesamt werden die GRAAL-Daten gut bis Energien von 1056 MeV reproduziert, oberhalb davon verbleiben allerdings Diskrepanzen bei der Beschreibung des differentiellen Wirkungsquerschnitts unter Vorwärtswinkeln [Dan02], wo ein abfallender Verlauf vorhergesagt wird, der den Beobachtungen nicht gerecht wird, bzw. der nicht gemessen wurde ($E_\gamma=1125$ MeV) [Wal01].

¹Scattering Analysis Interactive Dial-in

4.1.2 Gekoppelte-Kanal-Analyse

Ein ganz anderes Bild der Reaktion liefert das Modell der Gießener Gruppe von A. Waluyo, C. Bennhold et al. [Wal01]. In dieser gekoppelten-Kanal-Rechnung basierend auf einem Effektiven Lagrangian Modell und der Bethe-Salpeter-Gleichung in der K-Matrix Näherung finden die Autoren keinen P-Wellen-Resonanz-Beitrag oberhalb des $S_{11}(1535)$ -Bereiches. Das Modell beinhaltet alle hadronischen und elektromagnetischen Reaktionen mit den asymptotischen Kanälen γN , πN , $\pi\pi N$, ηN , $K\Lambda$, $K\Sigma$ und $\eta'N$, sowie Resonanzen mit Spin $J \leq 3/2$ und $M = \sqrt{s} = 2$ GeV. Lediglich die Resonanzen $S_{11}(1535)$, $D_{13}(1520)$ im Niederenergiebereich, sowie die $S_{11}(1650)$ und die $D_{13}(1700)$ bei höheren Energien tragen zur Reaktion bei. Was die Polarisationsobservablen angeht, so wird hier im Gegensatz zu [Tia99] der Vorwärtsanstieg in der Σ -Strahlasymmetrie durch Austausch von Vektormesonen (ρ, ω) im t-Kanal erklärt, wobei hierfür die Einbeziehung der $D_{13}(1700)$ notwendig ist. Der t-Kanal Vektormeson-Austausch zeigt sich stärker im differentiellen Wirkungsquerschnitt, wo er allerdings schon oberhalb von $E_\gamma \approx 960$ MeV ($W \approx 1650$ MeV) zu einem Anstieg in Vorwärtsrichtung führt. In den gemessenen Daten zeichnet sich dieser Anstieg allerdings erst später ab ($E_\gamma \approx 1050$ MeV).

4.1.3 Quark-Modell von Li und Saghai

Ein weiterer Ansatz zur Beschreibung des Wirkungsquerschnittes ist das chirale Konstituentenquarkmodell von Saghai und Li [Sag01]. Das Modell stellt eine direkte Verbindung zwischen dem beobachteten Photoproduktionsquerschnitt und dem Quark-Modell her. Die Reaktion $\gamma p \rightarrow \eta p$ wird in diesem Modell von ganz anderen Mechanismen und somit auch Resonanzen dominiert als den bisher genannten. Startpunkt des Modells ist der Niederenergie-QCD-Lagrangian [Man84] im Limes der chiralen Symmetrie. Dies impliziert die Existenz von Goldstone-Bosonen, welche durch die spontane Brechung der chiralen Symmetrie Masse erhalten und die mit den pseudoskalaren Mesonen assoziiert werden. Die Mesonen werden bei diesem Modell als Goldstone-Bosonen behandelt, die direkt mit den Quarks wechselwirken, wobei die Wechselwirkung mittels des Niederenergie-QCD-Lagrangian berechnet wird.

Die Baryonenresonanzen werden als 3-Quark-Systeme behandelt. Die Übergangsmatrixelemente beinhalten Beiträge sowohl von Born-Termen im s- und u-Kanal als auch von Resonanzen, und werden im Rahmen des Nichtrelativistischen Konstituentenquarkmodells mittels Wellenfunktionen des harmonischen Oszillators berechnet.

Mischungswinkel, die in guter Übereinstimmung mit dem Isgur-Karl-Modell sind, und Verzweungsverhältnisse in verschiedene Kanäle werden berechnet. Das Modell beinhaltet alle bekannten N^* -Resonanzen einschließlich der Roper-Resonanz bis zu einer Masse von 2 GeV. Beiträge von t-Kanal-Vektormesonen werden

aufgrund der Dualitätshypothese explizit ausgeschlossen. Hierbei wird argumentiert [Sag96], daß der t -Kanal-Austausch dem Beitrag von Nukleon-Resonanzen mit hohem Spin entspricht bzw. ihn vortäuscht. Es werden ηN -Verzweigungsverhältnisse berechnet, die für die $D_{13}(1520)$ und $S_{11}(1650)$ kompatibel zu existierenden Daten sind. Für die $F_{15}(1680)$ wird im Widerspruch zu den Analysen von SAID und Bennhold ein großes Verzweigungsverhältnis vorhergesagt. Was die Polarisationsvariablen angeht, wird sowohl die von GRAAL gemessene Strahlasymmetrie Σ als auch die Bonner Target-Asymmetrie gut reproduziert, wobei allerdings bei ganz niedrigen (717 MeV) Energien die Beschreibung weniger gut ist.

Insgesamt werden 3 verschiedene Varianten des Modells entwickelt. Das Ursprungsmodell konnte trotz Einbeziehung aller bekannten Resonanzen zunächst den Verlauf des (GRAAL+CLAS)-Wirkungsquerschnittes oberhalb $E_\gamma > 1.1$ GeV nicht reproduzieren. Erst die Hinzunahme einer weiteren, *bisher unbeobachteten*, 3. S_{11} -Resonanz im Modell [Sag01] erlaubte eine gute Beschreibung insbesondere der von GRAAL publizierten Daten zum differentiellen Wirkungsquerschnitt ("GRAAL-Bump"). Diese Resonanz wird – laut den Autoren – nicht vom Quark-Modell vorhergesagt, und könnte eine exotische $K\Sigma$ -Meson-Baryon-Molekülstruktur aufweisen.

Die Modellvariante M3 [Sag02] geht noch einen Schritt weiter und sagt neben einer dritten S_{11} -Resonanz mit einer Masse von 1776 MeV ($E_\gamma=1175$ MeV) und Breite von $\Gamma=268$ MeV noch eine weitere unbeobachtete P_{13} -Resonanz ($M=1887$ MeV, $\Gamma=225$ MeV) voraus, die den Fit an die Daten weiter verbessert. Der untersuchte Datensatz umfaßt hierbei sowohl den kombinierten Datensatz der Polarisationsdaten von Bonn (ELSA) und GRAAL, als auch die differentiellen Wirkungsquerschnitte von MAMI, GRAAL und CLAS.

Eine weitere fehlende S_{11} -Resonanz mit vergleichbarer Masse wurde von verschiedenen Autoren bereits früher vorgeschlagen, unter anderem in einer Partialwellenanalyse der BES-Kollaboration des $J/\Psi \rightarrow p\bar{p}\eta$ [Bat98]. Weiterhin gibt es von Capstick et al. die Vorhersage von 4 fehlenden P_{13} -Resonanzen mit Massen zwischen 1.87 bis 2.02 GeV [Cap94]. Die Modellvariante M3 führt zu einer Vorhersage im differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitt, der eindeutig die CLAS-Messdaten vor denen der GRAAL-Kollaboration favorisiert (s. Abb. 1.7 bzw. 1.8). Bis etwa $E_\gamma=1.5$ GeV stimmen Vorhersage und Daten überein, oberhalb dieser Energie treten Diskrepanzen auf.

Von entscheidender Bedeutung ist jedoch, dass *die Präsenz einer bisher unbeobachteten 3. S_{11} -Resonanz zu einem starken Anstieg des Wirkungsquerschnittes unter Vorwärtswinkeln im Energiebereich oberhalb $E_\gamma \geq 1200$ MeV führt, während ein Fehlen derselben zu einem absinkenden Verlauf führt.*

Die Winkelabdeckung in den CLAS-Daten reicht hierbei allerdings nicht aus um den Sachverhalt zu entscheiden. Die Beobachtung dieses Winkelbereiches kann also einen direkten Hinweis über die Existenz dieser Resonanz geben.

4.1.4 ETA-MAID

Das Isobaren-Modell von W.T. Chiang, L. Tiator et al. (ETA-MAID) [Chi02] kommt zur Beschreibung der Daten ohne die Einbeziehung von bisher unbeobachteten fehlenden Resonanzen aus.

Die Resultate dieser Berechnungen sind, so wie die von SAID, online über das Internet abrufbar. Das Modell ist die Erweiterung eines früheren Isobaren-Modells von Knöchlein et al. [Knö95] und setzt die Arbeit am unitären Isobaren-Modell MAID von Drechsel et al. [Dre99] fort, welches die Elektro- und Photoproduktion von Pionen beschreibt. Das Modell beinhaltet die 8 Resonanzen (=„Isobaren“) $S_{11}(1535)$, $D_{13}(1520)$, $S_{11}(1650)$, $D_{15}(1675)$, $F_{15}(1680)$, $D_{13}(1700)$, $P_{11}(1710)$ und $P_{13}(1720)$. Die energieabhängigen Amplituden sind als Breit-Wigner-Resonanzen parametrisiert. Die Roper-Resonanz ist in diesem Modell – da unterhalb der Schwelle – nicht berücksichtigt. Weiterhin sind in dem Modell Nukleon-Born-Terme und Vektormesonaustausch im t -Kanal als Untergrundprozesse enthalten. Dieser nicht-resonante Untergrund ergibt sich durch Berechnung der zugehörigen Feynman-Diagramme, abgeleitet von einer Effektiven Lagrange-Funktion.

Die Autoren verwenden, analog zum Quarkmodell von Saghai und Li, als Datenbasis die von ELSA und GRAAL gemessenen Polarisationsdaten, die gemessenen Photoproduktions-Wirkungsquerschnitte von GRAAL und CLAS, sowie die von CLAS gemessenen Elektroproduktionsdaten [Tho01]. Die Parameter ihrer s -Kanal-Resonanzen werden durch einen Fit an diese Daten bestimmt.

Im Gegensatz zur Pion-Photoproduktion, für welche die Born-Terme aufgrund der großen πN -Kopplungskonstante stets einen großen Untergrundbeitrag liefern, ist die ηN -Kopplungskonstante vergleichsweise schwach, so dass Nukleon-Born-Terme nur sehr gering beitragen. Der einzige nennenswerte Untergrund würde daher vom t -Kanal-Vektormesonaustausch herrühren und hier hauptsächlich vom ρ^0 -Austausch.

Im Allgemeinen tragen sämtliche erwähnten Resonanzen mehr oder weniger stark zum Reaktionsablauf bei, einige davon stark. So wird im Gegensatz zu Waluyo et al. hier ein starker Beitrag der $P_{11}(1710)$ (BR=26%) benötigt, wohingegen der Vektormesonaustausch nur schwach bis $E_\gamma=1.1$ GeV beiträgt, bei höheren Energien aber eine zunehmend größere Rolle spielt. Auch für die $D_{15}(1675)$ wird mit BR=17% ein großes Verzweigungsverhältnis berechnet. Insbesondere wird die Rolle der $S_{11}(1650)$ betont, die absolut erforderlich sei um die GRAAL-Daten richtig zu beschreiben. Für sie wird ein Verzweigungsverhältnis von BR=7.5% berechnet. *Für eine mögliche dritte S_{11} -Resonanz gibt es in diesem Modell keine Anzeichen.*

Die $D_{13}(1520)$ und $F_{15}(1680)$ besitzen sehr kleine Kopplungen an $N\eta$, die jedoch wegen ihrer Interferenz mit der dominanten S -Welle ($S_{11}(1535)$) über Messung der Σ -Asymmetrie dennoch bestimmt werden können.

Durch Hinzunahme der Elektroproduktionsdaten gelingen den Autoren Vorhersa-

gen über den impulsübertragsabhängigen Verlauf der elektromagnetischen Resonanzkopplung $A_{1/2}(Q^2)$ für die $S_{11}(1535)$. Das Ergebnis zeigt in Übereinstimmung mit früheren Analysen einen schwach abfallenden Verlauf. Der resultierende Formfaktor fällt schwächer ab als der Nukleon-Dipol-Formfaktor.

Im Allgemeinen können mit diesem Modell sowohl die Strahlasymmetrie-Daten als auch die Elektroproduktions-Daten bis 2 GeV relativ gut beschrieben werden, wobei allerdings die Überhöhung bei $W=1.7$ GeV in den CLAS-Daten nicht reproduziert werden kann.

Die Bonner Target-Asymmetry-Daten können jedoch nicht reproduziert werden. Für den Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnittes oberhalb $E_\gamma=1200$ MeV, der für die Existenz einer möglichen 3. S_{11} relevant ist, wird im Widerspruch zu den Vorhersagen von Saghai und Li unter großen Vorwärtswinkeln ein stark abfallender Verlauf vorhergesagt. Ein ähnliches Resultat erhalten jene Autoren bei Herausnahme dieser Resonanz aus ihren Berechnungen.

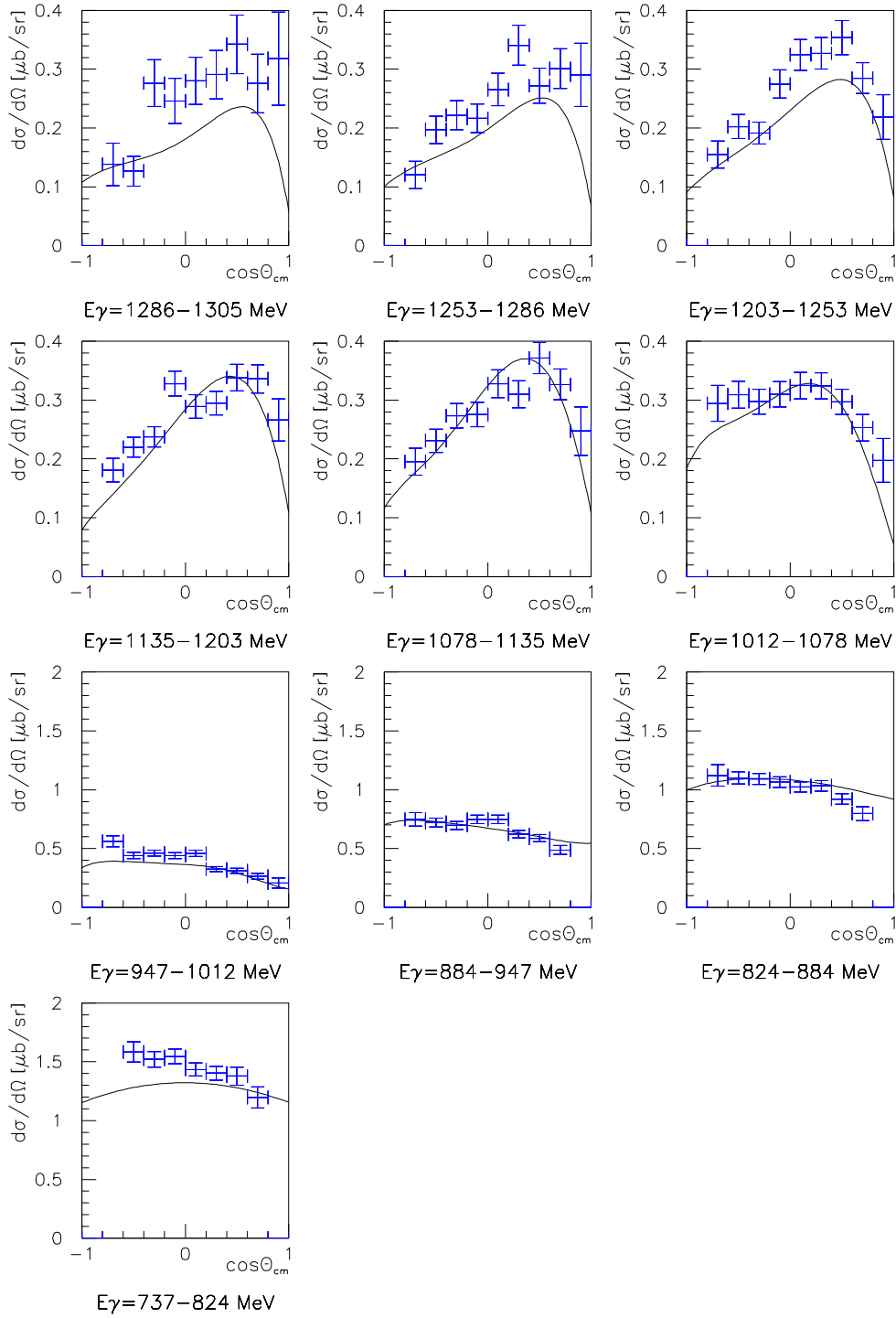
4.2 Resultate und Vergleich mit früheren Messungen und Modellen

4.2.1 Vergleich mit früheren Messungen

Das in den vorigen Kapiteln beschriebene Verfahren wurde sowohl für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ als auch in analoger Weise für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes der Reaktion $\gamma p \rightarrow \eta p$ angewandt. Die Berechnung des π^0 -Wirkungsquerschnittes erlaubt es, wie gezeigt, für jedes Energieintervall die richtige Normierung zu ermitteln und dient zur Kontrolle der Eichung, der Simulation und der Analysesoftware.

Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ wurde bereits in der Abbildung 3.35 zusammen mit der SAID-Vorhersage dargestellt. Er zeigt einen komplizierten Verlauf, der durch die Überlagerung der zahlreichen Resonanzen entsteht, die an $N\pi$ koppeln (s. auch Tabelle 1.2). Dominante Beiträge stammen hier von der $\Delta(1232)P_{33}$ aus dem 1. Resonanzbereich und der Roperresonanz $P_{11}(1440)$, der $D_{13}(1520)$ und $S_{11}(1535)$ aus dem 2. Resonanzbereich, aber es tragen auch Resonanzen mit höheren Massen bei. Die SAID-Partialwellenanalyse beschreibt sehr gut die bisherigen Messungen zum differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$. Auch der Verlauf des in dieser Arbeit gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitts stimmt hervorragend mit SAID beschriebenen über den gesamten Energie- und Winkelbereich überein.

Der mit der gleichen Methode bestimmte resultierende differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow \eta p$ ist in Abb 4.1 dargestellt. Eingezeichnet ist für jedes Intervall der Mittelwert der Vorhersage des ETA-MAID Modells. Das

Abb. 4.1: Differentielle Wirkungsquerschnitte für $\gamma p \rightarrow \eta p$.

ETA-MAID-Modell kann sehr gut zum Vergleich herangezogen werden, weil es mit den früheren Messungen von TAPS, GRAAL und CLAS im Allgemeinen gut übereinstimmt, zumindest bis $E_\gamma=1$ GeV, wo alle Messungen untereinander konsistent sind. Der Photonenfluss – also die Normierung für die Energieintervalle – ist der gleiche wie für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$. Die Energieintervalle entsprechen den durch die Taggerszintillatoren abgedeckten Bereichen.

Der Bereich unter $E_\gamma = 1$ GeV

Unsere Daten zum η -Wirkungsquerschnitt zeigen einen Verlauf, der mit dem ETA-MAID-Verlauf und somit den früher von CLAS und GRAAL gemessenen Daten bis $E_\gamma=1$ GeV gut übereinstimmt.

Der Wirkungsquerschnitt zeigt einen Gesamtverlauf, der jenseits der Schwelle bei niedrigen Energien unter Vorwärtswinkeln abfällt. Diese Tendenz kehrt bei Energien oberhalb 1 GeV genau um und der differentielle Wirkungsquerschnitt steigt an. Diese starke Veränderung und das Abweichen vom flachen Verlauf ist ein deutlicher Hinweis auf zusätzliche Resonanzbeiträge, die über einen Beitrag der $S_{11}(1535)$ hinausgehen.

Der Wirkungsquerschnittsbereich in der Nähe der Schwelle stimmt im Wesentlichen gut mit der ETA-MAID-Vorhersage überein. Lediglich bei kleinen $\cos\Theta_{cm,s}$ zeigt er einen Verlauf, der etwas über die ETA-MAID Vorhersage ansteigt. Dieser Effekt tritt nur an den Grenzen der Akzeptanz, nämlich in Vorwärtsrichtung an der Grenze Innendetektor-TOF auf.

Interessanterweise findet sich dieser Anstieg auch in den CLAS-Daten bei $E_\gamma=775$ MeV. Der systematische Fehler, der hier nicht eingetragen ist, ist aber gerade an den Akzeptanzgrenzen im schwelennahen Bereich am größten. Generell ist der Niederenergiebereich etwas problematischer, da GEANT 3.21 in erster Linie für Anwendungen der Hochenergiephysik (Energie bis einigen TeV sind möglich) konzipiert wurde. Daher sind die systematischen Fehler durch mögliche fehlerhafte Energieverlustrechnungen im Niederenergiebereich am größten. Die Verwendung einer Simulationssoftware mit einem neuerem Eventgenerator sollte für den Schwellenbereich eine bessere Beschreibung ermöglichen.

Eine präzisere Ausmessung des Schwellenbereiches soll im Rahmen des CB-ELSA Experimentes bei der Verwendung eines hierauf spezialisierten Vorwärtsdetektors – des Elektromagnetischen Spektrometers (EMS) – im Detektoraufbau realisiert werden. Für den Vergleich mit früheren Daten spielt der schmale Bereich direkt an der Schwelle, wie von TAPS gemessen, eine untergeordnete Rolle, da die Messungen von GRAAL und CLAS in einem wesentlich größeren Intervall bei höheren Energien existieren.

Die gute Übereinstimmung mit früher gemessenen Daten auch in der Reaktion $\gamma p \rightarrow \eta p$ unter 1 GeV ist ein weiterer Hinweis auf korrekte Simulations- und Analyseverfahren.

Der Bereich $E_\gamma = 1 - 1.3 \text{ GeV}$

Auch oberhalb von $E_\gamma=1 \text{ GeV}$ zeigen unsere Daten i. A. eine gute Übereinstimmung mit den früheren Messungen.

Oberhalb 1 GeV existieren Diskrepanzen zwischen den Messungen von GRAAL und CLAS. Unsere Daten liegen zwischen beiden Messungen. Bei $E_\gamma \approx 1075 \text{ MeV}$ zeigt der Wirkungsquerschnitt keinen Vorwärtsanstieg wie von GRAAL gemessen, sondern fällt dort ab, dem Verlauf von ETA-MAID folgend. In der absoluten Höhe folgen die Daten eher dem vom CLAS gemessenen Verlauf. Der Vorwärtsanstieg und die Höhe führten zu einer Diskrepanz zwischen den GRAAL und CLAS-Messungen, der insbesondere im totalen Wirkungsquerschnitt sichtbar ist ("GRAAL-Bump"). Unsere Daten liefern einen Beitrag zur Klärung dieser Diskrepanz.

Oberhalb dieses Bereiches weisen unsere Daten eine sehr gute Übereinstimmung mit den von CLAS gemessenen auf, decken aber zudem einen größeren Winkelbereich ab.

Bis etwa 1200 MeV sind sowohl unsere, als auch die CLAS-Daten mit ETA-MAID konsistent. In dem zum ersten Mal gemessenen Vorwärtswinkelbereich zeigen unsere Daten ein Absinken des Wirkungsquerschnitts im Energieintervall bis 1250 MeV , einem Bereich, der von CLAS-Daten nicht mehr überdeckt wird. Dieses Absinken ist mit dem ETA-MAID-Verlauf konsistent.

Bei den höchsten in diesem Datensatz gemessenen Energien bis 1305 MeV sind unsere Daten mit denen von CLAS konsistent. Beide liegen etwas oberhalb der MAID-Vorhersage. Der differentielle Wirkungsquerschnitt zeigt allerdings einen beginnenden Anstieg im Vorwärtswinkelbereich bei Photonenergien von $1250-1300 \text{ MeV}$, der nicht mit ETA-MAID-Vorhersage übereinstimmt, welche hier, wie bei niedrigeren Energien auch, ein Absinken voraussagt. Der sich in den CLAS-Daten abzeichnende Anstieg kann somit bestätigt werden.

Der Winkelbereich bei diesen Energien ist in dieser Arbeit zum erstenmal gemessen worden.

Höhere Energien

In unserer Arbeitsgruppe ist im Anschluss an diese Analyse auch eine Analyse der vom CB-ELSA-Detektor aufgezeichneten Daten bei Strahlenergien bis zu 3.2 GeV Elektronenenergie (entspricht 2.9 GeV Photonenenergie) durchgeführt worden [Cre03] (s. Abb. 4.2). Somit konnte mit dem CB-ELSA-Detektor der η -Wirkungsquerschnitt zum erstenmal bis zu diesen hohen Energien über einen großen Winkelbereich gemessen werden. Die Ergebnisse dieser Analyse werden verwendet, um den Wirkungsquerschnitt bei höheren Energien zu diskutieren.

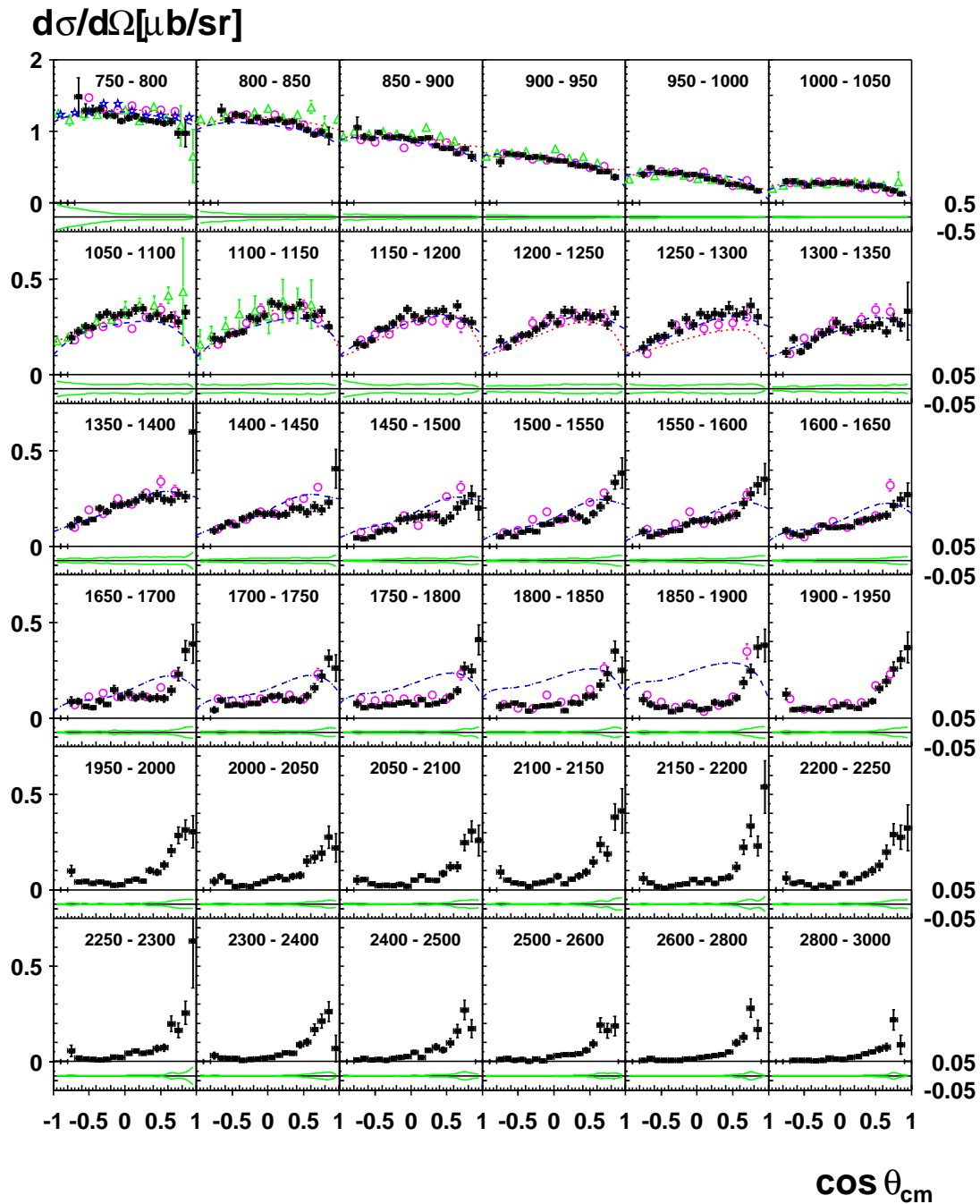


Abb. 4.2: Differentielle Wirkungsquerschnitte für $\gamma p \rightarrow \eta p$ bei hohen Strahlenergien [Cre03]. Daten: \blacksquare ; TAPS: \star GRAAL: \triangle ; CLAS: \circ . Gestrichelte Linie: SAID, gepunktete Linie: MAID. Die systematischen Fehler sind als Band unter jedem Bild eingezeichnet.

Die Analyse umfasste für die Reaktion $\gamma p \rightarrow \eta p$ neben dem Zerfallskanal $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ auch den Zerfallskanal $\eta \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$ (6- und 7-PEDs). Die Ergebnisse beider Datensätze wurden aufaddiert und differentielle und totale Wirkungsquerschnitte berechnet. Die Energiebereiche sind in Breiten von 50 MeV unterteilt. Der Quotient der Verzweigungsverhältnisse von $\eta \rightarrow 3\pi^0$ und $\eta \rightarrow 2\gamma$ liefert mit $r_{\eta \rightarrow 3\pi^0 / \eta \rightarrow 2\gamma} = 0.826 \pm 0.004_{\text{stat}} \pm 0.07_{\text{syst}}$ einen Wert, der in guter Übereinstimmung mit dem PDG-Wert ist. Unterhalb der Bilder in Abb.4.2 sind die systematischen Fehler als Bänder angegeben. Diese wurden bestimmt, indem in der Simulation die Strahllage um ± 3 mm, die Position des Targets in z-Richtung um ± 1.5 mm, das Material zwischen Target und Innendetektor um ± 0.1 mm Kapton Folie, sowie die Elektronenenergie um $\pm 1\%$ variiert wurden. Alle diese Beiträge wurden, zusammen mit einem allgemeinem Rekonstruktionsfehler von $\pm 5\%$ quadratisch aufaddiert. Hinzu tritt eine Unsicherheit in der Bestimmung des Photonenflusses. Bei Energien bis 1.3 GeV wird bin-weise auf den Wirkungsquerschnitt für $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ normiert, mit einer geschätzten Unsicherheit von $\pm 5\%$. Bei höheren Energien gibt es einen gemeinsamen Faktor mit einem Fehler von $\pm 15\%$.

Der totale Wirkungsquerschnitt wurde durch Integration des differentiellen Wirkungsquerschnitts bestimmt, wobei über einen Isobaren-Fit (s. Abschnitt 4.2.3) integriert wurde, um über nicht gemessene Rückwärtsbereiche zu extrapolieren.

4.2.2 Vergleich mit Modellen

Die Vorhersagen von SAID zum Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts der η -Photoproduktion unterscheiden sich nur geringfügig von denen des ETA-MAID-Modells. Lediglich bei 1200 bis 1300 MeV liegt der SAID-Verlauf etwas unter dem von ETA-MAID. Sowohl SAID als auch ETA-MAID geben eine gute Beschreibung des gemessenen Wirkungsquerschnitts bis 1250 MeV.

Die Vorhersagen der Gekoppelten-Kanal-Rechnung von Waluyo et al. erstrecken sich nur bis $E_\gamma = 1.1$ GeV und können nicht zum Vergleich herangezogen werden. Sie zeigten allerdings bei niedrigeren Energien bereits mit den GRAAL-Daten eine weniger gute Übereinstimmung [Ren02]. Unterhalb einer Energie von $E_\gamma = 1200$ MeV reproduzieren alle anderen Modelle die Daten relativ gut.

Oberhalb 1200 MeV prognostiziert das Konstituentenquarkmodell von Saghai und Li einen Anstieg des Wirkungsquerschnitts bei Photonenergien bis ca. 1500 MeV – im Gegensatz zu MAID oder auch SAID (s. auch Abb. 1.7 und 1.8). Dieser Anstieg wird von den hier gemessenen Daten gestützt.

Der einsetzende Vorwärtsanstieg in unseren Daten oberhalb $E_\gamma = 1250$ MeV ist, wie bereits dargelegt, ein Hinweis auf die Präsenz mindestens einer weiteren, bisher unbeobachteten S_{11} -Nukleonresonanz. Die Autoren Li und Saghai geben für diese Resonanz eine Masse von 1776 MeV (entspricht $E_\gamma = 1212$ MeV) und eine Breite von $\Gamma = 268$ MeV an. Für eine weitere unbeobachtete P_{13} -Resonanz, die den Fit an die Daten weiter verbessert, wird eine Masse von $M = 1887$ MeV

($E_\gamma=1429$ MeV) und eine Breite von $\Gamma=225$ MeV angegeben. In [Kle02] wird eine empirische Massenformel vorgestellt, die in der Lage ist, nahezu alle gemessenen Massen der Baryonen richtig zu beschreiben. Nach dieser Massenformel sollten zwei jeweils entartete N^* -Resonanzen existieren, mit Massen von 1779 MeV und 1866 MeV, wobei die letzteren bisher unbeobachtet blieben.

Geht man zu höheren Energien bis 3 GeV, so verstärkt sich der ab 1250 MeV einsetzende, ausgeprägte Vorwärtsanstieg. Bis zum Energiebereich von 1500 MeV ($W=1.9$ GeV) ist die Übereinstimmung des Modells von Saghai und Li mit den von uns und CLAS gemessenen Daten besser als die mit dem ETA-MAID Modell. Allerdings fällt oberhalb $W=1.9$ GeV die Quark-Modell-Vorhersage stark ab, während die ETA-MAID Vorhersage mit den Daten besser übereinstimmt. Dies rührt von der besseren Wiedergabe des Vorwärtsanstiegs des differentiellen Wirkungsquerschnitts her, der bei höchsten Energien von t-Kanal Prozessen dominiert wird, welche im Quark Modell nicht enthalten sind.

Keines der bisherigen Modelle vermag allerdings die experimentellen Daten über den gesamten Energie- und Winkelbereich vollständig zu reproduzieren.

4.2.3 Isobaren-Fit

In [Cre03] wurde vor Kurzem eine Partialwellenanalyse der von uns gemessenen Daten vorgenommen, welche zusätzlich die Wirkungsquerschnitte der TAPS-Kollaboration und die Strahlasymmetrie-Daten von GRAAL, sowie von uns gemessene Daten zu der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ beinhaltet. Nicht beinhaltet sind die Bonner Daten zur Target-Asymmetrie. Diese Gekoppelte-Kanal-Analyse beinhaltet alle möglichen N^* -Resonanzen und Untergrundbeiträge durch t-Kanal ρ - und ω -Austausch, sowie Bornsterme. Die resultierenden Massen und Breiten für den $p\eta$ -Kanal sind in Tabelle 4.1 dargestellt.

N^*	M (MeV)	Γ (MeV)	$A_{3/2}/A_{1/2}$	$\Gamma_{\gamma p \rightarrow N^*} \Gamma_{N^* \rightarrow \eta p}$
N(1520) D_{13}	1530 ± 7	110 ± 15	< -2.4	$0.027^{+0.015}_{-0.010}$
PDG	1520^{+10}_{-5}	120^{+15}_{-10}	-6.9 ± 2.6	< 0.07
N(1535) S_{11}	1511 ± 12	170 ± 15		1
PDG	1505 ± 10	170 ± 80		1
N(1650) S_{11}	1636 ± 10	180 ± 30		$0.2^{+0.06}_{-0.07}$
PDG	1660 ± 20	160 ± 10		$0.01 - 0.4$
N(1680) F_{15}	1670 ± 8	99 ± 17	large	0.009 ± 0.007
PDG	1680^{+10}_{-5}	130 ± 10	-8.9 ± 3.6	< 0.05
N(1720) P_{13}	1746 ± 23	250^{+70}_{-40}	$-4.5^{+1.7}_{-2.5}$	$0.2^{+0.28}_{-0.10}$
PDG	1720^{+30}_{-70}	250 ± 50	-1.1 ± 2.1	< 0.1
N(2070) D_{15}	2070 ± 40	335^{+100}_{-50}	-0.6 ± 0.3	0.18 ± 0.02

Tab. 4.1: Massen und Breiten von $p\eta$ -Resonanzen [Cre03].

Die Partialwellenanalyse liefert sowohl für niedrige als auch für hohe Energien eine sehr gute Beschreibung der Daten, wie in den Abb. 4.3 und 4.4 deutlich wird.

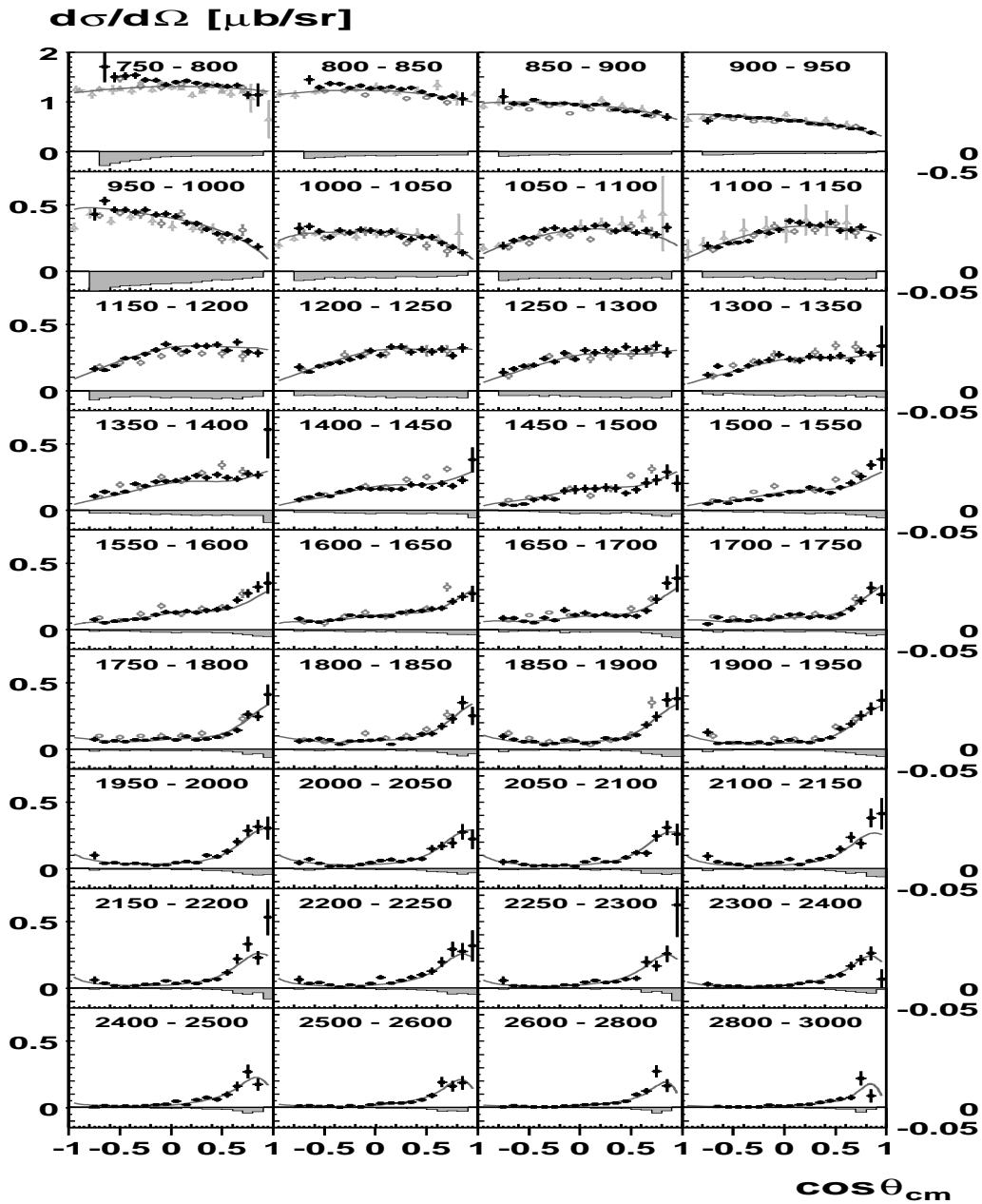


Abb. 4.3: Differentielle Wirkungsquerschnitte für $\gamma p \rightarrow \eta p$ bei hohen Strahlenergien [Cre03]. Legende wie in Abb. 4.2. Die durchgezogene Linie stellt den Fit des Isobaren-Modells in obiger Arbeit dar.

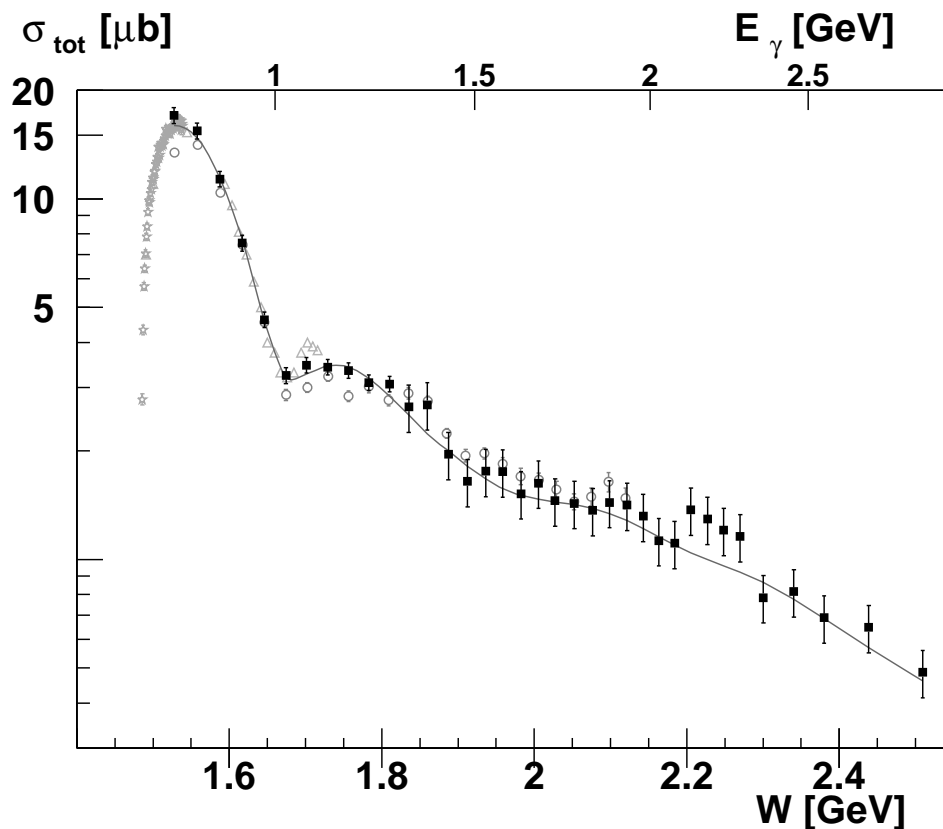


Abb. 4.4: Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow \eta p$ [Cre03]. Legende wie in Abb. 4.3.

Diese Analyse findet *keinen Beitrag einer möglichen 3. S_{11} Resonanz* mit einer Masse zwischen 1780 und 1846 MeV. Bei höheren Energien findet sich allerdings eine neue, bisher unbeobachtete $N(2070)D_{15}$ -Resonanz (Breite $\Gamma=335$ MeV) die an den $N\eta$ -Kanal koppelt. Somit ergibt sich insgesamt eine Zuordnung, wie in Tabelle 4.2 dargestellt.

Insgesamt sind unsere Daten in guter Übereinstimmung mit früheren Messungen – insbesondere denen von CLAS – und erweitern den abgedeckten Energie- und Winkelbereich erheblich. Die hier vorgestellten Daten erweitern das Bild vom Ablauf der Reaktion $\gamma p \rightarrow \eta p$, insbesondere was den Beitrag von Nukleonresonanzen und t -Kanal-Prozessen angeht.

Für eine eindeutige Identifikation aller Resonanzbeiträge und das Auffinden von “Fehlenden Resonanzen” sind weitere Daten mit Polarisation erforderlich. Ein Teil dieser Daten wurde bereits mit dem Crystal-Barrel-Detektor in Kombination mit TAPS genommen, weitere Messungen sind in Planung. Diese neuen Daten werden zusätzlich Licht auf dieses interessante Gebiet der Physik werfen und unser Verständnis des Nukleons und seiner Wechselwirkungen erweitern.

$l = 3, s = \frac{3}{2}$	N(2070)D ₁₃	N(2200)D ₁₅	N(2190)G ₁₇	N(2250)G ₁₉
$l = 3, s = \frac{1}{2}$		N(2070)D ₁₅ → Nη	N(????)G ₁₇	
$l = 2, s = \frac{3}{2}$	N(2100)P ₁₁	N(1900)P ₁₃	N(2000)F ₁₅	N(1990)F ₁₇
$l = 2, s = \frac{1}{2}$		N(1720)P ₁₃ → Nη	N(1680)F ₁₅	
$l = 1, s = \frac{3}{2}$	N(1650)S ₁₁	N(1700)D ₁₃	N(1675)D ₁₅	
$l = 1, s = \frac{1}{2}$	N(1535)S ₁₁ → Nη	N(1520)D ₁₃		

Tab. 4.2: Baryonen negativer Parität mit beobachteten η -Zerfällen. Die Zuordnung ist spekulativ.

Die gute Übereinstimmung mit früheren Daten sowohl in der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ als auch in $\gamma p \rightarrow \eta p$ über die gesamten gemessenen Energie- und Winkelbereiche stellt die Güte der verwendeten Monte Carlo Simulations- und Analysesoftware hervorragend unter Beweis und eröffnet somit den Weg für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte von weiteren, simultan gemessenen Reaktionskanälen wie $p\pi^0\pi^0$, $p\pi^0\eta$, $p\omega$ und $p\eta'$.

Kapitel 5

Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war die Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes der Reaktion $\gamma p \rightarrow \eta p$ mit $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ für Photonenergien bis 1305 MeV. Zu diesem Zweck wurden im Rahmen dieser Arbeit Simulations- und Analyseprogramme für das CB-ELSA-Experiment entwickelt und der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ mit $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ für Photonenergien von 320 MeV bis 1305 MeV bestimmt. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte wurden mit existierenden Daten und theoretischen Modellen verglichen.

Die Eichung der Photonenergie wurde mit zwei Verfahren durchgeführt, deren Resultate in guter Übereinstimmung sind. Die Simulation des Innendetektors wurde der experimentellen Situation angepasst und entsprechende Effizienzen bestimmt.

Die Analyse der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ diente zur Bestimmung und Eichung der primären Photonenergie, sowie zum Test der Simulations- und Analysesoftware. Zudem ermöglichte sie die Messung des Photonенflusses, welcher zur Normierung des Wirkungsquerschnittes der Reaktion $\gamma p \rightarrow \eta p$ verwendet wurde. Der Verlauf des gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitts der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ stimmt hervorragend über den gesamten Energie- und Winkelbereich mit dem von SAID beschriebenen Verlauf überein. Der resultierende gemessene Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow \eta p$ weist ebenfalls eine sehr gute Übereinstimmung mit früheren Messungen anderer Kollaborationen auf.

Die von uns gemessenen Daten tragen zur Lösung der Diskrepanz zwischen den von GRAAL und CLAS gemessenen Daten bei $E_\gamma=1075$ MeV bei. Die Daten decken einen größeren Winkelbereich als die bisherigen Messungen ab. Dies ermöglichte es, zum erstenmal den Energiebereich bis 1305 MeV für η -Vorwärtswinkel zu messen. Unsere Daten weisen in diesem Bereich einen Anstieg auf, der einen Hinweis auf eine dritte, bisher unbeobachtete, aber vorhergesagte S_{11} Resonanz mit einer Masse von 1770–1880 MeV, die an $N\eta$ koppelt, geben könnte. Diese Erwartung wurde jedoch in einem Isobaren-Fit nicht bestätigt. Bis zu

Energien von 1500 MeV ($W=1.9$ GeV) ist die Übereinstimmung des Modells von Saghai und Li mit den von uns und CLAS gemessenen Daten besser als die mit dem ETA-MAID-Modell gewonnenen. Oberhalb von $W=1.9$ GeV stimmt die ETA-MAID Vorhersage mit den Daten besser überein. Dies rührt von der besseren Wiedergabe des Vorwärtsanstiegs des differentiellen Wirkungsquerschnitts her, der bei höchsten Energien von t-Kanal Prozessen dominiert wird, welche im Quark Modell nicht enthalten sind. Weder ETA-MAID noch das Modell von Saghai und Li können jedoch die experimentellen Daten über den gesamten Energie- und Winkelbereich vollständig reproduzieren.

Die Analyse der Daten bei Photonenergien bis 3 GeV, welche sowohl den 1.4 GeV Datensatz als auch den Zerfallskanal $\eta \rightarrow 3\pi^0$ beinhaltet, gibt eine sehr gute Beschreibung der Daten, weist jedoch keinen Beitrag einer $3. S_{11}$ Resonanz auf, sondern findet eine neue, bisher unbeobachtete $N(2070)D_{15}$ -Resonanz mit einer Breite von $\Gamma=335$ MeV, die an den $N\eta$ -Kanal koppelt. Diese Isobaren-Analyse findet 6 N^* -Resonanzen, die mit statistisch signifikanten Beiträgen an $N\eta$ koppeln.

Die gute Übereinstimmung mit früher gemessenen Daten sowohl in der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ als auch in $\gamma p \rightarrow \eta p$ über alle erfassten Energie- und Winkelbereiche beweist die hervorragende Qualität der verwendeten Monte Carlo Simulation und Analysesoftware, welche auch Grundlage für die weitere Berechnung von Wirkungsquerschnitten der simultan gemessenen Reaktionskanäle wie $p\pi^0\pi^0$, $p\pi^0\eta$, $p\omega$ und $p\eta'$ ist.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Mesonen- und Baryonenmultipletts [PDG02].	6
1.2	Spektrum der gemessenen und berechneten N^* Resonanzen	7
1.3	Vorstellung eines Baryons im Quark-Diquark-Modell	8
1.4	Totaler Produktionsquerschnitt der Photoproduktion [Tia93].	10
1.5	Resonanzbeiträge in der Photoproduktion (qualitativ) [Ant93].	11
1.6	Mögliche Produktionsmechanismen [Ant93].	15
1.7	Gemessene und vorhergesagte differentielle Wirkungsquerschnitte in der η -Photoproduktion [Dug02]. Gestrichelte Linie: Rechnung von Saghai und Li [Sag01]. Durchgezogene Linie: ETA-MAID- Rechnung [Chi02].	18
1.8	Totale Wirkungsquerschnitte in der η -Photoproduktion [Dug02]. Die Legende ist wie in Abb. 1.7.	19
1.9	Wirkungsquerschnitt an der Schwelle [Kru95].	21
2.1	Der Beschleunigerkomplex ELSA mit Experimenten.	28
2.2	Der Aufbau des CB-ELSA-Experiments (Seitenansicht).	29
2.3	Der Tagger	30
2.4	Das Target	32
2.5	Der Innendetektor	33
2.6	Schema der Kalorimeter-Struktur.	34
2.7	Aufbau eines Kristall-Moduls	35
2.8	Flugzeitwand	37
2.9	Der Gamma-Veto-Detektor.	38
2.10	Die Datenerfassung	41
2.11	Aufbau des TAPS als Vorwärtsdetektor	42

2.12	Kombination von Crystal Barrel und TAPS	42
3.1	Gemessene PED-Energie in Abhängigkeit vom Protonimpuls. . .	48
3.2	Verlauf der Energie-Korrekturfunktion für $\Theta_I = 3$	49
3.3	Obere Reihe: Verteilung der Szintillator- und Drahtindizes. Untere Reihe: Zahl der Drähte pro Cluster und Verteilung der Mehrfachcluster.	55
3.4	Minimale Winkel zwischen Proton und PED im Crystal Barrel für reale Daten (oben) und simulierte $p\pi^0$ -Ereignisse (unten).	59
3.5	Invariante $\gamma\gamma$ -Massen nach der Protonidentifikation. Von oben nach unten: Schnitt auf $CL>1\%$; $CL>1\%$ und $N_p=1$; nach Identifikation durch das kombinierte Verfahren mit $N_p \neq 1$; sowie mit $N_p=1$	60
3.6	Vom Innendetektor rekonstruierte Treffer. In den oberen beiden Reihen: Reale Daten. In den unteren beiden Reihen: Monte Carlo Daten.	62
3.7	Triggereffizienz.	63
3.8	Effizienz der Einzellagen und Gesamteffizienz für simulierte (Kreuze) und reale Daten (Kästen).	64
3.9	Wie Abb. 3.8, aber in Abhängigkeit vom Taggerindex.	65
3.10	Aufbau und Veranschaulichung von Detektorvolumina in CBGEANT.	68
3.11	Ein Ereignis des Typs $\gamma p \rightarrow \eta p$ in CBGEANT.	69
3.12	Vorselektion: Die oberen beiden Kurven zeigen die $\gamma\gamma$ -invarianten Massen für 3-Ped und 2-PED-Ereignisse, wobei für die 3-PED-Ereignisse alle Kombinationen eingetragen sind. Die unteren beiden Kurven zeigen die gleichen Ereignisse nach einem Phasenraum-Fit mit $CL>1\%$	72
3.13	Veranschaulichung der Schnitte (s.Text) für 2-PED-Daten (links) und 3-PED-Daten (rechts) beim η -Meson.	77
3.14	Invariante $\gamma\gamma$ -Massenverteilung nach allen Schnitten, wobei der Schnitt auf die Mesonenmasse ersetzt wurde durch einen Schnitt auf den 1C-Phasenraum-Fit mit $CL>10\%$	77
3.15	Konfidenzniveau für reale Daten vor allen Schnitten (oben) und danach (unten).	78
3.16	Konfidenzniveau für Monte Carlo Daten vor allen Schnitten (oben) und danach (unten).	79

3.17	Pullverteilungen für reale Daten.	80
3.18	Pullverteilungen für Monte Carlo Daten.	81
3.19	Vergleich der Massenpeaks für das η -Meson nach der Rekonstruktion: Monte Carlo (links) und reale Daten (rechts).	81
3.20	Impulsresiduen für Monte Carlo Daten, oben: Protonen, unten: η -Mesonen.	82
3.21	θ -Residuen für Monte Carlo Daten (vgl. Abb. 3.20).	83
3.22	ϕ -Residuen für Monte Carlo Daten (vgl. Abb. 3.20).	83
3.23	Kinematik der Teilchen (Energieintervalle entsprechen den Taggerszintillatoren 1, 12, 14 (π^0) und 1, 4, 7, 10 (η)). Oben: θ -Verteilungen für π^0 und η . Mitte: θ -Verteilungen für generierte und rekonstruierte p. Unten: Generierte Impulsverteilungen für p im $p\pi^0$ -Kanal und rekonstruierte Protonimpulse im $p\eta$ -Kanal. . .	85
3.24	Akzeptanz für die Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$	87
3.25	Akzeptanzen für die Reaktion $\gamma p \rightarrow \eta p$: 2-PED (oben) und 3-PED (unten).	89
3.26	Rekonstruierte Winkelverteilungen für die Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ (oben) und $\gamma p \rightarrow \eta p$ (unten).	91
3.27	Hardware-Eichung (obere Kurve), Datenpunkte der Einschusseichung, und die in dieser Arbeit verwendete Kalibrationsfunktion des Tagging-Systemes (untere Kurve). Inset: Differenz der beiden Eichfunktionen.	94
3.28	Energie-Pulls unter Verwendung der Hardware-Eichung (links oben), und bei verschiedenen Skalierungen der Eichfunktion: $k=1.01$ (rechts oben), $k=1.0124$ (links unten) und $k=1.027$ (rechts unten).	96
3.29	Invariante $\gamma\gamma$ -Massen für rekonstruierte π^0 -Mesonen bei Verwendung der Hardware-Eichung (links oben), und bei verschiedenen Skalierungen der Eichfunktion: $k=1.01$ (rechts oben), $k=1.0124$ (links unten) und $k=1.027$ (rechts unten).	97
3.30	Invariante $\gamma\gamma$ -Massen für rekonstruierte η -Mesonen bei Verwendung der Hardware-Eichung (links oben), und bei verschiedenen Skalierungen der Eichfunktion: $k=1.01$ (rechts oben), $k=1.0124$ (links unten) und $k=1.027$ (rechts unten).	98
3.31	χ^2 -Werte bei verschiedenen Skalierungsparametern.	99
3.32	Beispiel für das Resultat einer falschen Eichung für Taggerszintillatoren 1-14: Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ durch direkte Skalierung der Hardwareeichung mit 1.03.	101

3.33	Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ für Taggerszintillatoren 1–14 bei Verwendung der Hardwareeichung. . . .	102
3.34	Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ für Taggerszintillatoren 1–14 bei Verwendung der mit $k=1.027$ skalierten Eichfunktion.	103
3.35	Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ bei Verwendung der mit $k=1.01$ skalierten Eichfunktion, welche die beste Beschreibung des Wirkungsquerschnitts liefert.	104
4.1	Differentielle Wirkungsquerschnitte für $\gamma p \rightarrow \eta p$	110
4.2	Differentielle Wirkungsquerschnitte für $\gamma p \rightarrow \eta p$ bei hohen Strahlenergien [Cre03]. Daten: ■; TAPS: ★ GRAAL: △; CLAS: ○. Gestrichelte Linie: SAID, gepunktete Linie: MAID. Die systematischen Fehler sind als Band unter jedem Bild eingezeichnet.	113
4.3	Differentielle Wirkungsquerschnitte für $\gamma p \rightarrow \eta p$ bei hohen Strahlenergien [Cre03]. Legende wie in Abb. 4.2. Die durchgezogene Linie stellt den Fit des Isobaren-Modells in obiger Arbeit dar. . .	116
4.4	Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow \eta p$ [Cre03]. Legende wie in Abb. 4.3.	117

Tabellenverzeichnis

1.1	Grundbausteine der Materie und fundamentale Wechselwirkungen.	3
1.2	Status von N^* -Resonanzen	12
1.3	Baryonen negativer Parität mit beobachteten und erwarteten η -Zerfällen.	22
2.1	Eigenschaften der CsI(Tl) – Kristalle.	35
3.1	Typische Werte für die Schwellen.	46
3.2	Zuordnung Szintillatorindex–Draht.	56
3.3	In der Analyse herausgenommene Fasern.	57
3.4	Identifikationswahrscheinlichkeit W_p für Protonen bei Anwendung verschiedener Nachweismethoden	60
3.5	Effizienz der Einzellagen und Gesamteffizienz für simulierte und reale Daten.	65
3.6	Datenstatistik.	79
4.1	Massen und Breiten von $p\eta$ -Resonanzen [Cre03].	115
4.2	Baryonen negativer Parität mit beobachteten η -Zerfällen. Die Zuordnung ist spekulativ.	118

Literaturverzeichnis

- [Ant93] G. Anton. Photoproduktion von Eta-Mesonen, Habilitationsschrift, Universität Bonn, 1993, BONN-IR-93-23
- [Aja98] J. Ajaka et al. [GRAAL Collaboration], New measurement of the Σ beam asymmetry for η meson photoproduction on the proton. Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1797-1800.
- [Bak79] R.D. Baker et al., Nucl. Phys. B **156** (1979) 93.
- [Bat98] M. Batinic et al. Phys. Scripta **58** (1998) 15.
- [Ben90] C. Bennhold, W. Tanabe, Phys. Lett. **B 243** (1990) 13.
- [Ben95] M. Benmerrouche, N.C. Mukhopadhyay, and J.F. Zhang, Phys. Rev. **D51** (1995) 3237.
- [Bog01] R. Bogendörfer, Effizienzbestimmung für den Innendetektor des Crystal-Barrel-Experimentes an ELSA. Diplomarbeit, Universität Erlangen (2001).
- [Bog02] R. Bogendörfer, J.Höfl, A.Huck, G.Suft, Der Erlanger Innendetektor, Universität Erlangen, 2002.
- [Cap86] S. Capstick and N. Isgur. Baryons in a relativized quark model with chromodynamics. Phys. Rev. D **34** (1986) 2809-2835.
- [Cap94] S. Capstick, W. Roberts Phys. Rev D **49**, (1994) 4570.
- [Cbn01] V. Crede, I. Fabry, CB-Note 006, Universität Bonn, 2001.
- [Cbn02] V. Crede, I. Fabry, CBGEANT manual, CB-Note 002, Universität Bonn, 2002.
- [Chi97] W.T. Chiang, F.Tabakin, Phys Rev. C **55** (1997) 2054.
- [Chi02] W.T. Chiang, S.N. Yang, L.Tiator, D.Drechsel, An Isobar model for η photo- and electroproduction on the nucleon. Nucl.Phys. A **700** (2002) 429.

- [Cre02] V. Crede, persönliche Mitteilung.
- [Cre03] V. Crede et al. (The CBELSA-Collaboration), Photoproduction of η mesons off the proton for $0.75 < E < 3\text{GeV}$, to be published.
- [Dan02] A.D'Angelo, 9th International conference on the structure of baryons, Baryons 2002.
- [Dre99] D. Drechsel, O. Hanstein, S.S. Kamalov, and L. Tiator, Nucl.Phys. A **645** (1999) 145.
- [Dug02] M. Dugger et al. [CLAS Collaboration], η photoproduction on the proton up to 1.95 GeV. Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 222002 [Erratum-ibid. **89** (2002) 249904]
- [Ehm00] Andreas Ehmanns, Entwicklung, Aufbau und Test eines neuen Auslesesystems für den Crystal-Barrel-Detektor zur Messung photoinduzierter Reaktionen an ELSA. Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2000.
- [Fle00] Holger Flemming. Dissertation in Vorbereitung, Ruhr-Universität Bochum, 2000.
- [Foe00] Angela Fösel, Entwicklung und Bau eines Innendetektors für das Crystal-Barrel-Experiment an ELSA/Bonn. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen (2000).
- [Fuc99] M. Fuchs, Entwicklung einer Run-control zur Steuerung des Crystal Barrel-Experiments an ELSA. Diplomarbeit, Universität Bonn (1999).
- [Gea93] GEANT Detector Description and Simulation Tool (GEANT3.21), CERN Program Library Long Writeup W5013, Geneva 1993
- [Gri02] Anatoli Gridnev, persönliche Mitteilung.
- [Glo95] L.Y. Glozman und D.O. Riska, Quark model explanation of the $N^* \rightarrow \eta N$ branching ratios. Phys. Lett. B **366** (1995) 305-310.
- [Hei95] F. Heinsius, CB-Note92,Rev.12, Universität Bonn, 1995.
- [Hic73] H.R. Hicks, S. R. Deans, D.T. Jacobs, P.W. Lyons, and D.L. Montgomery, Phys. Rev **D7** (1973) 2614
- [Höf00] S. Höffgen, Einbindung eines großflächigen Flugzeitspektrometers als Vorwärtsdetektor für Experimente mit CB-ELSA. Diplomarbeit, Universität Bonn (2000).
- [Höh98] G. Höhler. Status of the Nucleon Resonances $S_{11}(1535)$ and $S_{11}(1650)$. *PiN Newslett.*, 14 (1998) 168–184.

- [Hös02] J. Höfl, persönliche Mitteilung.
- [Huh00] M. Huhtinen, N.V.Mokhov A cross-comparison of MARS and FLUKA Simulation Codes, Fermilab-FN-697, 2000
- [Jun00] Jörg Junkersfeld, Kalibration des Crystal-Barrel-ELSA Detektors mit Hilfe der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$. Diplomarbeit, Universität Bonn (2000).
- [Kai95] N. Kaiser, P. B. Siegel, and W. Weise. Chiral dynamics and the $S_{11}(1535)$ nucleon resonance.. *Phys. Lett. B* **362** (1995) 23–28.
- [Kle02] E. Klempt, *Phys. Rev. C* **66** (2002) 058201
- [Knö95] G. Knöchlein, D. Drechsel, L. Tiator. Photoproduction and Electroproduction of eta mesons. *Z. Phys.* **A352** (1995) 327-343
- [Kon80] R. Koniuk und N. Isgur, Baryon decays in a quark model with chromodynamics. *Phys. Rev. D* **21** (1980) 1868-1886.
- [Kop02] B. Kopf, Untersuchung der photoninduzierten Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow p\pi^0\eta$ an einem Flüssig-Wasserstoff-Target. Dissertation, Universität Bonn (2002).
- [Kru95] B. Krusche. Photoproduction of π^0 and η mesons from nucleons and nuclei in the second resonance region. Habilitationsschrift, Universität Giessen, 1995
- [Li98] Z. Li, B. Saghai *Nucl. Phys. A* **644** (1998) 345-364.
- [Lic69] D. B. Lichtenberg, Baryon Supermultiplets of $SU(6) \times O(3)$ In A Quark-Diquark Model. *Phys. Rev.* **178** (1969) 2197-2200.
- [Lin00] J. Link, Untersuchung der Photoproduktion von η' -Mesonen mit dem Saphir-Detektor. Dissertation, Universität Bonn (2000).
- [LMP01] U. Löring, B. C. Metsch and H. R. Petry. *Eur. Phys. J. A* **10** (2001) 395, 447.
- [Man84] A. Manohar, H. Georgi, *Nucl. Phys B* **234**, (1984) 189.
- [Nov91] R. Novotny, The BaF₂ Photon Spectrometer TAPS, *IEEE Transaction on Nuclear Science* **38** (1991) 378.
- [Met49] Metropolis, N. und S.Ulam, The Monte Carlo Method, *J. Amer. statistical Assoc.* **44** (1949) 335-341.
- [Mig03] S. Migura et. al, Talk given at the DPG Frühjahrstagung Tübingen, 2003.
- [PDG02] Particle Data Group (PDG). *Phys. Rev. D*, **66** (2002) 1-I.

- [Pro99] The CB-ELSA Collaboration, A search for the exotic meson $\hat{\rho}(1380)$ and for new baryonic resonances in the reaction $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \eta$ using the CB-ELSA detector at ELSA. Proposal to the PAC, 1999.
- [Pro01] The CB-ELSA Collaboration, Nucleon-resonance decay by the $K^0 \Sigma^+$ channel near threshold. Proposal to the PAC, 2001.
- [Ren02] F. Renard et al. [GRAAL Collaboration], Differential cross section measurement of η photoproduction on the proton from threshold to 1100 MeV. Phys. Lett. B **528** (2002) 215.
- [Sag96] B. Saghai, F. Tabakin, Phys. Rev. C **53**, (1996) 66, *ibid* C **55**, (1997) 917.
- [Sag01] B. Saghai, Z. Li Quark model study of the η photoproduction: Evidence for a new S_{11} resonance ?. Eur. Phys. J. A **11** (2001) 217.
- [Sag02] B. Saghai, Z. Li, Search For New Baryon Resonances. nucl-th/0202007.
- [Sch99] Christoph Schmidt. Optimierung des Datenakquisitions-Systems des Crystal-Barrel Experimentes an ELSA. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 1999.
- [Stu98] O. Stutzke, Algorithmen zur Rekonstruktion von Photonen in elektromagnetischen Kalorimetern. Diplomarbeit, Universität Bochum (1998).
- [Tho01] R. Thompson, et al., Phys. Rev. Lett. **86**, (2001) 1702.
- [Tia93] L. Tiator. Meson Photo- and Electroproduction. Lectures given at the 2nd TAPS Workshop, Guardamar, Spain (1993). Published in: Gamma ray and particle production in heavy ion reactions, p. 258-299.
- [Tia99] L. Tiator, D. Drechsel, G. Knöchlein, C. Bennhold, Analysis of resonance multipoles from polarization observables in η photoproduction. Phys. Rev. C **60** 035210
- [Wal01] A. Waluyo, C. Bennhold, G. Penner, U. Mosel, in: Proceedings N* 2001 Workshop, World Scientific (2001) 207.
- [Wal02] D. Walther, persönliche Mitteilung.
- [Zeb87] R. Brun, J. Zoll, ZEBRA user's guide, CERN Program Library Q100, CERN (1987).

Danksagung

Zum Abschluss möchte ich allen danken, die zum Gelingen dieser Dissertation beigetragen haben.

Ganz besonders möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. J. Ernst und Herrn Prof. Dr. E. Klempt bedanken, die mir die Gelegenheit gaben, diese Arbeit anzufertigen.

Aus den Diskussionen mit ihnen haben sich zahlreiche sehr positive Anregungen für diese Arbeit ergeben. Besonders die große Erfahrung von Prof. Dr. E. Klempt hat viel zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Bedanken möchte ich mich bei allen Leuten unserer Bonner Arbeitsgruppe, auch denjenigen, die inzwischen bereits an anderen Orten tätig sind. Die Atmosphäre in unserer Arbeitsgruppe war sehr angenehm.

Mein Dank gilt auch den Kollaborationsmitgliedern aus Erlangen für die sehr gute und ergiebige Zusammenarbeit.

Für die sehr gute und fruchtbare Zusammenarbeit möchte ich mich auch bei allen anderen Mitgliedern unserer Kollaboration bedanken.

Zum Schluss möchte ich auch meinen Eltern und meiner Freundin Miriam für das gezeigte Verständnis und die gewährte Unterstützung während der letzten Jahre danken.