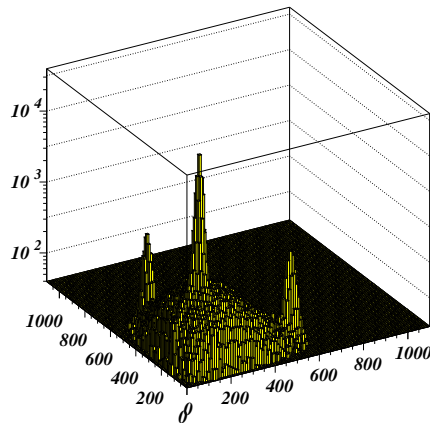


Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften
der Technischen Universität Dresden

Untersuchung
der photoinduzierten Reaktionen
 $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \pi^0$ und $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \eta$
an einem Flüssig-Wasserstoff-Target



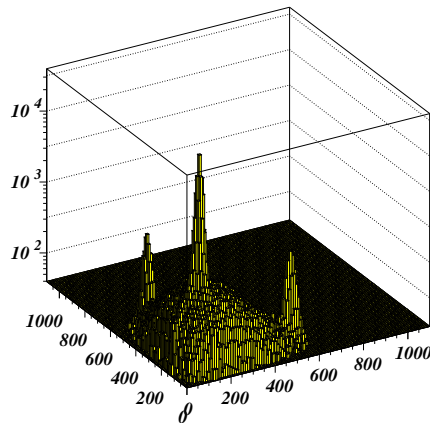
Dissertation
zur Erlangung des
Doktorgrades der Naturwissenschaften
(Doctor rerum naturalium)

von
Bertram Kopf
geb. in Dortmund

Dresden, im Mai 2002

Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften
der Technischen Universität Dresden

Untersuchung
der photoinduzierten Reaktionen
 $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \pi^0$ und $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \eta$
an einem Flüssig-Wasserstoff-Target



Dissertation
zur Erlangung des
Doktorgrades der Naturwissenschaften
(Doctor rerum naturalium)

von
Bertram Kopf
geb. in Dortmund

Dresden, im Mai 2002

1. Gutachter : Prof. Dr. H.Freiesleben (Inst. f. Kern- und Teilchenphysik, TU Dresden)
2. Gutachter : Prof. Dr. E.Klempt (Helmholtz-Institut f. Strahlen- und Kernphysik, Univ. Bonn)
3. Gutachter : Prof. Dr. H.Koch (Inst. f. Experimentalphysik I, Ruhr-Universität Bochum)

Tag des Einreichens der Arbeit: 17. Mai 2002

Tag der mündlichen Prüfung: 20. September 2002

Zusammenfassung

Das Ende der 90er Jahre neu entstandene Crystal Barrel-Experiment am Bonner Elektronenbeschleuniger ELSA, kurz CB-ELSA-Experiment, dient hauptsächlich dem Studium der Photoproduktion am Proton bei Strahlimpulsen zwischen $0.8 \text{ GeV}/c$ und $3.2 \text{ GeV}/c$. Ziel dieses Experimentes ist es, neue Erkenntnisse über das Spektrum der leichten Baryonen zu gewinnen und auch einige wichtige Beiträge für ein besseres Verständnis des Spektrums der leichten Mesonen zu liefern.

Die Besonderheit dieses Experimentes liegt in der Topologie der Detektoren. Das Herzstück bildet hierbei das Crystal Barrel-Kalorimeter, das unter Zuhilfenahme weiterer Detektoren die vollständige Erfassung von Ereignissen mit neutralen Mesonen über einen Raumwinkel von nahezu 4π erlaubt.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich zum einen mit dem Aufbau des Flüssig-Wasserstoff-Targets, für dessen Anpassung an die hohen Ansprüche des Experimentes eine umfangreiche Entwicklungsarbeit erforderlich war.

Zum anderen bildet den Hauptteil der Arbeit die Untersuchung der photoinduzierten Reaktionen $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \pi^0$ und $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \eta$ bei einem Strahlimpuls unpolarisierter Elektronen von $2.6 \text{ GeV}/c$. Beim Studium dieser Reaktionen zeigen sich Hinweise auf *missing resonances*, die sequentiell über verschiedene Baryonenresonanzen zerfallen. Darüber hinaus gibt es deutliche Evidenzen für die $f_0(980)$ - und $a_0(980)$ -Photoproduktion, deren weitergehende Untersuchungen wichtige Beiträge zur Klärung des bis heute noch nicht verstandenen skalaren Mesonennonetts liefern könnten.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
1.1	Die Quantenchromodynamik (QCD)	2
1.2	Spektroskopie leichter Hadronen	4
1.2.1	Spektroskopie leichter Mesonen	5
1.2.2	Spektroskopie leichter Baryonen	5
1.3	Motivation	6
1.3.1	Die Reaktion $p\gamma \rightarrow p\pi^0\pi^0$	6
1.3.2	Die Reaktion $p\gamma \rightarrow p\pi^0\eta$	8
2	CB-ELSA-Experiment	13
2.1	Der Bonner Elektronenbeschleuniger ELSA	13
2.2	Der Gesamtaufbau des CB-ELSA-Experiments	14
2.2.1	Das Tagging-System	15
2.2.2	Das Flüssigwasserstofftarget	17
2.2.3	Der Innendetektor	19
2.2.4	Das Crystal Barrel-Kalorimeter	19
2.2.5	Das Flugzeitspektrometer	21
2.2.6	Der Gamma-Veto-Detektor	22
2.2.7	Das Triggersystem und die Datenerfassung	22
2.2.8	Alternative Vorwärtsdetektoren für zukünftige Experimente	24
3	Ereignisrekonstruktion	27
3.1	Die Photonenrekonstruktion im Kalorimeter	27
3.1.1	Energie- und Ortsbestimmung	28
3.2	Der Nachweis geladener Teilchen — Matching	30
3.3	Die kinematische Anpassung	31
3.3.1	Bedingte Messung — Suche der kleinsten Quadrate mit Lagrange-Multiplikatoren	31
3.3.2	Anwendung auf den Endzustand $p\gamma\gamma$	33
3.4	Die Energiekalibrierung des Tagging-Systems	37
4	Präparation der Endzustände $p\pi^0\pi^0$ und $p\pi^0\eta$	41
4.1	Vorselektion	42
4.2	Selektion auf die tatsächliche Teilchenmultiplizität	43
4.3	Selektion der $p\pi^0\pi^0$ - und $p\pi^0\eta$ -Ereignisse in $p4\gamma$	44
4.3.1	Die kinematische Anpassung an mesonische Endzustände	46

4.3.2	Die Statistik	47
4.4	Selektion der $p\pi^0\eta$ -Ereignisse in $p8\gamma$	48
4.4.1	Die kinematische Anpassung an mesonische Endzustände	49
4.4.2	Die Statistik	52
5	Ergebnisse	53
5.1	Der $p\pi^0\pi^0$ -Endzustand	53
5.2	Der $p\pi^0\eta$ -Endzustand	64
6	Zusammenfassung und Diskussion der physikalischen Ergebnisse	75
A	Flüssig-Wasserstoff-Target	77
A.1	Grundlagen	77
A.1.1	Physikalische Eigenschaften von Wasserstoff	77
A.1.2	Reduzierung äußerer Wärmequellen	79
A.2	Anforderungen	80
A.2.1	Anforderungen durch die Detektoren	80
A.2.2	Anforderungen durch den energiemarkierten Photonenstrahl	81
A.3	Prinzip und Notwendigkeit der zwei getrennten Wasserstoff-Kreisläufe	82
A.3.1	Das Ein-Kreislaufsystem	82
A.3.2	Das Zwei-Kreislaufsystem	82
A.4	Aufbau und Funktionsweise der einzelnen Targetkomponenten	84
A.4.1	Überblick über den Gesamtaufbau	84
A.4.2	Die Kältemaschine	84
A.4.3	Das Wasserstoff-Kühlsystem	84
A.4.4	Der Wärmetauscher und das Zellensystem	86
A.4.5	Die Halterung für die horizontalen Targetkomponenten	87
A.4.6	Leeren und Wiederbefüllen der Targetzelle	88
A.4.7	Der Betrieb mit flüssigem Deuterium	89
A.5	Zusatzinformationen zum Flüssig-Wasserstoff-Target	90
A.5.1	Physikalische und thermische Eigenschaften verschiedener Kältemittel	90
A.5.2	Das Prinzip der Gifford-Mc-Mahon-Kältemaschine	90
B	Vergleich zwischen den Ereignissen $p\pi^0\eta \rightarrow p4\gamma$ und $p\pi^0\eta \rightarrow p8\gamma$	93
C	Weitere Ergebnisse	95
C.1	$p\omega \rightarrow p\pi^0\gamma \rightarrow p3\gamma$	95
C.2	$p\eta \rightarrow p\pi^0\pi^0\pi^0 \rightarrow p6\gamma$	96
C.3	$p\eta' \rightarrow p\pi^0\pi^0\eta \rightarrow p6\gamma$	97
	Abbildungsverzeichnis	99
	Tabellenverzeichnis	102
	Literaturverzeichnis	103
	Danksagung	107

Kapitel 1

Einführung

Der Glaube daran, daß die Natur vollständig aus elementaren Bausteinen aufgebaut ist, zieht sich wie ein roter Faden durch die moderne Geschichte der Menschheit. So wurde bereits in der Antike die Natur durch die vier Urstoffe Erde, Luft, Feuer und Wasser beschrieben. Obwohl sich bis heute die prinzipielle Denkweise nicht geändert hat, wird im derzeitigen, von Technologie geprägten Zeitalter über dieses Weltbild nur noch geschmunzelt.

Die wissenschaftlich fundierte Suche nach elementaren Bausteinen begann etwa in der zweiten Hälfte der 19. Jahrhunderts. Nach der Entdeckung der Atome sowie Rutherfords berühmten Beobachtung, daß diese aus Elektronen und jeweils einem massiven positiv geladenen Kern bestehen, wurden durch Chadwick und Heisenberg in den 30er Jahren des 20. Jahrhunderts die Nukleonen als Kernbausteine identifiziert.

Dieser übersichtliche elementare Aufbau der Materie mußte in den 50er Jahren aufgrund von ersten Experimenten an Teilchenbeschleunigern verworfen werden, bei denen eine große Anzahl unterschiedlicher Hadronen beobachtet wurde. Ordnung in diesem sogenannten *Teilchenzoo* wurde durch die Einführung des Quark-Modells erreicht. Hiermit war es möglich, alle zu dieser Zeit bekannten Hadronen als Kombination aus zwei oder drei Quarks zu erklären. Aus diesem Ansatz etablierte sich bis zum heutigen Tage das sogenannte Standardmodell, das den Aufbau der Materie aus punktförmigen Konstituenten beschreibt. Sie werden in zwei Klassen eingeteilt, den Quarks und Leptonen, die ihrerseits in drei Generationen untergliedert sind. Diese elementaren Fermionen unterliegen Wechselwirkungen, die durch den Austausch von virtuellen Teilchen, den sogenannten Eichbosonen, hervorgerufen werden. Es sind insgesamt vier unterschiedliche Kräfte bekannt. Da in der Teilchenphysik die Gravitation eine untergeordnete Rolle spielt, wird im Standardmodell nur die starke, schwache sowie elektromagnetische Wechselwirkung berücksichtigt. Jede dieser drei Wechselwirkungen wird durch eine eigene Eichtheorie beschrieben. Weinberg und Salam gelang es, die elektromagnetische (QED) und schwache zu einer gemeinsamen Theorie zu vereinheitlichen, der der elektroschwachen Wechselwirkung. Die Eigenschaften der Kräfte erklären sich durch jene der entsprechenden Eichbosonen. So sind die Masselosigkeit des Photons für die unendliche Reichweite der elektromagnetischen Wechselwirkung und die massiven W^{+-} , W^{-} und Z^0 -Bosonen für die kurze Reichweite der schwachen Kraft verantwortlich. Die Kurzreichweitigkeit der starken Kraft wird durch

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

Wechselwirkungen			
Wechselwirkungsart	koppelt an	Träger	Ladung der Träger
stark	Farbe	8 Gluonen	Farbladung
elektromagnetisch	elktr. Ladung	Photonen	keine
schwach	schwache Ladung	W^+, W^-, Z^0	schwacher Isospin elktr. Lad. (W^+, W^-)

Tabelle 1.1: Bei den Grundbausteinen der Materie gibt es zu jedem Teilchen ein entsprechendes Anti-Teilchen. Es hat bis auf eine entgegengesetzte Ladungen die gleichen Eigenschaften wie sein Partner. Die ladungslosen Neutrinos unterscheiden sich lediglich durch ihre entgegengesetzte Helizität.

Die Wechselwirkungen zwischen den Grundbausteinen werden durch Austauschteilchen hervorgerufen.

die Selbstwechselwirkung der Gluonen erklärt. Gegenüber allen übrigen Austauschteilchen müssen sie nämlich der selben Kraftwirkung unterliegen, die sie vermitteln.

Im Gegensatz zu sämtlichen Leptonen sowie den Eichbosonen der elektroschwachen Wechselwirkung sind Quarks und auch Gluonen bisher noch nicht als freie ungebundene Zustände beobachtet worden. Aufgrund dessen wird angenommen, daß sie nur in gebundener Form existieren können. Dieses Phänomen wird in der Theorie der starken Wechselwirkung als *Confinement* bezeichnet.

1.1 Die Quantenchromodynamik (QCD)

Die starke Wechselwirkung kann derzeit mit Hilfe der Quantenchromodynamik (QCD) am besten beschrieben werden, die in Analogie zur sehr erfolgreichen und außerordentlich präzisen elektromagnetischen Eichtheorie, der Quantenelektrodynamik, erarbeitet wurde. Kernstück der QCD ist die Forderung, daß jedes Quark eines von drei möglichen Farbladungen besitzt. Diese Farbladungen werden als rot, grün und blau bezeichnet. Das Phänomen des *Confinements* wird durch das Postulat aufrecht erhalten, daß ausschließlich farbneutrale physikalische Systeme beobachtbar sind. Die Wechselwirkung der Quarks untereinander ist jedoch unabhängig von der Farbe und somit invariant gegenüber der zu-

grundlegenden $SU(3)_{Color}$ -Symmetrie.

Weil die QCD eine nicht-abelsche Theorie ist, müssen zwangsläufig die Gluonen, d.h. die Austauscheteilchen selbst eine Farbladung besitzen. Dies führt im Gegensatz zur QED jedoch zur Konsequenz, daß nur in speziellen Fällen eine störungstheoretische Berechnung möglich ist. Die Stärke der Wechselwirkung zwischen zwei Konstituenten wird beschrieben durch die Kopplungskonstante α_s :

$$\alpha_s(q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \cdot \log(q^2/\Lambda^2)} \quad (1.1)$$

Hierbei sind

q der Impulsübertrag zwischen den miteinander wechselwirkenden Teilchen,
 n_f die Anzahl der beim betrachteten Impulsübertrag relevanten Quarkflavours¹ und
 Λ der Skalenparameter.

Wie aus der Gleichung 1.1 sofort entnommen werden kann, ist die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung vom Impulsübertrag abhängig. Diese Abhängigkeit wird *running coupling constant* genannt und führt zu zwei Grenzfällen, die unterschiedliche physikalische Interpretationen verlangen:

- Hoher Impulsübertrag:

Im Grenzfall von hohen Impulsüberträgen, was einem Abstand der wechselwirkenden Teilchen von wesentlich weniger als 1 fm entspricht², wird die Kopplungskonstante klein. In diesem sogenannten *pertubativen Bereich* der QCD können die Konstituenten aufgrund ihrer relativ schwachen Kopplung zueinander quasi als freie Teilchen betrachtet werden. Hierbei wird auch von *asymptotischer Freiheit* gesprochen.

- Niedriger Impulsübertrag:

Im Grenzfall großer Abstände, die für die starke Wechselwirkung in der Größenordnung von 1 fm liegen, ist eine sehr starke Kopplung vorhanden. Hierbei überwiegt der Austausch von sehr vielen Gluonen, so daß dadurch eine quantitative Beschreibung außerordentlich schwierig wird.

Die Konstituenten von gebundenen hadronischen Systemen bei niedrigen Energien besitzen gerade einen solchen Abstand zueinander, so daß zur deren Beschreibung weder eine exakte noch eine störungstheoretische Lösung der QCD-Gleichungen möglich erscheint. Deshalb wurden für diesen sogenannten *nichtpertubativen Bereich* der QCD unterschiedliche Modelle ausgearbeitet, die eine zufriedenstellende Beschreibung des Hadronenspektrums zum Ziel haben. Aufgrund dessen ist eine experimentelle Suche nach unbekanntem Hadronen, sowie die exakte Vermessung der Massen und Breiten und auch die Bestimmung der Quantenzahlen aller bekannten Hadronen von entscheidender Bedeutung, das Verständnis dieses nichtpertubativen Bereiches zu erhellen.

¹Die unterschiedlichen Typen der Quarks werden als *flavour* bezeichnet (engl. *flavour* = Geschmack).

²D.h.: Abstand $\ll 1 \text{ fm}$.

1.2 Spektroskopie leichter Hadronen

Mit Hilfe des sogenannten Konstituentenquarkmodells ist es möglich, bereits mit einfachsten Annahmen die Grundzustände des Spektrums der leichten Hadronen gut zu beschreiben. Es basiert darauf, daß Mesonen aus einem Quark–Antiquark–Paar und Baryonen aus insgesamt drei Quarks zusammengesetzt sind. Hierbei werden unter leichten Hadronen nur jene verstanden, die ausschließlich aus den Quarksorten up, down und strange aufgebaut sind. Da sie im Gegensatz zu den übrigen Quarksorten relativ leicht sind und somit ähnliche Konstituentenmassen³ besitzen, weisen sie auch ähnliche Eigenschaften bezüglich der starken Wechselwirkung auf und dürfen nicht unabhängig voneinander betrachtet werden. Im Rahmen des Konstituentenquarkmodells wird diese Abhängigkeit mittels der $SU(3)_{Flavour}$ -Symmetrie beschreiben. Mit dieser aus der Gruppentheorie zugrundeliegenden Symmetrie können die leichten Hadronen in sogenannte Multipletts eingeordnet werden. Sie untergliedern sich hinsichtlich der relativen Ausrichtung ihrer Quarkspins, so daß daraus ein pseudoskalares und vektorielles Mesonennonett sowie ein $J^P=3/2^+$ -Baryonendekuplett und ein $J^P=1/2^+$ -Baryonenoktett resultiert. Auffällig hierbei ist der sehr große Massenunterschied zwischen den pseudoskalaren π - und den vektoriellem ρ -Mesonen, obwohl sie den gleichen Quarkinhalt besitzen. Ein ähnliches Verhalten zeigt sich auch bei den entsprechenden Baryonen. Da in diesem einfachen Modell jene Zustände massenentartet sein sollten, muß dieser Effekt zusätzlich mit Hilfe der Spin–Spin–Wechselwirkung zwischen den Konstituenten berücksichtigt werden. Diese Spin–Spin–Wechselwirkung wird umso größer, je leichter das zugrundeliegende hadronische System ist. Mit der weiteren Annahme von leicht unterschiedlichen Konstituentenmassen zwischen mesonischen und baryonischen Systemen ist es möglich, die Grundzustände des leichten Hadronenspektrums zufriedenstellend zu beschreiben. Die leichten Unterschiede in den Konstituentenmassen sind insofern nachzuvollziehen, als sie nur effektive Größen sind. Sie sind nämlich abhängig von der Dynamik der Wechselwirkung zwischen den Quarks untereinander, bei der ein Unterschied zwischen einem Zwei- und Dreiteilchensystem nahe liegt.

Neben den Grundzuständen sind auch angeregte hadronische Zustände möglich, die in dem Vorhandensein eines Bahndrehimpulses oder auch einer radialen Anregung zwischen den Konstituenten begründet sind. Diese Anregungsspektren sind quantitativ außerordentlich schwierig zu beschreiben und können derzeit nur mit Hilfe phänomenologischer Modelle (Bag-Modell, Potentialmodelle) sowie numerischer Lösungsansätze (Gittereichtheorie) berechnet werden. Alle entwickelten Modelle haben jedoch gemeinsam, daß im Bereich der Mesonenspektroskopie weniger und im Bereich der Baryonenspektroskopie mehr Zustände vorhergesagt werden als experimentell beobachtet worden sind.

³Die Konstituentenmassen der u- und d-Quarks betragen etwa $300 \text{ MeV}/c^2$. Aufgrund dieser Massenentartung bilden sie ein sog. Isospindublett. Dagegen ist das s-Quark mit ca. $450 \text{ MeV}/c^2$ etwas schwerer und trägt deshalb die Quantenzahl der *strangeness*, welche unter der starken Wechselwirkung erhalten bleibt.

1.2.1 Spektroskopie leichter Mesonen

Die im Vergleich zu den theoretischen Erwartungen beobachtete Überbesetzung des Mesonenspektrums ist auf die Existenz von sogenannten exotischen Teilchen zurückzuführen. Eine besondere Eigenschaft der QCD liegt darin, daß die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung selbst eine Farbladung besitzen und somit der gleichen Kraftwirkung unterliegen, die sie vermitteln. Somit läßt diese Theorie auch gebundene Zustände zu, bei denen die Gluonen nicht als Austauschteilchen sondern als Konstituenten des Systems fungieren. Im Bereich der Mesonenspektroskopie wird zwischen folgenden drei Sorten von exotischen Teilchen unterschieden. Hierbei handelt es sich um

- *Gluonenbälle*, welche keine Konstituentenquarks besitzen, sondern lediglich aus zwei oder mehreren Gluonen aufgebaut sind,
- *Hybride*, die gebundene Zustände aus einem Quark–Antiquark–Paar mit zusätzlich noch ein oder mehreren Konstituentengluonen sind,
- und *Multiquarkzustände*, die aus mehreren Quark–Antiquark–Paaren bestehen.

Ein Nachweis solcher Exotika erweist sich als sehr schwierig, da sie in der Regel gleiche Quantenzahlen und ähnliche Massen wie gewöhnliche Mesonen aufweisen müßten und infolge dessen sogar Mischungen zwischen ihnen vorliegen können. Jedoch ist die Überbesetzung des Mesonenspektrums ein deutlicher Hinweis darauf, daß eine solche Materie vorhanden sein muß.

Für exotische Teilchen sind aber auch Kombinationen von Quantenzahlen erlaubt, die für normale Mesonen verboten sind. So konnte bereits am BNL⁴ mit dem Multi Particle Spectrometer [1] und auch am CERN⁵ von der Crystal Barrel–Kollaboration [2, 3] das sog. $\pi_1(1405)$ beobachtet werden, das aufgrund seiner Quantenzahl von $J^{PC}=1^{-+}$ zweifelsfrei in den Bereich der exotischen Teilchen einzugliedern ist.

1.2.2 Spektroskopie leichter Baryonen

In der Baryonenspektroskopie zeigt sich gegenüber der Mesonenspektroskopie ein völlig anderes Bild, da hier die Modelle wesentlich mehr Resonanzen vorhersagen als bisher experimentell beobachtet worden sind. Dies führte zu dem Begriff der *missing resonances*. Für diese Diskrepanz gibt es derzeit zwei Erklärungsansätze:

- Mit Lichtenbergs Annahme [4] einer sogenannten *Quark–Diquark–Struktur* wird bei Baryonen ein innerer Freiheitsgrad eingefroren, was zwangsläufig zu einer erheblichen Reduzierung von Resonanzen führt.
- Die zweite Erklärung des Spektrums der Baryonen beruht lediglich auf der sehr einfachen Annahme, daß die fehlenden Resonanzen bisher noch nicht beobachtet worden

⁴Brookhaven National Laboratory

⁵Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

sind. Diese Annahme ist insofern sehr naheliegend, als fast alle Baryonenresonanzen ohne Strangeness-Inhalt aus Analysen von elastischen πN -Streuexperimenten hervorgingen. Falls die fehlenden Resonanzen jedoch nicht oder nur sehr schwach an den πN -Kanal koppeln, ist demnach bei diesen Experimenten ein Auffinden der *missing resonances* unmöglich [5].

Aufgrund dessen ist es unumgänglich, andere Eingangskanäle, wie sie beispielsweise bei der Photoproduktion vorliegen, sowie Endzustände in der Form $\Delta \pi$, $\Delta \eta$, $N \eta$, $N \omega$ etc. zu untersuchen. Das Studium dieser Kanäle ist das Hauptanliegen des CB-ELSA-Experiments mit der Hoffnung, das Verständnis in der Spektroskopie der leichten Baryonen zu erhellen.

1.3 Motivation

Das CB-ELSA-Experiment befaßt sich mit der Photoproduktion am Proton bei niedrigen Energien, die die Region von Baryonenresonanzen bis etwa 3 GeV abdecken. Der Schwerpunkt wird auf das Studium der exklusiven Erfassung von Endzuständen mit neutralen Mesonen gelegt. Dies erfordert einen sehr komplexen Gesamtaufbau unterschiedlicher Detektoren sowie die Bereitstellung eines Targets in Form von flüssigem Wasserstoff. Für eine optimale Anpassung dieses Targets an die hohen Ansprüche des Experimentes ist eine sehr umfangreiche Entwicklungsarbeit erforderlich gewesen. Dieser Teil der Arbeit wird ausführlich in Kapitel 2.2.2 sowie im Anhang A beschrieben.

Der physikalische Teil dieser Arbeit befaßt sich mit der Untersuchung der Endzustände $p \pi^0 \pi^0$ sowie $p \pi^0 \eta$ im Energiebereich oberhalb der jeweiligen Schwellen bis etwa 2.4 GeV . Das Studium dieser Zerfallskanäle ist aus folgenden Gründen geeignet, wichtige Beiträge zum besseren Verständnis des Baryonen- und auch des Mesonenspektrums zu liefern.

1.3.1 Die Reaktion $p \gamma \rightarrow p \pi^0 \pi^0$

Wie bereits erwähnt, kann das Studium der $\Delta \pi$ -Photoproduktion außerordentlich hilfreich zum Auffinden einiger *missing resonances* sein. Bei dem $p \pi^0 \pi^0$ -Endzustand ist zu erwarten, daß er sehr viele $\Delta^+(1232) \pi^0$ -Zwischenzustände beinhaltet, da die $\Delta^+(1232)$ -Resonanz dominant an $p \pi^0$ koppelt. Infolge dessen besteht bei der Untersuchung dieser Zerfallstopologie die Möglichkeit, Baryonenresonanzen zu identifizieren, die sequentiell über $\Delta^+(1232) \pi^0$ in $p \pi^0 \pi^0$ zerfallen. Wegen der Auswahlregeln, die bei der starken Wechselwirkung zugrunde liegen, kann es sich sowohl um angeregte Δ^* - als auch N^* -Baryonen⁶ handeln. Speziell für das Studium dieses Zerfallskanals wurde ein Proposal der CB-ELSA-Kollaboration erarbeitet [6].

Für sehr kleine Photonenenergien konnte bereits mit Hilfe des TAPS-Detektors⁷ am Main-

⁶Bei Δ -Resonanzen handelt es sich um Baryonen mit einem Isospin von $I=3/2$ sowie einem *strangeness*-Inhalt von $S=0$. N -Resonanzen besitzen ebenfalls einen *strangeness*-Inhalt von $S=0$, weisen dagegen aber einen Isospin von $I=1/2$ auf.

⁷TAPS ist die Abkürzung für **T**wo **A**rm **P**hoton **S**pectrometer.

zer Mikrotron MAMI die $D_{13}(1520)$ -Resonanz⁸ in der Reaktion $\gamma p \rightarrow D_{13}(1520) \rightarrow \Delta^+(1232)\pi^0 \rightarrow p\pi^0\pi^0$ identifiziert werden [7, 8]. Da gegenüber MAMI der Bonner Elektronenbeschleuniger einen größeren Energiebereich des primären Photonenstrahls abdeckt, sollte das CB-ELSA-Experiment in der Lage sein, nicht nur jene $D_{13}(1520)$ -Resonanz zu bestätigen, sondern darüber hinaus weitere angeregte Baryonen höherer Massen zu finden, die sequentiell über $\Delta^+(1232)\pi^0$ zerfallen.

Für den Massenbereich unmittelbar oberhalb der $D_{13}(1520)$ -Resonanz liegen für die doppelte Pionen-Photoproduktion derzeit lediglich Daten vom ehemaligen Saphir-Experiment vor, das ebenfalls am Bonner Elektronenbeschleuniger durchgeführt worden ist. Jedoch konnte hierbei nur der geladene $p\pi^+\pi^-$ -Endzustand untersucht werden. Dieser hat für das Auffinden von *missing resonances* gegenüber des $p\pi^0\pi^0$ -Endzustandes jedoch den entscheidenden Nachteil, daß er von der diffraktiven Erzeugung des $\rho^0(770)$ dominiert wird. Hierbei handelt es sich um eine Produktion des ρ -Mesons im t-Kanal. Dies ist auf den Effekt der sogenannten Vektordominanz zurückzuführen, die innerhalb des Wechselwirkungsbereiches des Protons eine direkte Umwandlung des Photons in ein Vektormeson erlaubt. Die aus [9] entnommenen Spektren in Abbildung 1.1 zeigen deutlich, daß dieser

⁸In der Baryonenspektroskopie wird für N - und Δ -Resonanzen die Notation $L_{2I\ 2J}(M)$ verwendet. Hierbei bedeutet L der Bahndrehimpuls der Resonanz, der in der Pion-Nukleon-Streuung beobachtet wird, sowie I der Isospin, J der Gesamtdrehimpuls und M die Masse in der Einheit MeV/c^2 . Dagegen hat sich für die Λ - und Σ -Resonanzen die Notation $L_{I\ 2J}(M)$ etabliert.

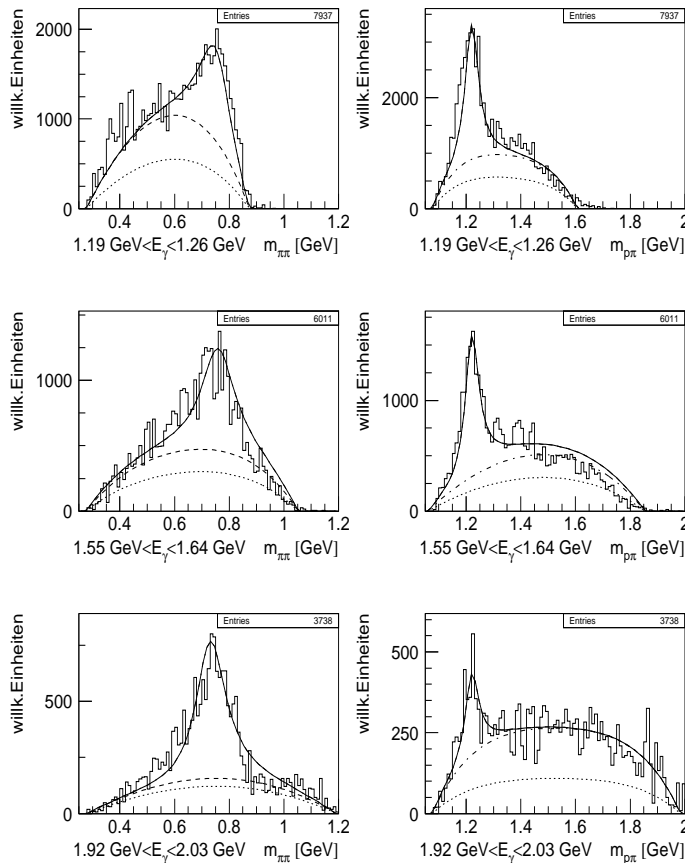


Abbildung 1.1: *Invariante $\pi^+\pi^-$ (links) und $p\pi^+$ -Masse (rechts) des $p\pi^+\pi^-$ -Endzustandes für verschiedene Photonenergien. Diese Spektren sind einer Analyse entnommen worden, die im Rahmen des Saphir-Experimentes durchgeführt worden ist [9]. Die punktierte Linie stellt den Phasenraum, die gestrichelte Linie den Phasenraum mit dem Δ^{++} -Beitrag und die strichpunktiertere Linie den Phasenraum mit dem ρ^0 -Beitrag dar.*

diffraktive Prozeß mit zunehmender Photonenenergie sogar stark ansteigt. Eine entsprechende diffraktive Produktion in der Reaktion $p\gamma \rightarrow p\pi^0\pi^0$ kann nicht auftreten, da die Auswahlregeln einen Zerfall des ρ -Mesons in $\pi^0\pi^0$ verbieten.

Desweiteren besteht die Möglichkeit, daß der $p\pi^0\pi^0$ -Endzustand neben dem $\Delta^+(1232)$ weitere Baryonen mit einem Zerfall in $p\pi^0$ beinhaltet. Hierfür kommen Reaktionskanäle wie beispielsweise $\gamma p \rightarrow P_{11}(1440)\pi^0 \rightarrow p\pi^0\pi^0$, $\gamma p \rightarrow D_{13}(1520)\pi^0 \rightarrow p\pi^0\pi^0$ und auch $\gamma p \rightarrow F_{15}(1680)\pi^0 \rightarrow p\pi^0\pi^0$ in Frage. Das Vorhandensein solcher Reaktionskanäle könnte einen entscheidenden Beitrag zum allgemeinen Verständnis des Photoproduktionsmechanismus und ebenfalls zum Auffinden fehlender Resonanzen liefern.

Neben Baryonenresonanzen können bei diesem Endzustand zudem auch Mesonen beobachtet werden, die in $\pi^0\pi^0$ zerfallen. Ein Kandidat hierfür ist das $f_0(980)$, da es eine starke Kopplung an diesen Zerfallskanal aufweist. Bei der Beobachtung einer möglichen $f_0(980)$ -Photoproduktion könnte man wichtige Erkenntnisse im Bereich der Mesonenspektroskopie sammeln (siehe dazu Kap. 1.3.2 (Struktur des $a_0(980)$)).

1.3.2 Die Reaktion $p\gamma \rightarrow p\pi^0\eta$

Dieser Reaktionskanal wurde bei den bisher durchgeführten Photoproduktionsexperimenten im Bereich niedriger Energien noch nicht untersucht. Da beim Studium des $p\pi^0\eta$ -Endzustandes viele interessante Aspekte hinsichtlich des Verständnisses sowohl über das Baryonen- als auch über das Mesonenspektrum verfolgt werden können, wurde von der CB-ELSA-Kollaboration hierfür ebenfalls ein Proposal erstellt [10]. Neben der allgemeinen Suche nach Baryonenresonanzen sollen folgende physikalische Fragestellungen verfolgt werden:

Suche nach Δ^* -Resonanzen negativer Parität, die in $\Delta^+(1232)\eta$ zerfallen

In den letzten Jahrzehnten wurden umfangreiche Analysen in der η -Photoproduktion durchgeführt. Hiermit war es möglich, sehr gezielt im Bereich des angeregten N^* -Baryonenspektrums Erkenntnisse zu sammeln, da aufgrund der Isospinerhaltung in der starken Wechselwirkung nur diese Resonanzen an den $N\eta$ -Kanal koppeln. Darüber hinaus ist das Studium unmittelbar oberhalb der $N\eta$ -Schwelle sehr sensitiv auf Zustände negativer Parität, da hierbei quasi nur eine S-Welle zwischen den beiden zerfallenden Teilchen auftreten kann⁹.

Bei diesen Analysen hat sich herausgestellt, daß die $N(1535)S_{11}$ -Resonanz mit 30–55% sehr dominant in $N\eta$ zerfällt. Legt man das Quark-Modell zugrunde, müßte es sich hierbei um einen Zustand handeln, bei dem eines der drei Konstituentenquarks einen relativen Bahndrehimpuls von $l=1$ besitzt, der antiparallel zum Gesamtspin von $s=1/2$ ausgerichtet ist und somit zu einem Gesamtdrehimpuls von $J=1/2$ sowie zu einer negativen Parität

⁹Die Dominanz der S-Welle in der Nähe der Produktionsschwellen ist auf die Drehimpulsbarriere zurückzuführen. In der starken Wechselwirkung bleibt die Parität erhalten, welche eine Folge der Invarianz unter Raumspiegelungen ist. Für den Zerfall $N^* \rightarrow N\eta$ gilt demnach: $P_{N^*} = P_N \cdot P_\eta \cdot (-1)^l$ (P =Parität, l =Bahndrehimpuls des Zweiteilchensystems). Da N die Quantenzahlen $J^P = 1/2^+$ und das η -Meson die Quantenzahlen $J^{PC} = 0^{-+}$ besitzen, muß für einen Bahndrehimpuls von $l=0$ die Parität der N^* -Resonanz negativ sein.

	J=1/2		J=3/2		J=5/2	
	Resonanz	Status	Resonanz	Status	Resonanz	Status
s=3/2	N(1650)S ₁₁	****	N(1700)D ₁₃	****	N(1675)D ₁₅	****
s=1/2	N(1535)S ₁₁ → Nη	****	N(1520)D ₁₃	****		
s=3/2	Λ(1800)S ₀₁	***	Λ(????)D ₀₃		Λ(1830)D ₀₅	****
s=1/2	Λ(1670)S ₀₁ → Λη	****	Λ(1690)D ₀₃	****		
s=3/2	Σ(1750)S ₁₁ → Ση	***	Σ(????)D ₁₃		Σ(1775)D ₁₅	****
s=1/2	Σ(1620)S ₁₁	**	Σ(1670)D ₁₃	**		
s=3/2	Δ(1900)S ₃₁	**	Δ(1940)D ₃₃ → Δη ?	*	Δ(1930)D ₃₅	***
s=1/2	Δ(1620)S ₃₁	****	Δ(1700)D ₃₃ → Δη ?	****		

Tabelle 1.2: Die Baryonen negativer Parität lassen sich sehr gut in das Schema des Quarkmodells einordnen. Die Anzahl der Sterne gibt den experimentellen Status nach PDB (Particle Data Book) [11] an. Hierbei gelten nur die ****- und ***-Resonanzen als etablierte Zustände. Zusätzlich sind in der Tabelle die beobachteten und erwarteten η-Zerfälle aufgelistet.

führt. Es bildet mit dem fast masseentarteten $N(1520)D_{13}$ ein Dublett mit $s=1/2$. Desweiteren sind insgesamt drei $s=3/2$ -Resonanzen mit einem Gesamtspin von $J=1/2, 3/2$ und $5/2$ bekannt, die ebenfalls eine negative Parität aufweisen. Somit 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 mit dem Quark-Modell, da für diese Quantenzahlkombinationen genau ein solches Tripletts erwartet wird¹⁰. Auffällig hierbei ist, daß sowohl die beiden $s=1/2$ - als auch die drei $s=3/2$ -Zustände ähnliche Massen aufweisen. Diese Eigenschaft zeigt sich auch bei allen anderen Baryonen negativer Parität, die in Tabelle 1.2 zusammengefaßt sind¹¹.

Bei den experimentellen Beobachtungen ist allerdings sehr überraschend, daß lediglich der $N(1535)S_{11}$ -Zustand sehr stark in $N\eta$ zerfällt, während alle übrigen N^* -Resonanzen eine äußerst geringe Kopplung an diesen Kanal aufweisen. Sogar bei der $N(1650)S_{11}$ -Resonanz liegt ein wesentlich geringeres Verzweungsverhältnis in diesen Endzustand vor, obwohl sie die gleichen Quantenzahlen sowie eine ähnliche Masse wie die $N(1535)S_{11}$ -Resonanz besitzt. Da diese Anomalie bisher nicht zufriedenstellend mit den Quarkmodell vereinbar war, führte dies zu unterschiedlichen und sich widersprechenden Interpretationen. So wird beispielsweise im Modell von Glozman und Riska [12] die Quark-Quark-Wechselwirkung durch den Austausch eines virtuellen Pions beschrieben. Mit der zusätzlichen Annahme einer Quark-Diquark-Struktur für Baryonen könnte somit die starke Kopplung der $N(1535)S_{11}$ -Resonanz an den $N\eta$ -Kanal erklärt werden. Hingegen wird in [13] diese Resonanz nicht als reiner Drei-Quark-Zustand, sondern als Baryon-Meson-Molekül angesehen.

Um ein besseres Verständnis über dieses Szenario zu gewinnen, könnte das Studium der η-Zerfälle anderer Baryonenresonanzen mit negativer Parität hilfreich sein. Bei den bis-

¹⁰Aufgrund der Dreiecksregel $|l-s| \leq J \leq l+s$ sind für ein System mit $s=3/2$ und $l=1$ insgesamt drei Kopplungen zum Gesamtimpuls von $J=1/2, 3/2$ und $5/2$ erlaubt.

¹¹Hierbei werden nur Baryonen berücksichtigt, die eine *strangeness* von weniger als 2 besitzen.

herigen Beobachtungen im Bereich der Λ -Resonanzen zeigt sich ebenfalls ein ähnliches Verhalten. Wie bei $N(1535)S_{11}$ wurde bei dem $\Lambda(1670)S_{01}$ -Zustand ein starker Zerfall in $\Lambda\eta$ festgestellt, während das entsprechende $s=1/2$ -Dublett $\Lambda(1690)D_{03}$ sowie die $s=3/2$ -Zustände keine Kopplung an diesen Kanal aufweisen. Diese Analogie läßt den Schluß zu, daß die η -Zerfälle für $s=3/2$ -Zustände unterdrückt sind, da hierfür eine Umorientierung eines Quarkspins erforderlich ist. Die besondere Zerfallscharakteristik der $N(1535)S_{11}$ - und $\Lambda(1670)S_{01}$ -Resonanz könnte damit erklärt werden, daß diese Resonanzen ihren relativen Bahndrehimpuls über die intrinsische Parität des η -Mesons abgeben. Dies kann in folgender Form dargestellt werden:

$$(\uparrow\downarrow\uparrow)_{l_q=1} \longrightarrow \left((\uparrow\downarrow\uparrow)_{l_q=0} + \eta \right)_{S\text{-Welle}}$$

bzw.

$$J_{N^*,\Lambda^*}^P = \frac{1}{2}^- \longrightarrow \left(J_{N,\Lambda}^P = \frac{1}{2}^+ + J_\eta^P = 0^- \right)_{S\text{-Welle}}$$

Hierbei bedeutet \uparrow die Ausrichtung der Quarkspins, l_q der relative Bahndrehimpuls eines der drei Quarks des zugrundeliegenden Baryons und J_X^P die Impuls-Parität-Quantenzahl J^P des Teilchens X.

Für die entsprechenden Dublett-Partner $N(1520)D_{13}$ sowie $\Lambda(1690)D_{03}$ ist dieser Zerfall verboten:

$$J_{N^*,\Lambda^*}^P = \frac{3}{2}^- \not\rightarrow \left(J_{N,\Lambda}^P = \frac{1}{2}^+ + J_\eta^P = 0^- \right)_{S\text{-Welle}}$$

Hingegen zeigt sich bei den Σ -Resonanzen eine andere Situation. Hierbei zerfällt der $s=3/2$ -Zustand $\Sigma(1750)S_{11}$ sehr stark in $\Sigma\eta$. Ein Grund für die Umorientierung eines Quarkspins ist möglicherweise der, daß die $\Sigma(1620)S_{11}$ -Resonanz wegen ihrer niedrigen Masse und somit aufgrund des zu geringen Phasenraums nicht in diesen Endzustand zerfallen kann. Darüber hinaus ist das Spektrum der Σ -Zustände negativer Parität noch weitgehend unbekannt, da laut PDB lediglich zwei Zustände etabliert sind. Dieser unzureichende experimentelle Status erschwert in einem erheblichen Maße eine Deutung dieses Szenarios.

Die derzeitigen Kenntnisse der η -Zerfälle im Bereich der Δ -Resonanzen sind ebenfalls außerordentlich gering. Bisher konnten lediglich mit Hilfe älterer Blasenkammerexperimente Wirkungsquerschnitte für einige feste Strahlimpulse in der Reaktion $\pi^\pm p \rightarrow \pi^\pm p \eta$ bestimmt werden [14]. Mit diesen zugrundeliegenden Daten konnten Hinweise auf die Erzeugung der $\Delta(1700)D_{33}$ -Resonanz gewonnen werden, die über die S-Welle in $\Delta(1232)\eta$ zerfallen soll [15]. Würde man jedoch die obigen naiven und lediglich auf Symmetrieeigenschaften begründeten Erwartungen zugrundelegen, dürfte nur die $\Delta(1940)D_{33}$ -Resonanz an den $\Delta\eta$ -Kanal koppeln:

$$(\uparrow\uparrow\uparrow)_{l_q=1} \longrightarrow \left((\uparrow\uparrow\uparrow)_{l_q=0} + \eta \right)_{S\text{-Welle}}$$

bzw.

$$J_{\Delta^*}^P = \frac{3}{2}^- \longrightarrow \left(J_\Delta^P = \frac{3}{2}^+ + J_\eta^P = 0^- \right)_{S\text{-Welle}}$$

Neuere Berechnungen von Capstick und Roberts [16] deuten hingegen darauf hin, daß die Δ^* -Resonanzen eine nahezu gleichmäßige Kopplung an den $\Delta\eta$ -Kanal aufweisen sollten.

Die unterschiedlichen und sich widersprechenden Interpretationen sowie die noch nicht ausreichenden experimentellen Erkenntnisse zeigen, daß ein intensives Studium in diesem Bereich der Baryonenspektroskopie notwendig ist. Das CB-ELSA-Experiment bietet geradezu ideale Voraussetzungen für die Suche nach angeregten Δ^* -Resonanzen negativer Parität, die in $\Delta^+(1232)\eta$ zerfallen. Da die $\Delta^+(1232)$ -Resonanz dominant an $p\pi^0$ koppelt, ist dieser Zerfallstypus ausschließlich in $p\pi^0\eta$ -Ereignissen zu erwarten.

Suche nach angeregten Baryonenresonanzen, die in $S_{11}(1535)\pi^0$ zerfallen

Die bisher bekannten angeregten Baryonenresonanzen weisen insofern ähnliche Zerfalls-schemata auf, als sie sich häufig über ein Oktett-Baryon und ein pseudoskalares Meson abregen. Darüber hinaus gibt es aber auch Fälle, bei denen ein angeregter Zustand über eine Kaskade mit der $\Delta(1232)$ -Resonanz und einem Pion als Zwischenzustand zerfällt. Mit dem $p\pi^0\eta$ -Endzustand können auch N^* - und Δ^* -Anregungen identifiziert werden, die möglicherweise sequentiell über den Zwischenzustand $S_{11}(1535)\pi^0$ zerfallen. Solche Reaktionskanäle sind bisher noch nicht untersucht worden und könnten neue Einblicke in der Baryonenspektroskopie liefern.

Die Struktur des skalaren $a_0(980)$ -Mesons

Eine in der Mesonenspektroskopie bis heute noch ungeklärte Frage ist die Einordnung der bekannten Zustände in das skalare Mesonennonett (Abb. 1.2). Dies ist darauf zurückzuführen, daß es zu viele Resonanzen gibt, die als Kandidaten für jenes Multiplett in Betracht kommen. Während nach der Entdeckung des $K^*(1430)$ die vier Mesonen mit *strangeness*-Inhalt gut etabliert sind, kommen für die übrigen Mitglieder dieses Nonetts diverse Zustände in Frage. Zunächst dachte man, daß das $a_0(980)$ der Isovektor, das $f_0(980)$ der Isoskalar des Oktetts sowie das $f_0(1370)$ sein Singulett-Partner seien. Jedoch wurde dieses Bild immer in Frage gestellt, da sowohl das $a_0(980)$ als auch das $f_0(980)$ sehr geringe Massen und Breiten aufweisen und insbesondere eine ungewöhnlich große Kopplung an

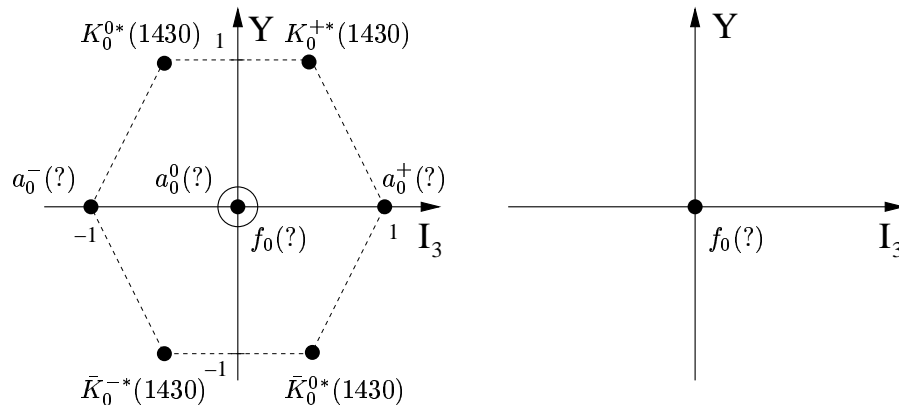


Abbildung 1.2: Das skalare $SU(3)_{Flavour}$ -Nonett mit der Auftragung der Hyperladung gegen die dritte Komponente des Isospins. Lediglich die eingetragenen Zustände $K^*(1430)$ gelten als etabliert.

das $K\bar{K}$ -System besitzen. Deshalb liegt für diese beiden Zustände ebenfalls eine Interpretation als $K\bar{K}$ -Molekül nahe. Dies konnte auch dadurch untermauert werden, daß weitere skalare Mesonen wie beispielsweise das $a_0(1450)$, das $f_0(1500)$ oder auch das $f_J(1710)$ beobachtet worden sind, die die frei gewordenen Plätze im Nonett einnehmen könnten. Jedoch zeigt insbesondere das von der Crystal Barrel-Kollaboration in unterschiedlichen Zerfallskanälen entdeckte $f_0(1500)$ [17] deutliche Hinweise darauf, daß es einen hohen gluonischen Anteil besitzt. Dieser Zustand kann als leichtester skalärer Gluonenball mit einer Mischung von gewöhnlichen $q\bar{q}$ -Mesonen aus dem skalaren Mesonnenonett erklärt werden [18]. All jene Deutungen der oben erwähnten Zustände und deren Einordnung in das diskutierte Multiplett hängen entscheidend davon ab, welche innere Struktur das $a_0(980)$ und auch das $f_0(980)$ -Meson besitzen.

Da der $a_0(980)$ -Zustand eine starke Kopplung an $\pi\eta$ aufweist, ist die Untersuchung des $p\pi^0\eta$ -Kanals geradezu ideal, um eine mögliche Produktion des neutralen Zustandes dieses Isovektors zu ermitteln. Hierbei kann die Art des Produktionsprozesses sowie die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts Aufschlüsse über die innere Struktur dieses Mesons geben. Wird eine diffraktive Erzeugung (über ρ -Streuung und ω -Austausch) beobachtet, könnten nämlich die Produktionsraten in Abhängigkeit von Targetmaterialien mit unterschiedlichen Nukleonenzahlen außerordentlich hilfreich sein. In diesem Falle besitzt das erzeugte Meson einen hohen Impuls im Laborsystem und legt eine Strecke von mehr als 1 fm zurück, ehe es zerfällt. In einem Target, das aus schweren Kernen besteht, kann es demnach mit den Nukleonen des Kernverbundes wechselwirken. Ist das $a_0(980)$ ein schwach gebundenes $K\bar{K}$ -Molekül, würde es leicht dissoziieren, so daß mit zunehmender Nukleonenzahl des Targetmaterials die Produktionsrate dieses Teilchens relativ zu gewöhnlichen Mesonen abnehmen sollte.

In älteren Photoproduktionsexperimenten konnte lediglich die Omega-Photon-Kollaboration eine starke Produktion geladener $a_0(980)$ -Mesonen bei einer Strahlenergie zwischen 25–55 GeV nachweisen [19]. Die ermittelten Wirkungsquerschnitte sind fast mit jenen der $b_1(1235)$ -Produktion identisch. Aufgrund dessen wurde gefolgert, daß das $a_0(980)$ wahrscheinlich eine $q\bar{q}$ -Struktur besitzt.

Kapitel 2

CB-ELSA-Experiment

Das Herz des Experiments bildet das Crystal Barrel-Kalorimeter. Dieses Kalorimeter wurde bereits zwischen den Jahren 1989 und 1996 für das Studium der Antiproton-Proton-Annihilation an Wasserstoff und Deuterium am Speicherring für niederenergetische Antiprotonen LEAR¹ des Großforschungszentrums CERN in Genf eingesetzt. Es war Hauptbestandteil eines Detektorsystems, daß die Aufgabe hatte, nicht nur die Topologie der Ereignisse nahezu über den gesamten Raumwinkel exklusiv zu erfassen, sondern darüber hinaus eine gute Energie- und Winkelauflösung der neutralen sowie eine genaue Impulsbestimmung der geladenen Endzustandsteilchen zu erzielen. Dieses Crystal Barrel-Experiment am LEAR konnte außerordentlich wichtige Ergebnisse im Studium des Antiproton-Proton-Annihilationsmechanismus, bei der Spektroskopie leichter Mesonen und auch bei der Suche nach exotischen Zuständen wie Glueballs, Hybride und Baryonia vorweisen.

Nachdem im Jahre 1997 der Betrieb des LEAR eingestellt worden ist, wurde entschieden, das Crystal Barrel-Kalorimeter am Bonner Elektronenbeschleuniger ELSA² für das Studium in der Photoproduktion einzusetzen. Dank dieses Detektors besteht die Besonderheit des so neu entstandenen CB-ELSA-Experiments darin, daß es in der Photoproduktion erstmals möglich ist, Ereignisse mit neutralen Mesonen über einen Raumwinkel von nahezu 4π vollständig zu erfassen.

2.1 Der Bonner Elektronenbeschleuniger ELSA

Für die Erzeugung des Photonenstrahls wird der Bremsstrahlungsprozeß ausgenutzt, indem Elektronen mit einer fest definierten Energie zwischen 0.5 GeV und 3.2 GeV auf ein Taggersystems (Kap. 2.2.1) gelenkt werden. Für die Bereitstellung eines solchen Elektronenstrahls steht der Bonner Beschleunigerkomplex ELSA zur Verfügung (Abb. 2.1).

Die Präparation dieses Teilchenstrahls erstreckt sich hierbei über mehrere Stufen. In der ersten Phase werden die aus einer Quelle extrahierten Elektronen mit Hilfe eines

¹Low Energy Antiproton Ring

²Elektronen Stretcher Anlage

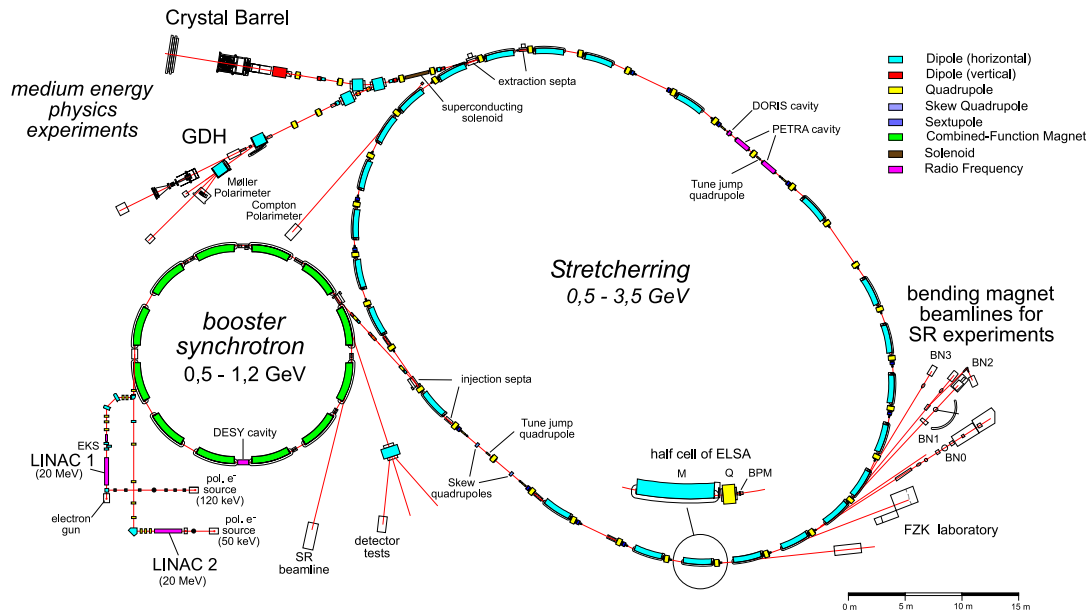


Abbildung 2.1: Übersicht der Bonner Elektronen Stretcher Anlage.

LINACs³ auf Energien von etwa 20 MeV vorbeschleunigt, ehe sie dann in das Booster-Synchrotron gelangen, wo sie eine Energie bis zu 1.2 GeV erreichen können. Anschließend erfolgt die Injektion in den ELSA-Ring, in dem eine Nachbeschleunigung bis maximal 3.2 GeV möglich ist. Das injizierte Elektronenpaket wird hierbei auseinandergezogen. Durch die Einspeisung mehrerer Synchrotronfüllungen vor dem Nachbeschleunigungsprozeß ist es möglich, eine fast kontinuierliche Füllung in ELSA zu erreichen. Der so präparierte Elektronenstrahl kann entweder für die Bonner Synchrotronstrahlungsexperimente über einen langen Zeitraum in ELSA gespeichert werden, oder in die Hallen der derzeit vorhandenen Experimente GDH⁴ sowie CB-ELSA extrahiert werden.

2.2 Der Gesamtaufbau des CB-ELSA-Experiments

Nachdem Anfang 1999 das Saphir-Experiment beendet worden ist, stand dessen Meßplatz dem neuen CB-ELSA-Experiment zur Verfügung. Die Umbauarbeiten waren Anfang Oktober 1999 weitestgehend abgeschlossen, so daß ab diesem Zeitpunkt die ersten Teststrahlzeiten stattfinden konnten.

Der Gesamtaufbau ist in Abb. 2.2 dargestellt. Die aus dem ELSA-Ring extrahierten Elektronen treffen auf ein Radiatortarget, an dem die für das Experiment benötigten Bremsstrahlungsphotonen erzeugt werden können. Danach werden die Elektronen durch einen Taggermagneten entsprechend ihrer Impulse abgelenkt. Jene Elektronen, die ein Bremsstrahlungsquant erzeugt haben, treffen auf das Detektorsystem des Taggers, das eine Energiemarkierung des Photonenstrahls ermöglicht. Hingegen werden diejenigen Elektronen,

³Linear accelerator

⁴Experiment zur Überprüfung der Gerassimov-Drell-Hearn-Summenregel.

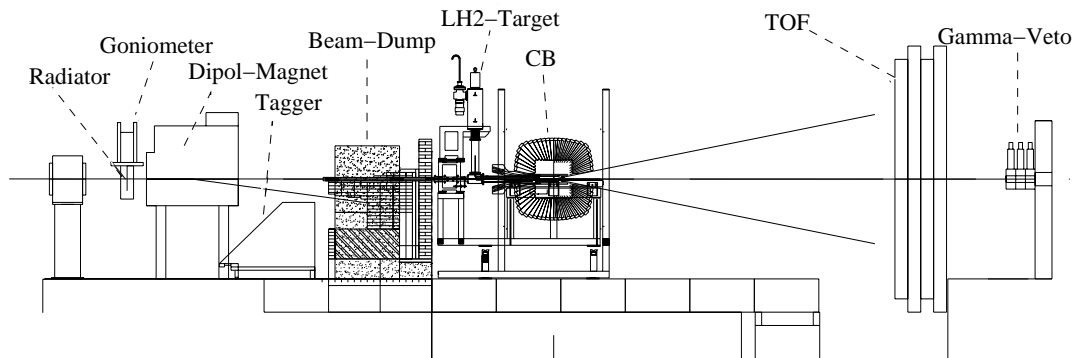


Abbildung 2.2: Gesamtübersicht des CB-ELSA-Experiments.

die keinem Bremsstrahlungsprozeß unterlagen, weniger stark abgelenkt und treffen auf einen Beamdump. Durch Wechselwirkungen mit dem Beamdump entstehen eine Reihe von Sekundärteilchen wie Photonen und Neutronen. Diese für das Experiment unerwünschte Untergrundquelle wird durch mehrere Lagen Blei, Eisen, Polyethylen und Borkarbid von sämtlichen Detektorkomponenten abgeschirmt.

Die energiemarkierten Bremsstrahlungsphotonen treffen auf das Flüssigwasserstoff-Target (LH₂-Target), in dem die gewünschte Photoproduktionsreaktion stattfinden soll. Der Nachweis der Reaktionsprodukte geschieht mit Hilfe des Crystal Barrel-Kalorimeters, das Photonen als Endzustandsteilchen sehr effizient erkennen, sowie ihre Energie und Bewegungsrichtung nachweisen kann. Unter Zuhilfenahme des Innendetektors ist es darüber hinaus möglich, geladene Teilchen zu rekonstruieren. Der durch das Austrittsloch dieser Detektoren nicht abgedeckte Akzeptanzbereich wird durch vier Flugzeitwände (TOF⁵) komplettiert, die eine Identifikation von Protonen ermöglichen sollen. Die TOF-Wände besitzen auf der Strahlachse eine Öffnung für einen hinter ihnen angeordneten Gamma-Veto-Detektor, der diejenigen energiemarkierten Photonen nachweist, die keine Reaktion im LH₂-Target ausgelöst haben.

2.2.1 Das Tagging-System

Das noch vorhandene Tagging-System des ehemaligen Saphir-Experiments [20, 21] konnte nach einigen Modifikationen übernommen werden. Dieses Tagging-System dient einerseits dazu, mit Hilfe des ELSA-Teilchenstrahls entweder einen polarisierten oder einen unpolarisierten Photonenstrahl zu erzeugen. Andererseits hat es die Aufgabe zu erfüllen, eine

⁵Time Of Flight

Energiemarkierung vorzunehmen, d.h. die Energie von jedem erzeugten Photon zu bestimmen, und ein Zeitstartsignal für ein mögliches Photoproduktionsereignis zu liefern.

Der Photonenstrahl entsteht dadurch, daß die aus dem ELSA-Ring extrahierten Elektronen auf ein Radiatortarget treffen, und dadurch Bremsstrahlungsphotonen erzeugt werden können. Ein solches Radiatortarget besteht aus einer Metallfolie, bei der eine Dicke zwischen $1/1000$ und $1/100$ Strahlungslänge gewählt wird. Durch die Wahl dieser geringen Strahlungslängen wird gewährleistet, daß das Elektron in der Regel nur einmal mit dem Radiatortarget wechselwirken kann und somit auch nur maximal ein Bremsstrahlungsquant erzeugt wird.

Während das erzeugte Photon in Strahlrichtung zum LH_2 -Target weiterfliegt, wird das Elektron entsprechend seines Impulses durch das Feld des Taggingmagneten abgelenkt. Durch einen ortsauflösenden Nachweis dieser Elektronen ist es möglich, ihre Energien zu bestimmen. Die Energie des Photons (E_γ) ergibt sich aus der Differenz der Elektronenenergie vor ($E_{e,vor}$) und nach ($E_{e,nach}$) der Wechselwirkung mit dem Radiator:

$$E_\gamma = E_{e,vor} - E_{e,nach}$$

Der mit Hilfe des Taggers erzeugte Photonenstrahl besitzt ein kontinuierliches Energiespektrum, das bei der Primärenergie der aus ELSA extrahierten Elektronen endet. Seine Intensität wird vom niederenergetischen Teil dominiert und nimmt proportional zum Kehrwert der Photonenenergie ab (Abb. 2.3). Desweiteren zeichnet sich ein so erzeugter Strahl durch einen Bremsstrahlkegel aus, der einen Öffnungswinkel von etwa einem Millirad besitzt [22]. Da es keine Möglichkeit gibt, den aus neutralen Projektilen bestehenden Strahl zu fokussieren, erhält man im Bereich der Flüssigwasserstoff-Zelle ein außerordentlich breites Strahlprofil. Aufgrund dessen ergeben sich extrem hohe Anforderungen an den

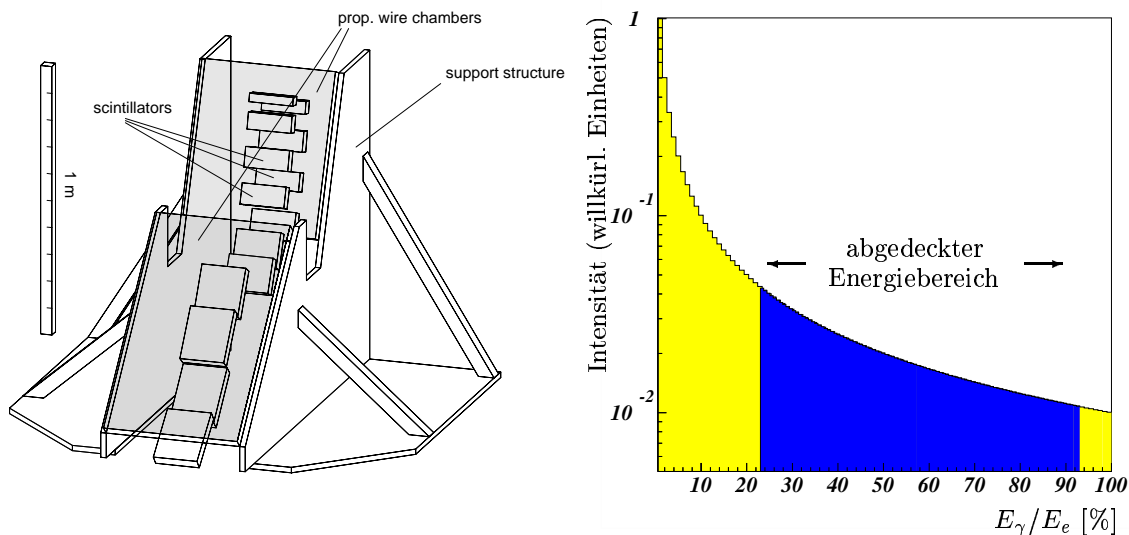


Abbildung 2.3: Zur Impulsbestimmung der abgelenkten Elektronen besitzt der Tagger eine Leiter von 14 Szintillatorlatten und zwei Propotionaldrahtkammern mit insgesamt 352 Drähten (linke Abb.). Die rechte Abbildung stellt das typische Bremsstrahlspektrum ($1/E_\gamma$ -Intensität) mit dem vom Tagger abgedeckten Energiebereich (dunkel hinterlegt) dar.

experimentellen Aufbau des Flüssigwasserstoff-Targets (Kap. 2.2.2, Anhang A).

Zum Nachweis der abgelenkten Elektronen werden 14 Szintillatorlatten und zwei Vieldrahtproportionalkammern eingesetzt (Abb. 2.3). Die Szintillatoren dienen in erster Linie dazu, ein schnelles Zeitstartsignal für ein erzeugtes Bremsstrahlungsphoton zu liefern. Um diese Zeitauflösung gegenüber der des ehemaligen Saphir-Experiments zu verbessern, wurden die 14 Zeitzähler anstelle einer einseitigen Auslese mit einer Auslese durch Photomultiplier an beiden Enden der Szintillatorlatten ausgestattet. Die relativ breiten Szintillatorlatten besitzen nur eine sehr geringe Orts- und somit Energieauflösung. Deshalb sind über den Szintillatoren zwei Proportionaldrahtkammern angebracht, die aus insgesamt 352 horizontal gespannten Drähten bestehen. Hiermit wird ein Energiebereich des markierten Photonenstrahls von etwa 23% — 93% der primären Elektronenenergie abgedeckt. Die Energieauflösung beträgt zwischen ca. 0.04% für hochenergetische Photonen bis ca. 4% für niederenergetische Photonen.

2.2.2 Das Flüssigwasserstofftarget

Von dem ehemaligen LEAR-Experiment wurden neben dem Crystal Barrel-Kalorimeter auch die wichtigsten Komponenten des Flüssigwasserstofftargets (LH_2 -Target) zur Verfügung gestellt. Die speziellen Anforderungen des Targets an die geplanten CB-ELSA-Experimente, die sich hauptsächlich aus dem breiten Photonenstrahl ergeben, machte eine wesentlich größere Zelle sowie eine komplett neue Targethalterung notwendig.

Die Besonderheit des Targets besteht darin, daß, um Akzeptanzverluste in den De-

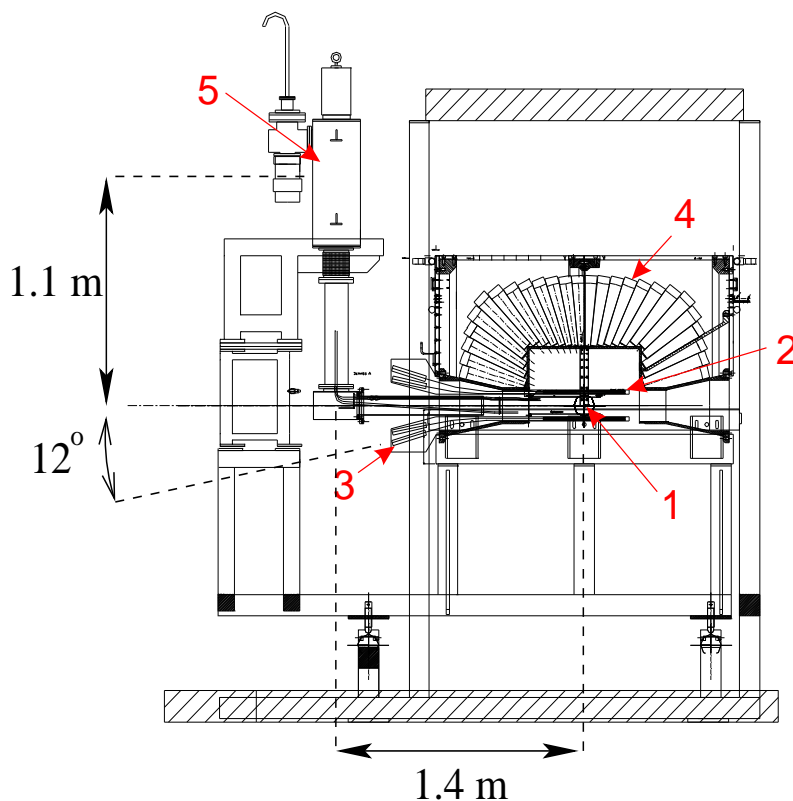


Abbildung 2.4: Schnittzeichnung des Crystal Barrel-Detektorsystems. Aufgrund der geometrischen Anordnung des Innendetektors(2) mit seinen zur Auslese notwendigen Photomultiplier(3) sowie der Kristalle des Kalorimeters(4), besitzt die Flüssigwasserstoffzelle(1) einen außergewöhnlich großen Abstand zum Verflüssiger(5).

tektorkomponenten zu vermeiden, ein ungewöhnlich großer Abstand von 2.5 m zwischen dem Verflüssiger und der sich im Zentrum des Kalorimeters befindlichen Zelle gewählt werden mußte (Abb. 2.4). Durch die damit nicht zu vermeidende horizontale Ausrichtung der Verbindungsrohre über 1.4 m ist man auf eine Anordnung mit zwei getrennten Wasserstoff-Kreisläufen angewiesen. Um zu gewährleisten, daß die Zelle jederzeit mit flüssigem Wasserstoff gefüllt ist, bestehen diese beiden getrennten Kreisläufe einerseits aus einem Kühlkreislauf, in dem vom Kaltkopf flüssiger Wasserstoff erzeugt wird, und andererseits aus der Targetzelle mit einem separaten Reservoir für gasförmigen Wasserstoff. Die Verflüssigung in der Zelle erfolgt über einen zwischen diesen beiden Systemen befindlichen Wärmetauscher. Ein großer Vorteil dieser Anordnung ist der, daß lediglich durch eine Messung des Gasdrucks im separaten Zellsystem eine permanente Kontrolle des Füllstands in der Zelle auch während einer Strahlzeit möglich ist.

Der sehr massive, aus wärmeleitfähigem Kupfer bestehende ringförmige Wärmetauscher wurde so platziert, daß er innerhalb des 12° -Raumwinkelbereiches des Eintrittslochs des Kalorimeters und somit außerhalb jeglicher Akzeptanzbereiche der Detektoren liegt (Abb. 2.5). Er besitzt einen Innendurchmesser von 4.8 cm . Hierdurch ist ein hinreichend großer Abstand zur Strahlachse gewährleistet, um Untergründereignisse durch den Photonenstrahl zu vermeiden.

Die eigentliche Zelle ist zylinderförmig mit einem Durchmesser von 3 cm und einer Länge von 5.1 cm ausgeführt und besteht lediglich aus einer strahlbeständigen Kaptonfolie, die für das Ein- und Austrittsfenster jeweils eine Dicke von etwa $80\ \mu\text{m}$ aufweist. Der Zylinder selbst besitzt eine Wandstärke von $125\ \mu\text{m}$. Die Zelle ist mit dem Wärmetauscher durch zwei etwa 17 cm lange Leitungen verbunden, die im sensitiven Bereich unmittelbar an der

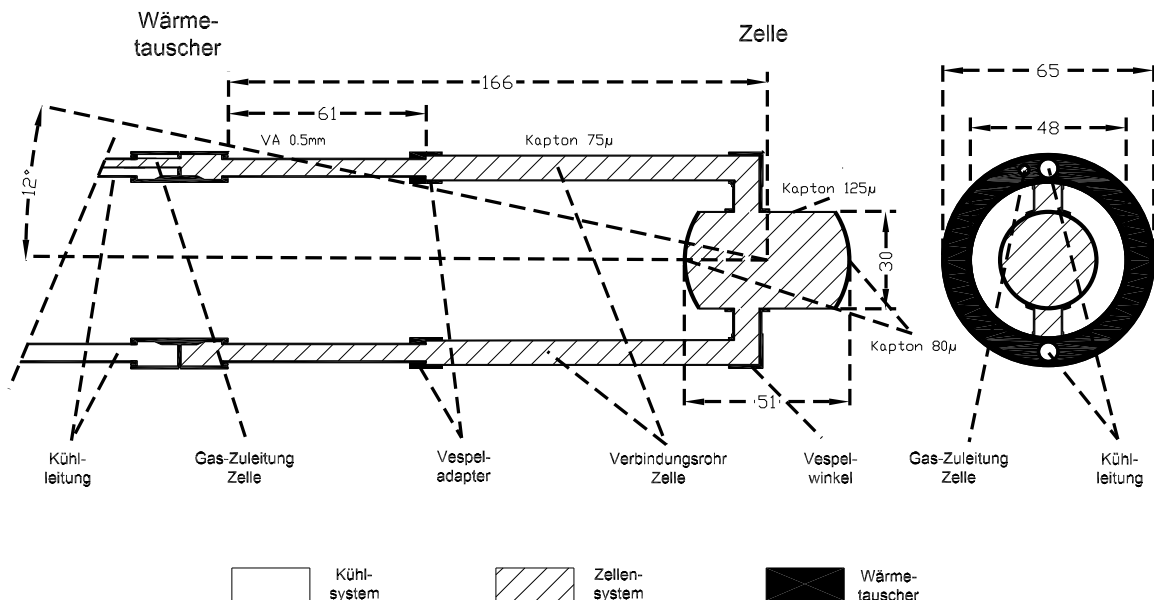


Abbildung 2.5: Seiten- und Frontansicht der Flüssig-Wasserstoff-Zelle und des Wärmetauschers.

Zelle aus $75\ \mu\text{m}$ dünnen Kaptonröhrchen bestehen.

Mit der so realisierten geometrischen Anordnung des Wärmetauschers, der Zelle und ihrer Verbindungsrohre ist eine optimale Anpassung an die speziellen Erfordernisse hinsichtlich der Vermeidung von Akzeptanzverlusten sowie von Untergründereignissen durch Wechselwirkungen mit dem energiemarkierten Photonenstrahl erreicht worden. Eine detaillierte Beschreibung des gesamten LH_2 -Targetsystems findet sich in Anhang A.

2.2.3 Der Innendetektor

Da mit Hilfe des Crystal Barrel-Kalorimeters eine Unterscheidung zwischen geladenen und neutralen Teilchen nicht möglich ist, wird für den Nachweis geladener Endzustandsteilchen ein Innendetektor benötigt. Der für das CB-ELSA-Experiment entwickelte Innendetektor [23] (Abb. 2.6) ist zylinderförmig um das LH_2 -Target angebracht und besteht aus 3 jeweils $40\ \text{cm}$ langen Kohlefaserzylindern mit den Radien $5.8\ \text{cm}$, $6.1\ \text{cm}$ sowie $6.4\ \text{cm}$, auf denen insgesamt 513 szintillierende Fasern angebracht sind. Die Fasern der äußeren Lage sind parallel zur Strahlachse orientiert, die der beiden inneren Lagen um $+25^\circ$ und -25° gegenüber der Strahlachse geneigt. Diese Topologie ermöglicht eine Ermittlung der Durchstoßpunkte, und somit unter Zuhilfenahme der Targetposition eine Bestimmung des Auftrefforts im Kalorimeter. Die geladenen Endzustandsteilchen können so viel Energie besitzen, daß sie nur einen Teil im Kalorimeter deponieren. Aufgrund dessen ist mit diesem Detektorsystem keine Energiebestimmung, sondern nur die Ermittlung der Flugrichtung geladener Teilchen möglich.

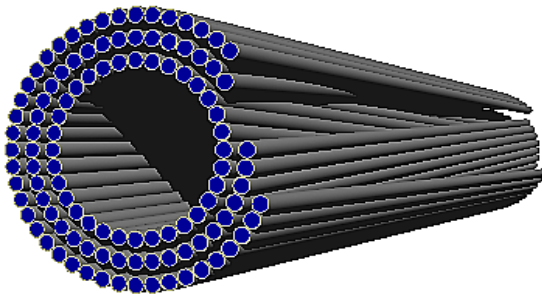


Abbildung 2.6: Zum Nachweis geladener Teilchen besteht der Innendetektor aus drei Lagen mit insgesamt 513 szintillierenden Fasern. Die Graphik soll lediglich die Ausrichtung der Fasern in den drei Lagen verdeutlichen ($+25^\circ$, -25° und parallel zur Strahlachse).

2.2.4 Das Crystal Barrel-Kalorimeter

Das Crystal Barrel-Kalorimeter [24] hat in erster Linie die Aufgabe, möglichst genau Energie und Flugrichtung von Photonen zu bestimmen, die hauptsächlich aus elektromagnetischen Zerfällen neutraler Mesonen stammen. Desweiteren kann es unter Zuhilfenahme des Innendetektors auch geladene Teilchen identifizieren.

Das Kalorimeter ist modular aufgebaut und besteht aus insgesamt 1380 einzelnen Kristallen, die in 26 konzentrischen Ringen faßförmig um die Strahlachse angeordnet sind (Abb. 2.7). Um Zugang zum Innendetektor sowie zum LH_2 -Target zu ermöglichen, ist es in zwei unabhängige Hälften unterteilt. Für den Teilchenstrahl besitzt das Kalorimeter 12° große

Ein- und Austrittsöffnungen. Trotz dieser Öffnungen überdeckt dieser Detektor immerhin einen geometrischen Raumwinkel von $97.8\% \cdot 4\pi$. Jeder einzelne Kristall überdeckt einen polaren Winkel von $\Delta\Theta = 6^\circ$, so daß aufgrund der Symmetrie des Kalorimeters 13 verschiedene Kristalltypen notwendig sind (Abb. 2.7). Die inneren Kristalle vom Typ 1–10 decken jeweils einen azimuthalen Winkel $\Delta\Phi = 6^\circ$ ab, wo hingegen die Typen 11–13 einen Winkel von $\Delta\Phi = 12^\circ$ erfassen.

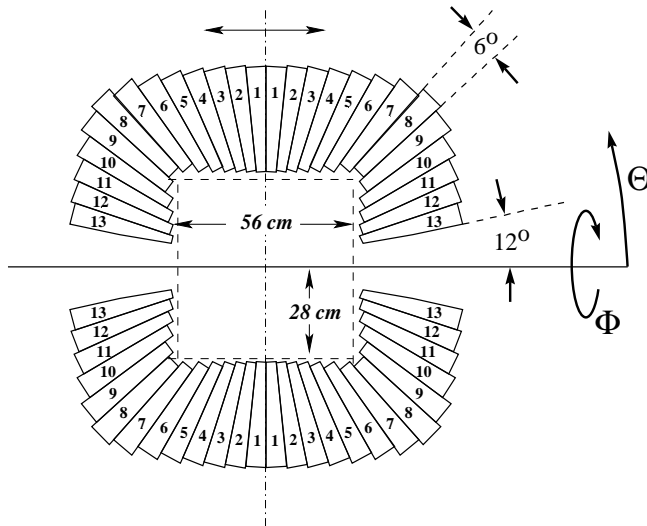


Abbildung 2.7: Kristallanordnung des Kalorimeters.

Die Kristalle bestehen aus Thallium (Tl) dotiertem Cäsium-Iodid (CsI) (Abb. 2.8). Ihr Vorteil gegenüber den oft verwendeten NaI-Kristallen liegt in ihrer geringeren Hygroskopie und im Besonderen in ihrer geringeren Strahlungslänge. Sie besitzen jeweils eine Länge von ca. 30 cm (entspricht ca. 16 Strahlungslängen), so daß Photonen mit Energien bis zu 2 GeV quasi ihre gesamte Schauerenergie in den Kristallen deponieren. Die Dotierung mit Thallium dient der Wellenlängenverschiebung des emittierten Szintillationslichts. Hierdurch wird eine höhere Lichtausbeute erzielt, da die Reabsorption dieses Lichts in den Kristallen unterdrückt ist. Zum mechanischen Schutz sind die Kristalle von einer Titanhülle umgeben. Diese wird ihrerseits von einer Kaptonfolie umschlossen, die die elektrische Isolation der einzelnen Module gegeneinander gewährleistet. Da sich das Kalorimeter beim ehemaligen CB-LEAR-Experiment in einem hohen Magnetfeld von 1.5 Tesla befand, ist es für den Nachweis des Szintillationslichts nicht mit Photomultipliern sondern mit Photodioden ausgestattet. Um das Szintillationslicht, das eine maximale Emission bei einer Wellenlänge von 550 nm aufweist, in den größten Empfindlichkeitsbereich der Photodioden (infrarotes Licht) umzuwandeln, werden Wellenlängenschieber aus Plexiglas verwendet. Diese 3 mm dicken Plexiglasplatten konzentrieren das Licht auf ihre dünnen Seitenkanten, auf denen die Photodioden angebracht sind. Deshalb ist die Verwendung von kleinen Photodioden möglich, die sich durch geringes Rauschen auszeichnen. Um Lichtverluste möglichst minimal zu halten, sind die übrigen Seiten mit reflektierendem Material beschichtet.

Auf der Rückseite des Kristalls ist ein Vorverstärker angebracht, der seine Signale über Shaper an ein für das CB-ELSA-Experiment neu implementiertes ADC-Auslesesystem [25]

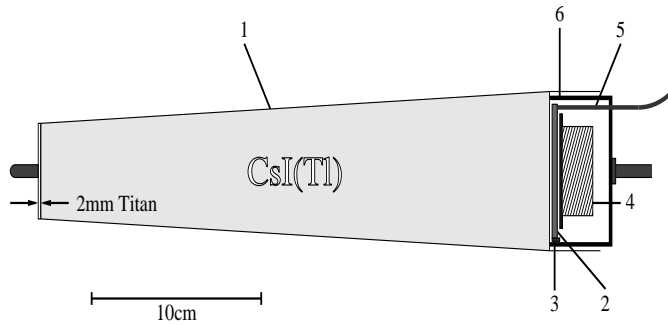


Abbildung 2.8: Das mit Thallium dotierte CsI-Kristallmodul besteht aus einer Titanhülle (1), einem Wellenlängenschieber (2), einer Photodiode (3), einer Leiterplatte mit Elektronik (4), einem Lichtleiter (5) und einer Haltestruktur (6).

weiterleitet⁶. Nach umfangreichen Tests hat man sich für Fastbus-ADCs vom Typ 1885F von LeCroy entschieden. Das aus einem Low- und High-Kanal bestehende System konvertiert die Signale mit einer sog. Dual-Range-Technik. Hierbei gehen die Signale sowohl in den Low- als auch High-Kanal. Eine interne ADC-Logik entscheidet erst danach, welcher der beiden Kanäle digitalisiert wird. Somit wird sowohl ein großer Energiebereich abgedeckt als auch eine hohe Energieauflösung bei niedrigen Energien erreicht.

Die Energiekalibrierung wird über Zerfälle der neutralen Pionen in zwei Photonen durchgeführt [26]. Hierbei werden in einem iterativen Verfahren die Kalibrationskonstanten für jedes Kristallmodul so ermittelt, 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. Für dieses Verfahren werden mehr als 10^5 π^0 -Zerfälle benötigt.

2.2.5 Das Flugzeitspektrometer

Das Flugzeitspektrometer [27] dient dem Nachweis geladener Teilchen, die in Vorwärtsrichtung durch das Austrittsloch des Crystal Barrels sowie des Innendetektors hindurchtreten. Es besteht aus insgesamt vier Wänden mit jeweils 15 Szintillatorlatten. Sie besitzen eine Länge von 3 m , eine Breite von 20 cm sowie eine Dicke von 5 cm , so daß jede Wand eine Fläche von $3 \times 3 \text{ m}^2$ abdeckt. Zum Zweck einer besseren Ortsauflösung sind die Latten abwechselnd horizontal und vertikal angeordnet, wobei die Latten der dritten und vierten Wand zudem um 10 cm gegenüber denen der beiden vorderen Wände versetzt sind (Abb. 2.9). Aufgrund dieser Anordnung kann der Auftreffort geometrisch auf eine Fläche von $10 \times 10 \text{ cm}^2$ genau bestimmt werden. Die Auslese geschieht über Photomultiplier, die beidseitig an den Enden der Szintillatorlatten angebracht sind. Unter Zuhilfenahme der TDC-Informationen⁷ wird eine Ortsauflösung erreicht, die sowohl in horizontaler als auch vertikaler Richtung besser als 5 cm ist. Mit den Flugzeiten und den Energieabgaben in den Szintillatorlatten kann eine Unterscheidung zwischen langlebigen geladenen hadronischen Reaktionsprodukten und geladenen Untergrundteilchen, wie Elektronen und Positronen,

⁶Am Ausgang des Vorverstärkers besitzt das Signal eine Pulshöhe von etwa 1.5 V/GeV mit einer Anstiegszeit von $10\text{--}15 \mu\text{s}$ und einer Abfallzeit von ca. $200 \mu\text{s}$. Die Shaper wandeln dieses Signal für das ADC-System so um, daß es eine Länge von etwa $7 \mu\text{s}$ und eine zum Energiedeposit proportionale Fläche besitzt. Die relative Energieauflösung für Photonen beträgt etwa $\Delta E/E = 2\text{--}3\% \sqrt[4]{E/\text{GeV}}$.

⁷Time to Digital Converter

getroffen werden. Ein Nachweis von Neutronen ist mit gewissen Einschränkungen ebenfalls möglich. Um eine Wechselwirkung mit dem primären Photonenstrahl zu vermeiden, wurde aus jeder Wand jeweils die mittlere Latte entfernt.

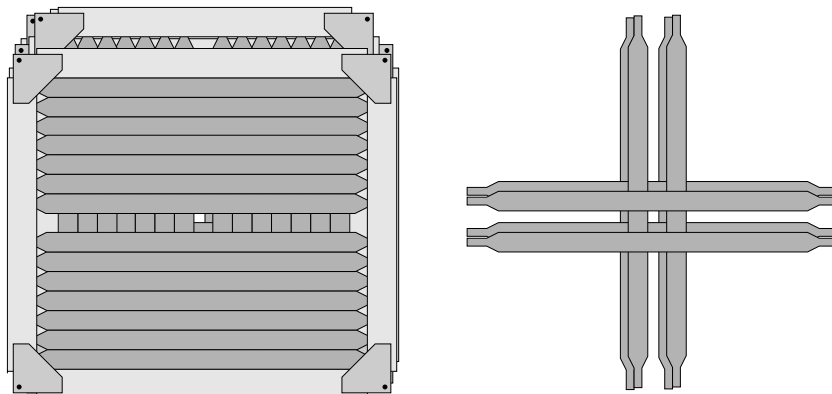


Abbildung 2.9: Das Flugzeitspektrometer besteht aus 4 Wänden mit jeweils 15 Szintillatorklatten. Um eine hohe Ortsauflösung zu erhalten, sind diese abwechselnd horizontal und vertikal angeordnet sowie die Klatten der dritten und vierten Wand gegenüber denen der ersten beiden Wände leicht versetzt (rechts). Wegen des primären Photonenstrahls sind jeweils die mittleren Szintillatoren entfernt worden.

2.2.6 Der Gamma-Veto-Detektor

Der hinter den TOF-Wänden angebrachte Gamma-Veto-Detektor (Abb. 2.10) weist diejenigen energiemarkierten Photonen nach, die keine Reaktion im Target ausgelöst haben. Die Nachweismethode geschieht indirekt, in dem Cherenkovlicht von einem vom Photon ausgelösten elektromagnetischen Schauer detektiert wird.

Er ist aus drei zylindrischen Modulen aufgebaut, die jeweils eine Länge von 10 cm und einen Durchmesser von 10,5 cm aufweisen. Jedes Modul besitzt 10 Bleischeiben mit einer Dicke von 1 mm, die in gleichmäßigen Abständen von 10 mm angeordnet sind. Die Zwischenräume sind mit Mineralöl als Cherenkov-Radiator gefüllt. Desweiteren ist im Mineralöl ein Wellenlängenschieber aufgelöst, der das gerichtete Cherenkov-Licht vom Wellenlängenbereich zwischen ca. 310–380 nm in isotropes Licht mit einer Wellenlänge zwischen 390–450 nm umwandelt. Dieses wird mit Hilfe von jeweils zwei Photomultipliern ausgelesen, die an den Seiten der Module angebracht sind.

2.2.7 Das Triggersystem und die Datenerfassung

Die relativ hohe Reaktionsrate im Vergleich zu der Zeit, die für die Datenverarbeitung und -speicherung eines Ereignisses benötigt wird, macht es unmöglich, sämtliche Ereignisse aufzuzeichnen. Da nur bestimmte und in der Regel sehr selten auftretende Reaktionskanäle von Interesse sind, wird zur Anreicherung solcher Ereignisse ein schnelles Triggersystem

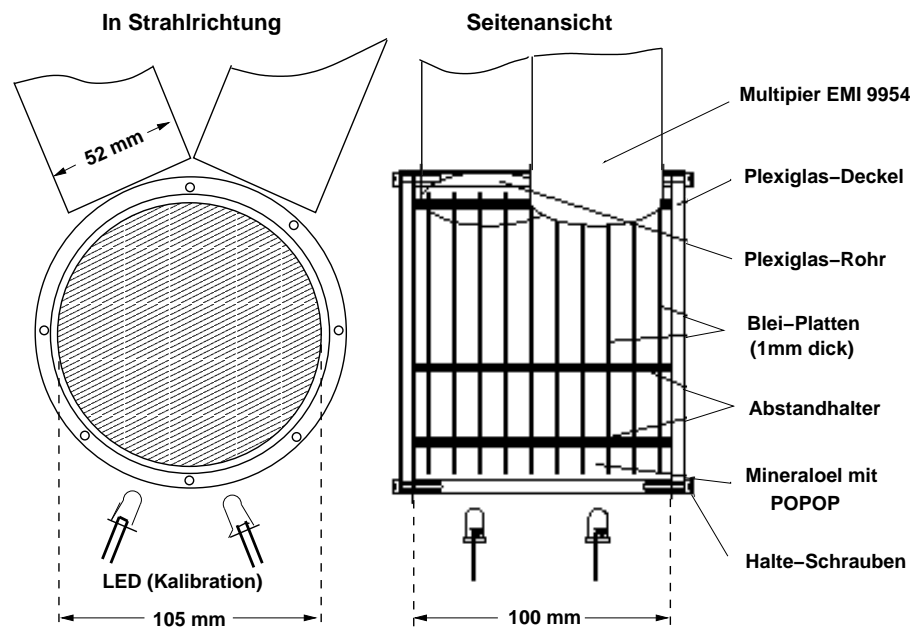


Abbildung 2.10: Aufbau eines Moduls des Gamma-Veto-Detektors als Querschnittzeichnung in Strahlrichtung (links) und Längsrichtung (rechts).

eingesetzt, das hierarchisch aus zwei Stufen aufgebaut ist. Es ist nach dem Prinzip wachsender Komplexität angeordnet. Dadurch wird eine Minimierung der Totzeit erreicht, da der ansteigende Zeitaufwand einer Triggerentscheidung mit der abnehmenden Zahl zu untersuchender Ereignisse korreliert ist.

In der ersten Stufe werden alle Informationen von Detektorkomponenten verarbeitet, die ein schnelles Signal liefern. Hierbei wird mit Hilfe des Tagging-Systems und des Gamma-Veto-Detektors durch eine Antikoinzidenz gefordert, daß ein Bremsstrahlungsphoton überhaupt erzeugt worden ist und zudem eine Reaktion im Target ausgelöst hat. Desweiteren sind zur Erkennung eines geladenen Endzustandsteilchens auch die schnellen Informationen des Innendetektors und der Flugzeitwand in dieser Triggerstufe integriert. Die zweite Stufe bildet der **Fast Cluster Encoder (FACE)** [28], mit dem es möglich ist, eine bestimmte Anzahl von Clustern im Kalorimeter zu fordern, welche ein unmittelbares Maß für die Photonenmultiplizität eines Ereignisses darstellt. Ein sogenanntes Cluster ist ein zusammenhängendes Gebiet von Kristallen mit Energiedepositionen, das in der Regel von dem elektromagnetischen Schauer der Sekundärteilchen eines in das Kalorimeter eingetretenen Photons hervorgerufen wird (Kap. 3.1). Zur schnellen Erkennung solcher Cluster basiert der FACE auf einem komplex angeordneten Zellularlogik-Chip.

Ein Wechsel der Triggerkonfigurationen kann über eine Software vorgenommen werden und ist deshalb auch während einer Strahlzeit ohne Verzögerung möglich.

Für den Fall, daß eine Reaktion die geforderten Triggerbedingungen erfüllt, werden die digitalisierten Daten eines solchen Ereignisses auf DLT-Bänder gespeichert. Hierfür liest die für das CB-ELSA-Experiment neu entwickelte Datenerfassung [29] die Informationen der einzelnen Detektorkomponenten parallel aus (local event builder), die dann durch einen

globalen Ereignisprozessor (global event builder) für jedes einzelne Ereignis in das ZEBRA-Datenformat [30] zusammengefaßt werden. Während der Strahlzeit kann mit Hilfe einer Run-Kontrolle [31] dieser komplexe Vorgang der Datenerfassung kontinuierlich überwacht und gesteuert werden.

2.2.8 Alternative Vorwärtsdetektoren für zukünftige Experimente

Für zukünftige Experimente ist geplant, das derzeitig vorhandene Flugzeitspektrometer durch andere Vorwärtsdetektoren zu ersetzen, die den jeweiligen experimentellen Erfordernissen Rechnung tragen.

Der TAPS-Detektor

Für die im Herbst 2001 beginnende zweite Meßperiode wird der TAPS-Detektor [32] eingesetzt. Er ist ein elektromagnetisches Kalorimeter, das modular aus BaF_2 -Modulen aufgebaut ist. Vor jedem Modul befindet sich ein Plastikszintillator, der eine Unterscheidung zwischen geladenen und neutralen Teilchen ermöglicht. Die Anordnung der Kristalle kann je nach experimentellen Gegebenheiten variiert werden. Für den Aufbau am CB-ELSA-Experiment ist eine hexagonale Wand mit insgesamt 522 Modulen vorgesehen, die für den primären Photonenstrahl sowie für den Gamma-Veto-Detektor in ihrem Zentrum ein Loch aufweisen soll (Abb. 2.11). Dieser Aufbau deckt insgesamt einen Polarwinkel von 30° in Vorwärtsrichtung ab. Da in dieser Konfiguration der TAPS-Detektor gegenüber dem Crystal Barrel-Kalorimeter eine höhere Winkelauflösung aufweist und zudem schnellere Signale liefert, werden aus diesem Kalorimeter die vordersten drei Kristalllagen mit ihren Haltestrukturen entfernt.

Die so vorgesehene Anordnung ist geradezu optimal für den Nachweis von Photonen und

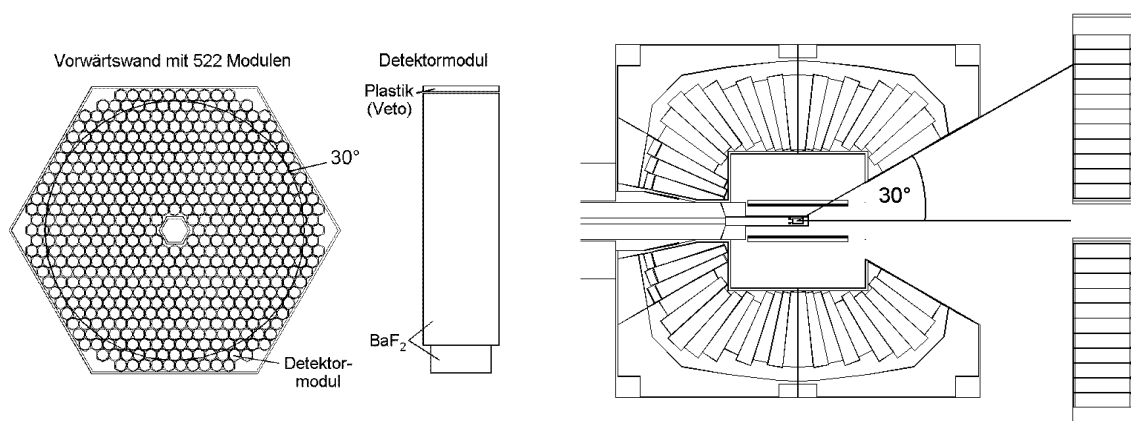


Abbildung 2.11: Die linke Abbildung zeigt die vorgesehene Kristallanordnung des TAPS-Detektors sowie ein BaF_2 -Modul. Die Kombination mit dem Crystal Barrel-Detektor ist rechts dargestellt.

auch von geladenen Teilchen in Vorwärtsrichtung. Dies hat insbesondere erhebliche Vorteile für die Erfassung von Ereignissen bei hohen Energien, da hierbei durch den Lorentzboost sehr viele Endzustandsteilchen in Strahlrichtung emittiert werden. Somit wird der Akzeptanzbereich, der durch das Austrittsloch des Crystal Barrel-Kalorimeters etwas eingeschränkt ist, in idealer Weise durch die Hinzunahme des TAPS-Detektors vergrößert.

Das Magnetspektrometer

Das Magnetspektrometer kann sehr präzise den Impuls eines Protons bestimmen. Hierfür wird dessen Spur mit Hilfe von Proportionaldrahtkammern vor und hinter einem Dipolmagneten rekonstruiert. Bei der Kenntnis des Magnetfeldes ist somit eine außerordentlich präzise Bestimmung des Impulses möglich.

Das Spektrometer deckt nur einen sehr kleinen geometrischen Raumwinkelbereich ab. Es soll daher für das Studium der schwelennahen Mesonenproduktion von η , ω sowie η' eingesetzt werden. Hierfür reicht der geometrische Akzeptanzbereich des Magnetspektrometers aus, da die Protonen unter sehr kleinen Winkeln in Vorwärtsrichtung emittiert werden.

Kapitel 3

Ereignisrekonstruktion

Die dieser Arbeit zugrundeliegenden Resultate berücksichtigen nicht die Informationen des Flugzeitspektrometers. Die Strategie der Ereignisrekonstruktion beschränkt sich daher auf die Rekonstruktion der Photonen im Kalorimeter, dem Nachweis der Protonen mit Hilfe des Innendetektors sowie den Informationen des energiekalibrierten Tagging-Systems. Da die meisten Ereignisse exklusiv gemessen werden können, sind sie kinematisch überbestimmt. Hierdurch ist es möglich, eine kinematische Anpassung der Ereignisse vorzunehmen, womit nicht nur eine Verbesserung des Datensatzes erreicht wird, sondern auch eine außerordentlich effiziente Selektionsmöglichkeit zur Verfügung steht und darüber hinaus sämtliche Zwischen- und Endzustände rekonstruiert werden können.

3.1 Die Photonenrekonstruktion im Kalorimeter

Die mit dem Kalorimeter nachzuweisenden Photonen sind hauptsächlich Zerfallsprodukte von neutralen Mesonen und besitzen Energien bis etwa 2000 MeV . Beim Auftreffen eines solchen Photons auf einen Kristall wird es in der Regel sofort durch Paarzeugung in ein Elektron und Positron vernichtet. Diese Sekundärteilchen besitzen so viel kinetische Energie, daß sie durch Bremsstrahlung weitere Photonen erzeugen, die ihrerseits durch Paarbildung vernichtet werden. Dieser Vorgang wiederholt sich etliche Male, so daß eine Teilchenlawine aus Elektronen, Positronen und Photonen ausgelöst wird. Diese Lawine bricht erst dann ab, wenn die erzeugten Teilchen nur noch so wenig Energie besitzen, daß ein Paarbildungsprozeß unmöglich wird. Die Energie der elektrisch geladenen Teilchen wird dann durch Anregung der Kristallmoleküle in Szintillationslicht umgewandelt. Dieser außerordentlich komplexe Vorgang wird in diesem Zusammenhang auch als elektromagnetische Schauerbildung bezeichnet.

Die Ausdehnung eines solchen elektromagnetischen Schauers ist materialabhängig, wobei als Maß für die Ausdehnung in longitudinaler Richtung die Strahlungslänge X_0 und in transversaler Richtung der Moliere-Radius R_M dient. Für CsI-Kristalle beträgt die Strahlungslänge $X_0 = 1.86 \text{ cm}$ sowie der Moliere-Radius $R_M = 4.1 \text{ cm}$. Die Länge der im Kalorimeter verwendeten Kristalle wurde mit 30 cm (dies entspricht 16.1 Strahlungslängen)

so gewählt, daß der größte Teil der Schauerenergie eines 2-GeV-Photons in den Kristallen deponiert wird. Hierbei wird 99% der Energie in drei Moliere-Radien absorbiert. Die Anzahl der von den Photodioden absorbierten Szintillationsquanten ist ein Maß für die Energie des in das Kalorimeter eintretenden Primärphotons.

Aus der Größe des Moliere-Radius kann entnommen werden, daß sich ein elektromagnetischer Schauer in der Regel über ein zusammenhängendes Gebiet von mehreren Kristallen ausbreitet. Solche zusammenhängenden Gebiete werden auch als Cluster bezeichnet. Aufgrund dessen, daß in mehreren Kristallen Energie deponiert wird, kann der Auftreffort des Primärphotons mit einer besseren Auflösung bestimmt werden als jene, die durch eine Kristallfrontfläche gegeben ist. Für die Energie- und Ortsbestimmung ist eine Rekonstruktion notwendig, die auf einen in die Analyse-Software implementierten Algorithmus beruht.

3.1.1 Energie- und Ortsbestimmung

Die Rekonstruktion eines Photons basiert auf einem Algorithmus [33], der aus den Energieeinträgen der einzelnen Kristalle auf ein in das Kalorimeter eintretendes Photon schließt, und dessen Energie sowie seinen Auftreffort berechnet. Zur Rauschunterdrückung werden nur jene Kristalle berücksichtigt, die einen Energieeintrag oberhalb einer Schwelle E_{Kr}^{Schw} besitzen. Anschließend wird ein zusammenhängendes Gebiet solcher Kristalle zu einem Cluster zusammengefaßt, wenn dessen Energiesumme oberhalb von E_{Cl}^{Schw} liegt. Innerhalb eines Clusters wird dann nach lokalen Energiemaxima gesucht, die dadurch definiert sind, daß ein Kristall einen größeren Energieeintrag als alle seine Nachbarn besitzt. Falls es nur ein Maximum in einem Cluster gibt, wird dies als ein PED¹ identifiziert. Ein PED ist mit einem Teilchen gleichzusetzen, dessen Energie in diesem Fall durch die gesamte Clusterenergie E_{Cl} gegeben ist.

Besteht ein Cluster aus mehreren lokalen Maxima, wird das globale Maximum in jedem Fall als PED identifiziert. Die übrigen lokalen Maxima werden dann als weitere Teilchen angesehen, wenn die jeweiligen Zentralkristalle oberhalb der Schwelle E_{Zentr}^{Schw} liegen, und die zu diesen lokalen Maxima ermittelten Energiedepositionen E_{PED_j} größer als die für ein PED relevante Schwelle E_{PED}^{Schw} sind. Als Maß für die Energiedeposition des j-ten Teilchens innerhalb eines Clusters dient die Energiesumme E_{j9} . Sie setzt sich aus den Energieeinträgen des j-ten lokalen Maximums und seinen in der Regel acht unmittelbaren Nachbarn zusammen.² Seine Energiedeposition wird so ermittelt, daß die Clusterenergie E_{Cl} mit E_{j9} gewichtet wird:

$$E_{PED_j} = \frac{E_{j9}}{\sum_{i \in PED_s} E_{i9}} \cdot E_{Cl} \quad (3.1)$$

Monte-Carlo-Studien haben ergeben, daß die so ermittelten Energien von den wahren Photonenenergien etwas abweichen. Diese Abweichung wird mit einer Funktion korrigiert, die exponentiell von der Energie und der Θ -Richtung der Kristallringe abhängig ist:

¹Particle Energy Deposit

²Für den Fall, daß sich ein Kristall in der direkten Nachbarschaft von mehreren lokalen Maxima befindet, wird bei der Berechnung von E_{j9} nur ein bestimmter Anteil seines Energieeintrags berücksichtigt. Dieser Anteil entspricht jenem des Energieeintrags des relevanten Zentralkristalls an der Energiesumme aller Zentralkristalle, deren lokale Maxima sich in der direkten Nachbarschaft befinden.

$$E_\gamma(\Theta, E_{Rek}) = (k_0(\Theta) + k_1(\Theta) \cdot e^{-k_2(\Theta) \cdot E_{Rek}}) \cdot E_{Rek} \quad (3.2)$$

Für die Ortsrekonstruktion wird jedem Kristall ein Wichtungsfaktor zugeordnet. Die Ermittlung der Φ - und Θ -Richtung bezogen auf den Mittelpunkt der Targetzelle erfolgt dadurch, daß mit diesen Wichtungsfaktoren über die Position von allen zu einem PED gehörenden Kristallen summiert wird:

$$(\theta, \phi)_{PED} = \sum_{\text{Kristalle } i} \frac{w_i \cdot (\theta, \phi)_i}{\sum_{\text{Kristalle } j} w_j} \quad (3.3)$$

Hierbei wird eine logarithmische Energiewichtung mit $w_i = \max\{0; 4.25 + \ln(\frac{E_i}{E_{PED}})\}$ benutzt, da die radiale Energieverteilung in einem elektromagnetischen Schauer exponentiell abfällt [26].

Fehlinterpretationen bei der Photonenerkennung — Wahl der Schwellenergien

Die oben beschriebene Rekonstruktionsmethode für Photonen kann zu Fehlinterpretationen führen, die im Wesentlichen zwei Ursachen haben. Einerseits können aufgrund der im Algorithmus benutzten Energieschwellen niederenergetische Photonen unterdrückt werden, was zu einer verminderten Photonenmultiplizität führt. Andererseits kann sich eine weitere Fehlerquelle aus der elektromagnetischen Schauerfluktuation ergeben. Die Elementarprozesse der Schauerbildung gehorchen den Gesetzen der Quantenmechanik und sind rein statistischer Natur. Diese Fluktuationen können zum Teil so groß sein, daß sie zu mehreren lokalen Maxima führen. Entspricht ein solches Maximum den Anforderungen eines PEDs, wird es somit fälschlicherweise als ein Photon aufgefaßt. Hierbei wird auch von einem elektromagnetischen Splitoff gesprochen, das in der Regel eine niedrige Energiedeposition besitzt [34].

Um diese Fehlinterpretationen so gering wie möglich zu halten, müssen die für den Algorithmus notwendigen Energieschwellenwerte optimal gewählt werden. Sind sie zu niedrig, werden zu viele Splitoffs als Photonen aufgefaßt. Im Falle zu hoch eingestellter Schwellen werden Splitoffs zwar stark unterdrückt, aber es bleiben dadurch auch zu viele niederenergetische Photonen unerkant. Untersuchungen haben gezeigt, daß die Schwellenwerte

- $E_{Kr}^{Schw} = 1 \text{ MeV}$,
- $E_{Zentr}^{Schw} = 13 \text{ MeV}$,
- $E_{PED}^{Schw} = 20 \text{ MeV}$ und
- $E_{Cl}^{Schw} = 20 \text{ MeV}$

zufriedenstellende Ergebnisse liefern.

Neben den Photonen erzeugen auch Protonen sowie geladene Pionen und Kaonen PEDs im Kalorimeter. Sind diese geladenen Teilchen niederenergetisch, geben sie ihre gesamte kinetische Energie an die Kristalle ab. Im hochenergetischen Falle wird gemäß der

Bethe–Bloch–Relation nur ein bestimmter Teil ihrer Energie im Kalorimeter deponiert. Da ausschließlich mit Hilfe des Crystal Barrel–Kalorimeters keine Unterscheidung von den Photonen möglich ist, wird zur Identifikation der geladenen Teilchen der Innendetektor benötigt.

3.2 Der Nachweis geladener Teilchen — Matching

Tritt ein geladenes Teilchen durch den Innendetektor hindurch, kann aus den Informationen, die die szintillierenden Fasern in den drei zylindrischen Lagen liefern, ein Durchstoßpunkt ermittelt werden. Unter der Annahme, daß die Reaktion im Targetmittelpunkt stattgefunden hat, legt der Durchstoßpunkt die Bewegungsrichtung des Teilchens fest. Ein solches Teilchen erzeugt in der Regel auch ein PED im Kalorimeter. Die Zuordnung zu dem entsprechenden PED erfolgt durch den Vergleich der rekonstruierten Richtungen (Matching). Hierbei wird zunächst aus allen Durchstoßpunkt–PED–Kombinationen diejenige mit der kleinsten Winkeldifferenz³ ermittelt. Weist diese Kombination eine Winkeldifferenz von weniger als $\Delta\Phi=14^\circ$ und $\Delta\Theta=20^\circ$ auf, wird jenes PED als Einschlag eines geladenen Teilchens gedeutet. In den Histogrammen der Abb. 3.1 handelt es sich um selektierte 3–PED–Ereignisse, wobei die Winkeldifferenzen dieser Kombination weiß hinterlegt sind. Hierbei ist ein deutlicher Peak um Null sowohl in der Φ – als auch in der

³Hierunter ist zu verstehen, daß der Wert $\Delta\Theta^2 + \Delta\Phi^2$ am kleinsten ist.

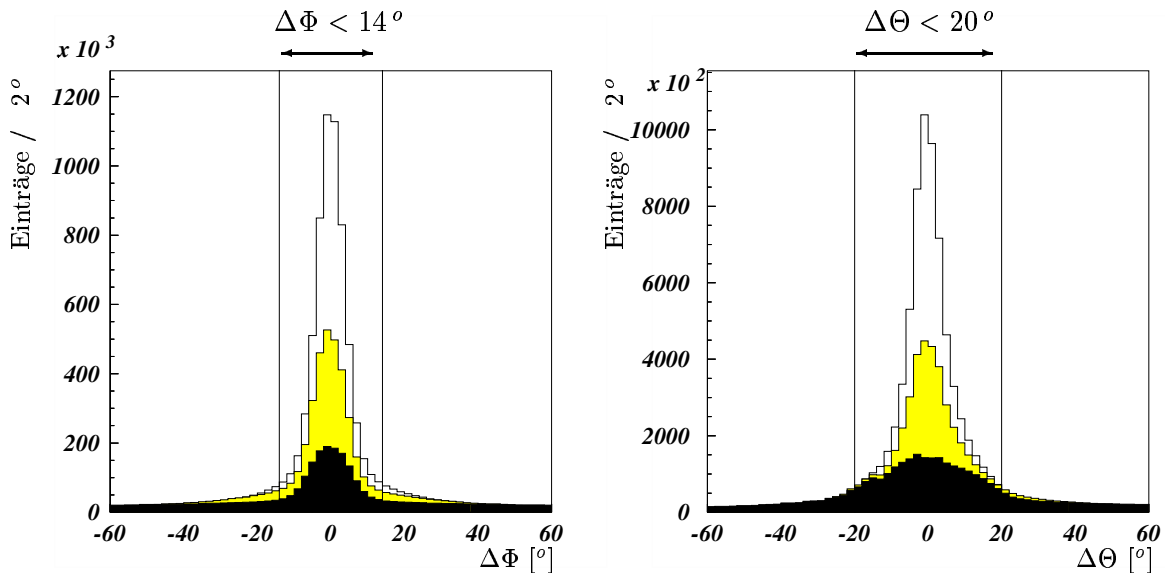


Abbildung 3.1: Winkeldifferenz in Φ - (links) und Θ -Richtung (rechts) zwischen einem Durchstoßpunkt des Innendetektors zum am nächsten gelegenen PED (3–PED–Ereignisse) aus Sicht des Targetzentrums. Bei dem weiß hinterlegten Histogrammen handelt es sich um Ereignisse, bei denen mindestens ein geladenes Teilchen mit dem Innendetektor erkannt wird. Für Ereignisse, bei denen mindestens ein zweiter oder genau drei geladene Teilchen identifiziert werden können, sind die entsprechenden Histogramme grau bzw. schwarz hinterlegt.

Θ -Winkeldifferenz zu erkennen. Die breitere Verteilung in polarer Richtung ist im Wesentlichen auf die 5 cm lange Ausdehnung der Targetzelle in Strahlrichtung zurückzuführen. Da die Reaktion im gesamten Bereich der Zelle stattfinden kann, für die Winkelrekonstruktion aber das Targetzentrum als Bezugspunkt dient, führt dies in Θ -Richtung zu einem ungenaueren Matching.

Werden weitere geladene Teilchen eines Ereignisses erkannt, wird auf analoger Weise ein Matching vorgenommen, wobei nur diejenigen PEDs Berücksichtigung finden, die noch nicht als Einschlag eines geladenen Teilchens identifiziert worden sind. In Abb. 3.1 sind die entsprechenden Winkeldifferenzen grau (zweites geladene Teilchen) und schwarz (drittes geladene Teilchen) hinterlegt.

3.3 Die kinematische Anpassung

Werden von einem Ereignis sämtliche Endzustandsprodukte mit ihren Viererimpulsen rekonstruiert, ist eine solche Messung überbestimmt. Bei einer überbestimmten Messung ist es möglich, eine kinematische Anpassung an gewisse Randbedingungen vorzunehmen. Das Ziel einer kinematischen Anpassung besteht in der Verbesserung der Datenqualität. Darüber hinaus steht mit der Güte der kinematischen Anpassung an bestimmte Hypothesen ein außergewöhnlich effektives Selektionskriterium zur Verfügung. Da die kinematische Anpassung die wichtigste Methode bei der Präparation der in dieser Arbeit vorgestellten Daten darstellt, und die zugrundeliegende Software auch speziell hierfür entwickelt worden ist, wird nun das hierzu angewandte Verfahren [35, 36, 37] ausführlich beschrieben.

3.3.1 Bedingte Messung — Suche der kleinsten Quadrate mit Lagrange-Multiplikatoren

Unter einer bedingten Messung wird verstanden, daß die n gemessenen Größen x_i mit $i = 1, \dots, n$ eines Ereignisses nicht völlig unabhängig voneinander sind, sondern durch m Bedingungsgleichungen⁴ $a_k(\vec{x} + \vec{\delta x}) = 0$ mit $k = 1, \dots, m$ und $\vec{x} = (x_1, \dots, x_n)$ miteinander verknüpft sind.

Mit Hilfe der kinematischen Anpassung wird versucht, die Korrekturen δx_i der Messwerte x_i zu ermitteln. Hierbei wird diejenige Lösung gesucht, die unter Berücksichtigung der Meßfehler und ihrer Korrelationen untereinander die geringste quadratische Abweichung zu den gemessenen Werten besitzt (Methode der kleinsten Quadrate):

$$L = \delta \vec{x}^T V^{-1} \delta \vec{x} + 2 \vec{\lambda}^T \vec{a}(\vec{x} + \vec{\delta x}) = \min. \quad (3.4)$$

mit $V =$ symmetrische $n \times n$ -Kovarianzmatrix zu den n gemessenen Größen,

$\lambda_k =$ Lagrange-Multiplikatoren $k = 1, \dots, m$ und

$\vec{a}(\vec{x} + \vec{\delta x}) = (a_1(\vec{x} + \vec{\delta x}), \dots, a_m(\vec{x} + \vec{\delta x}))$.

⁴engl.: constraints

Die Lagrange-Funktion L erfüllt genau dann die Bedingung 3.4, wenn ihr vollständiges Differential verschwindet:

$$dL = 2\vec{\delta x}^T V^{-1} d(\vec{\delta x}) + 2\vec{\lambda}^T \frac{\partial \vec{a}(\vec{x} + \vec{\delta x})}{\partial(\vec{\delta x})} d(\vec{\delta x}) = 0 \quad (3.5)$$

Mit der Annahme, daß die Bedingungsgleichungen linear abhängig von den Meßgrößen sind, d.h. wenn gilt:

$$\vec{a}(\vec{x} + \vec{\delta x}) = \vec{a}(\vec{x}) + \frac{\partial \vec{a}(\vec{x})}{\partial \vec{x}} \vec{\delta x} = \vec{0} \quad (3.6)$$

kann Gleichung 3.5 geschrieben werden als:

$$dL = 2\vec{\delta x}^T V^{-1} d(\vec{\delta x}) + 2\vec{\lambda}^T \frac{\partial \vec{a}(\vec{x})}{\partial \vec{x}} d(\vec{\delta x}) = 0 \quad (3.7)$$

3.6 und 3.7 kann als Gleichungssystem zusammengefaßt werden zu:

$$\begin{pmatrix} V^{-1} & \frac{\partial \vec{a}(\vec{x})^T}{\partial \vec{x}} \\ \frac{\partial \vec{a}(\vec{x})}{\partial(\vec{x})} & \vec{0} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{\delta x} \\ \vec{\lambda} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \vec{0} \\ -\vec{a}(\vec{x}) \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

Es besteht aus $n + m$ Gleichungen, womit die unbekanntenen Größen $\delta x_1, \dots, \delta x_n$ sowie $\lambda_1, \dots, \lambda_m$ bestimmt werden können. Die so an die Nebenbedingungen angepaßten Meßgrößen $x_1 + \delta x_1, \dots, x_n + \delta x_n$ besitzen dann eine Kovarianzmatrix V_{neu} , die sich aus der Fehlerfortpflanzung errechnen läßt:

$$V_{neu}^{-1} = V^{-1} - V^{-1} \frac{\vec{a}(\vec{x})^T}{\partial(\vec{x})} \left(\frac{\vec{a}(\vec{x})}{\partial(\vec{x})} V^{-1} \frac{\vec{a}(\vec{x})^T}{\partial(\vec{x})} \right)^{-1} \frac{\vec{a}(\vec{x})}{\partial(\vec{x})} V^{-1} \quad (3.9)$$

Die quadratische Abweichung

$$\chi^2 = \vec{\delta x}^T V^{-1} \vec{\delta x} \quad (3.10)$$

ist ein Maß für die Güte der Anpassung. Dieser Wert gibt an, in wie weit die Meßgrößen Korrekturen bezüglich ihrer Meßfehler erfahren müssen, um die Bedingungsgleichungen 3.6 erfüllen zu können. Er kann somit für den Test bestimmter Hypothesen als numerisches Selektionskriterium für ein einzelnes Ereignis benutzt werden. Als Gütekriterium wird üblicherweise anstelle der quadratischen Abweichung das Konfidenzniveau (CL⁵) betrachtet, da es unabhängig von der Anzahl der m Lagrange-Multiplikatoren ist:

$$CL = \int_{\chi^2}^{\infty} \frac{1}{2^{m/2} \Gamma(m/2)} x^{m/2-1} e^{-x/2} dx \quad (3.11)$$

Das Konfidenzniveau nimmt nur Werte zwischen 0 und 1 an. Für den Idealfall ausschließlich richtig angepaßter Ereignisse ergibt sich eine Gleichverteilung der Konfidenzniveaus im gesamten Wertebereich. Kann die Hypothese jedoch nicht erfüllt werden, resultiert daraus ein Konfidenzniveau von Null.

⁵Confidence Level

Eine weitere wichtige Größe ist die auf die Meßfehler normierte Verschiebung eines Meßwertes, die in diesem Zusammenhang auch Pull genannt wird:

$$P_i = \frac{\delta x_i}{\sqrt{(V_{neu} - V)_{ii}}} \quad (3.12)$$

Anhand der Häufigkeitsverteilung der Pulls läßt sich angeben, in wie weit sowohl die Meßgrößen selbst als auch ihre Fehler richtig bestimmt worden sind. Sind die Meßgrößen gaußverteilt und ihre Fehler optimal eingestellt, weisen die Pulls eine Normalverteilung auf. Für den Fall, daß der Schwerpunkt der Pullverteilung von Null verschieden ist, ist dies ein direkter Hinweis auf einen systematischen Fehler des zugrundeliegenden Meßwertes. Weicht hingegen die Breite der Verteilung von $\sigma = 1$ ab, ist der entsprechende Meßfehler nicht exakt eingestellt.

3.3.2 Anwendung auf den Endzustand $p\gamma\gamma$

Im folgenden wird die kinematische Anpassung für den Endzustand $p\gamma\gamma$ erläutert. Anhand dieses übersichtlichen Beispiels soll nicht nur die spezielle Vorgehensweise beschrieben sondern auch die durch die Anpassung mögliche effektive Selektion und Qualitätsverbesserung der Daten dokumentiert werden. Hierfür werden nur diejenigen Ereignisse berücksichtigt, bei denen ausschließlich drei PEDs im Kalorimeter gefunden worden sind, wobei genau eines dieser PEDs als geladenes Teilchen identifiziert werden konnte. Die eingehenden Größen sind die durch das Tagger-System ermittelte Energie des markierten Primärphotons, sowie die sphärischen Winkel Φ und Θ der rekonstruierten PEDs. Zudem werden die Energiedepositionen der beiden PEDs berücksichtigt, die als Photon identifiziert worden sind. Jenes PED, das als geladenes Teilchen rekonstruiert worden ist, wird hierbei einem Proton zugeordnet. Seine Energiedeposition wird für die kinematische Anpassung nicht berücksichtigt, da gemäß der Bethe-Bloch-Gleichung in der Regel nur ein Teil seiner gesamten Energie im Kalorimeter deponiert wird. Somit erhält man insgesamt 8 unabhängige Meßgrößen, deren Fehler quasi nicht miteinander korreliert sind. Aufgrund dessen werden die Nichtdiagonalelemente der zugehörigen 8 x 8-Kovarianzmatrix als identisch Null angenommen, sowie die Diagonalelemente mit den entsprechenden quadratischen Meßfehlern⁶ ausgestattet. Für den Test der Hypothese $p\gamma\gamma$ muß die Forderung nach Energie- und Impulserhaltung erfüllt sein. Diese vier Forderungen⁷ sind in dem vorliegenden Fall nicht unabhängig voneinander, da die Energie des Protons als freier Parameter behandelt wird. Nach der Eliminierung dieses freien Parameters erhält man insgesamt 3 Bedingungsgleichungen. In diesem Zusammenhang wird auch von einem 3C-Fit⁸ gesprochen. In Abbildung 3.2 (links) ist die Konfidenzniveauverteilung der Hypothese $p\gamma\gamma$ für sämtliche getesteten Ereignisse aufgetragen, die einem Datensatz mit einem Elektronen-Strahlimpuls von 2.6 GeV/c entnommen wurden. Die starke Anhäufung bei kleinen Werten ist auf Ereignisse

⁶Die Einstellung der Meßfehler wird mit Hilfe der aus dem kinematischen Fit resultierenden Verteilungen der Konfidenzniveaus und Pulls vorgenommen (siehe dazu Kap. 4.3 und 4.4).

⁷Sie setzen sich zusammen aus drei für die Richtungskomponenten der Impulserhaltung sowie einer für die Energieerhaltung.

⁸Kinematische Anpassung (*fit*) an drei Nebenbedingungen (*constraints*).

zurückzuführen, die diese Hypothese nicht erfüllen. Die annähernd konstante Verteilung für größere Werte des Konfidenzniveaus läßt auf richtig eingestellte Meßfehler schließen. In der rechten Abbildung ist die Φ -Pullverteilung der als Photonen rekonstruierten Teilchen zu sehen. Hierbei wurden nur jene Ereignisse berücksichtigt, die die Hypothese $p\gamma\gamma$ mit einem Konfidenzniveau von besser als 2% erfüllen. Die gaußförmige Verteilung um nahezu Null (-0.015) mit einer σ -Breite von etwa 1 ($\sigma = 1.041$) ist ebenfalls ein Hinweis darauf, daß der Meßfehler dieser Größe korrekt eingestellt ist.

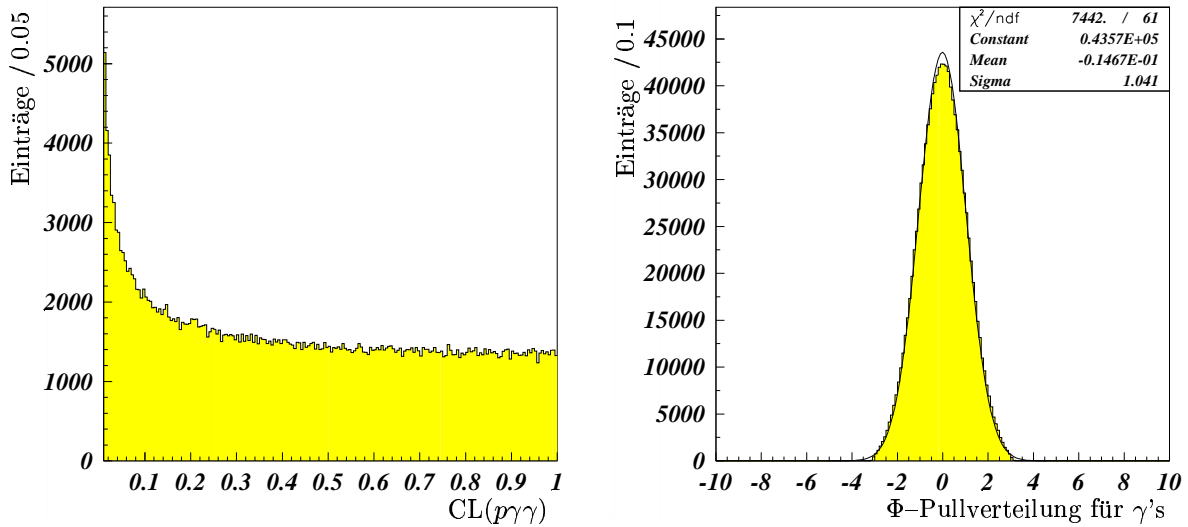


Abbildung 3.2: Links ist die Konfidenzniveauverteilung für die Hypothese $p\gamma\gamma$ dargestellt. Die rechte Abbildung zeigt die Φ -Pullverteilung von den als Gammas rekonstruierten Teilchen. Die hieran angepasste Gaußkurve weist die zu erwartende Normalverteilung auf.

Die durch den kinematischen Fit hervorgerufene Qualitätsverbesserung spiegelt sich in Abbildung 3.3 deutlich wider. In dem $p\gamma\gamma$ -Endzustand werden hauptsächlich $p\pi^0$, $p\eta$ und $p\eta'$ -Ereignisse erwartet, wobei die entsprechenden Mesonen in genau die beiden Photonen des Endzustandes zerfallen. In den jeweils weiß hinterlegten Histogrammen ist die invariante $\gamma\gamma$ -Masse von allen selektierten 3-PED-Ereignissen aufgetragen, bei denen genau ein PED als geladenes Teilchen identifiziert wurde. Die entsprechende invariante Masse wurde mit den durch das Kalorimeter rekonstruierten Vierervektoren bestimmt. Trotz dieses einfachen Selektionskriteriums sind in der logarithmischen Auftragung schon ein π^0 - und ein η -Signal zu erkennen. Im grau hinterlegten Histogramm der linken Abbildung sind nur noch jene Ereignisse berücksichtigt worden, die die Hypothese $p\gamma\gamma$ mit einem Konfidenzniveau von mehr als 2% erfüllen. Dadurch verbessert sich das Signal- zu Untergrundverhältnis für den π^0 -Peak um einen Faktor 10^3 und für den η -Peak um etwa zwei Größenordnungen. Hierbei bestätigt sich in eindrucksvoller Weise, daß die Güte einer kinematischen Anpassung ein außerordentlich effektives Selektionskriterium darstellt, da fast alle Ereignisse der gewünschten Topologie erkannt und gleichzeitig außerordentlich viele Untergrundereignisse verworfen werden können. Die selben Ereignisse, jedoch mit den aus dem kinematischen Fit ermittelten Meßwerten, sind im grau hinterlegten Histo-

ogramm der rechten Abbildung zu sehen. Der Vergleich mit den nur mittels des Kalorimeters rekonstruierten Daten zeigt eine deutliche Qualitätsverbesserung. Dies spiegelt sich insbesondere in der um $5 \text{ MeV}/c^2$ geringeren Breite des η -Signals wider. Darüber hinaus kommt das η' -Signal wesentlich deutlicher zum Vorschein. Das erkennbare ω -Signal ist auf eine Fehlinterpretation zurückzuführen. Dieses Meson zerfällt nicht in $\gamma\gamma$, sondern etwa zu 8.5% in $\pi^0\gamma$. Wird ein niederenergetisches Photon aus dem anschließenden π^0 -Zerfall nicht nachgewiesen, erscheint dieses Signal in der invarianten $\gamma\gamma$ -Masse.

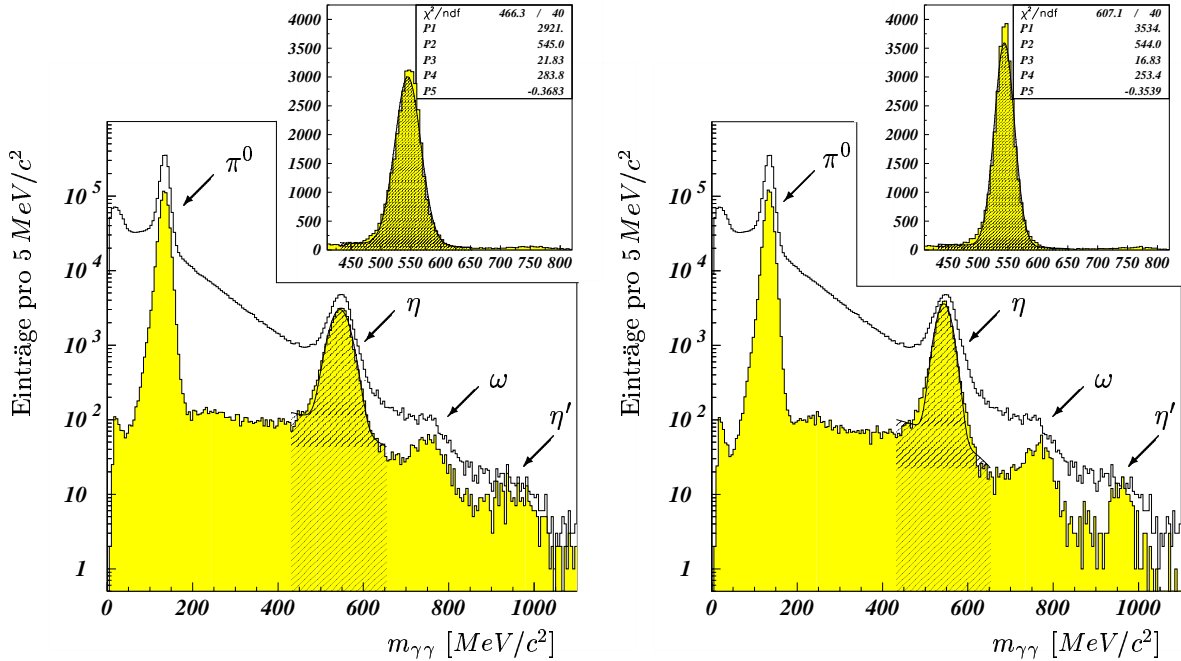


Abbildung 3.3: Dargestellt ist die invariante $\gamma\gamma$ -Masse aller 3-PED-Ereignisse mit den durch das Kalorimeter ermittelten Meßwerten (jeweils weiß). Das grau hinterlegte Histogramm der linken Abbildung zeigt das gleiche Spektrum nach der Selektion durch den kinematischen Fit für die Ereignisse, die die Hypothese $p\gamma\gamma$ erfüllen. Die Qualitätsverbesserung dieses Datensatzes mit den durch den kinematischen Fit ermittelten Größen (rechte graue Abb.) ist sehr deutlich in der Breite der an das η -Signal angepaßten Gaußkurve zu sehen (jeweils oben rechts mit P1=Höhe, P2=Schwerpunkt und P3= σ -Breite der Gaußkurve, sowie P4=Schnittpunkt mit der y -Achse und P5=Steigung der Geraden für die Anpassung des Untergrunds.).

Wird darüber hinaus eine kinematische Anpassung und Selektion des Endzustandes $p\pi^0$ vorgenommen, verbessert sich die Qualität der Daten abermals. Durch die Forderung, daß die invariante Masse der beiden Photonen der Masse des π^0 -Mesons entspricht, erhält man eine zusätzliche Nebenbedingung. Abb. 3.4 zeigt die invariante $p\pi^0$ -Masse mit den durch den 3C-Fit (Hypothese $p\gamma\gamma$, links) sowie durch den 4C-Fit (Hypothese $p\pi^0$, rechts) verbesserten Meßwerten. Die Resonanzstrukturen bei etwa $1500 \text{ MeV}/c^2$ und $1700 \text{ MeV}/c^2$ kommen für die mit der Hypothese $p\pi^0$ gefitteten Daten wesentlich deutlicher hervor. Bei diesen beiden Strukturen wird in der Baryonenspektroskopie von dem sogenannten 2. und

3. Resonanzbereich gesprochen. Der 1. Resonanzbereich, in dem die Δ^+ -Resonanz bei einer Masse von $1232 \text{ MeV}/c^2$ erwartet wird, ist aufgrund des eingeschränkten Akzeptanzbereichs des Taggers für niedrige Energien quasi nicht vorhanden.

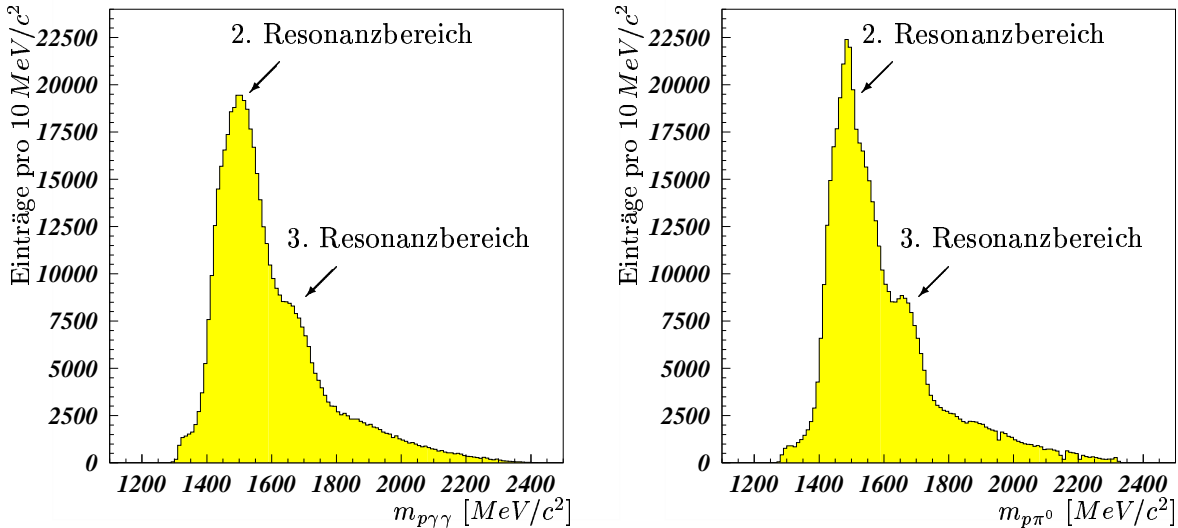


Abbildung 3.4: Invariante $p\gamma\gamma$ - und $p\pi^0$ -Masse von den Ereignissen, die die Hypothese $p\pi^0 \rightarrow p\gamma\gamma$ erfüllen. Obwohl es sich in beiden Histogrammen um denselben Datensatz handelt, sind die Strukturen des 2. und 3. Resonanzbereiches für die mit dem 4C-Fit verbesserten Meßwerte (Hypothese $p\pi^0$, rechts) deutlicher zu erkennen als für die entsprechenden mit dem 3C-Fit verbesserten Meßwerte (Hypothese $p\gamma\gamma$, links).

Systematischer Fehler — Verschiebung der Targetzelle

Bei der kinematischen Anpassung an sämtliche getesteten Hypothesen hat sich herausgestellt, daß die Θ -Pulls sowohl für das Proton als auch für die Photonen Gaußverteilungen unterliegen, deren Schwerpunkte außergewöhnlich stark von Null abweichen (Abb. 3.5 a) und b)). Dies ist ein direkter Hinweis darauf, daß diese Meßgrößen mit einem systematischen Fehler behaftet sind. Bei der Winkelrekonstruktion der Endzustandsteilchen wird angenommen, daß die Reaktionen im Zentrum des Crystal Barrel-Kalorimeters stattfinden. Da eine Reaktion jedoch im gesamten Bereich der 5 cm langen Zelle erfolgen kann, ist diese Annahme im statistischen Mittel nur dann korrekt, wenn sich das Target genau im Zentrum des Kalorimeters befindet. Ist jedoch die Zelle auf der Strahlachse gegenüber des Kalorimeters verschoben, macht sich dies insbesondere bei der Θ -Rekonstruktion als systematischer Fehler bemerkbar. Um mit Hilfe der Daten die exakte Position des Targets zu bestimmen, wurde der angenommene Reaktionsvertex sukzessive so weit auf der Strahlachse verschoben, bis sich eine Normalverteilung der Θ -Pulls ergeben hat. Hierbei hat sich herausgestellt, daß die Targetposition um 7 mm in Richtung des Taggers verschoben ist (Abb. 3.5 c) und d)). Diese Erkenntnis wurde bei den im Rahmen der vorliegenden Arbeit vorgestellten Ergebnissen berücksichtigt.

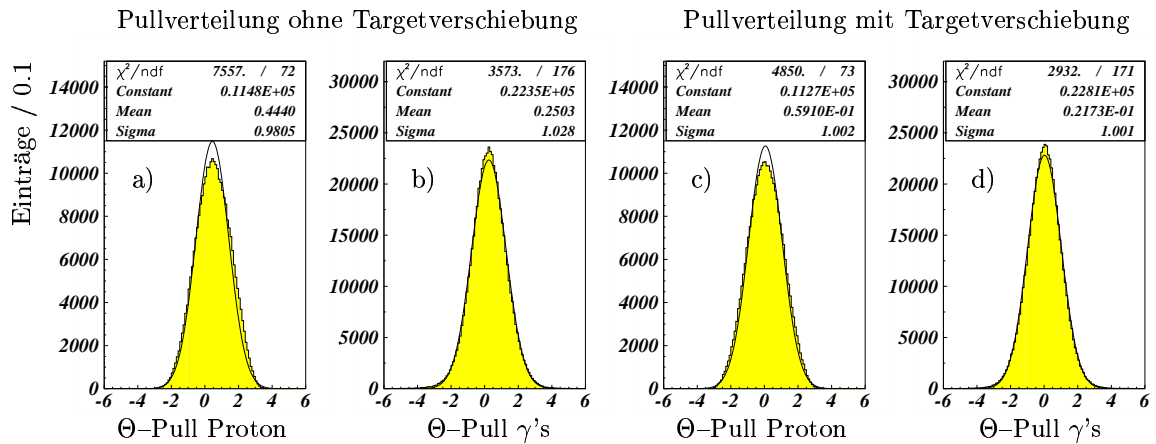


Abbildung 3.5: Θ -Pullverteilungen für die Hypothese $p\pi^0$. Für die Annahme, daß sich die Targetzelle exakt im Zentrum des Kalorimeters befindet, weichen die Θ -Pullverteilungen der Protonen sowie die der Photonen deutlich von Null ab (Abb. a) und b)). Wird dagegen angenommen, daß das Target um 7mm auf der Strahlachse in Richtung des Taggers verschoben ist, ergeben sich normalverteilte Pulls (Abb. c) und d)).

3.4 Die Energiekalibrierung des Tagging-Systems

Die Energiekalibrierung des Tagging-Systems wurde in einem iterativen Verfahren mit Hilfe von $p\pi^0$ -Ereignissen vorgenommen. Zunächst wurde eine Energiezuordnung zu den Taggerplatten durchgeführt, ehe mit dieser Information eine exakte Kalibrierung der Drähte erfolgte.

Aus der Geometrie des Taggers und der Kinematik der Bremsstrahlung läßt sich jeder Szintillatorlatte einen Photon-Energiebereich zuordnen. Mit diesem groben Startwert wurde

Nr. der Taggerlatte	Energie [MeV]	Nr. der Taggerlatte	Energie [MeV]	Nr. der Taggerlatte	Energie [MeV]
1	2396	5.5	2008	10	1425
1.5	2369	6	1953	10.5	1385
2	2342	6.5	1891	11	1258
2.5	2319	7	1830	11.5	1201
3	2296	7.5	1783	12	1045
3.5	2233	8	1708	12.5	966
4	2170	8.5	1641	13	824
4.5	2129	9	1596	13.5	757
5	2063	9.5	1515	14	662

Tabelle 3.1: Energiezuordnung des markierten Photonenstrahls für die jeweiligen Taggerplatten bei einem Elektronen-Strahlimpuls von 2.6 GeV/c. Die halbzahligen Nummern der Taggerplatten tragen ihrer geringfügigen Überlappung Rechnung. Hierbei handelt es sich um jeweils zwei entsprechend benachbarte Platten, die angesprochen haben. D. h., daß Latte $n + 0.5$ einem Überlapp der Platten n und $n + 1$ entspricht.

eine kinematische Anpassung von $p\pi^0$ -Ereignissen durchgeführt, wobei der Meßfehler für die Energie des Primärphotons sehr groß gewählt wurde. Über die aus dem Fit erhaltenen verbesserten Energiewerte wurde dann für jeweils die Taggerlatte, die angesprochen hat, der Mittelwert berechnet. Mit der so neu ermittelten Energiezuordnung und den jeweils kleineren Fehlern wurde dieses Verfahren iterativ so oft wiederholt, bis sich eine Konvergenz in der Energiebestimmung eingestellt hatte. Tabelle 3.1 zeigt die so ermittelten Werte für einen ausgewählten Datensatz bei einem 2.6 GeV-Elektronen-Strahl.

Daraufhin wurden mit demselben Verfahren die 352 Drähte der Proportionalkammern kalibriert. Hierbei wurde im ersten Iterationsschritt eine Anpassung mit den über die Taggerlatten ermittelten Photonenergien vorgenommen. Jedem Draht konnte somit ein durch den Fit ermittelter Energiewert zugeordnet werden. Es wurden insgesamt elf Iterationsschritte benötigt, ehe sich eine zufriedenstellende Konvergenz in der Energiebestimmung der einzelnen Drähte ergeben hat. Abbildung 3.6 zeigt die Energiezuordnung nach dem ersten und letzten Iterationsschritt. Während nach der ersten Iteration noch eine große Streuung zwischen den jeweils benachbarten Drähten zu erkennen ist, wird nach dem letzten Iterationsschritt eine gleichmäßig ansteigende Verteilung zu kleinen Drahtindizes sichtbar. Mit diesem Verfahren erhält man eine Energiekalibrierung der Taggerdrähte von:

$$E_n = (2418 - 1.153 n + 0.2199 \cdot 10^{-1} n^2 - 0.2925 \cdot 10^{-3} n^3 + 0.1169 \cdot 10^{-5} n^4 - 0.1730 \cdot 10^{-8} n^5) \text{ MeV}$$

mit $n = \text{Index des Taggerdrahtes}$ ($n = 0, \dots, 351$) (3.13)

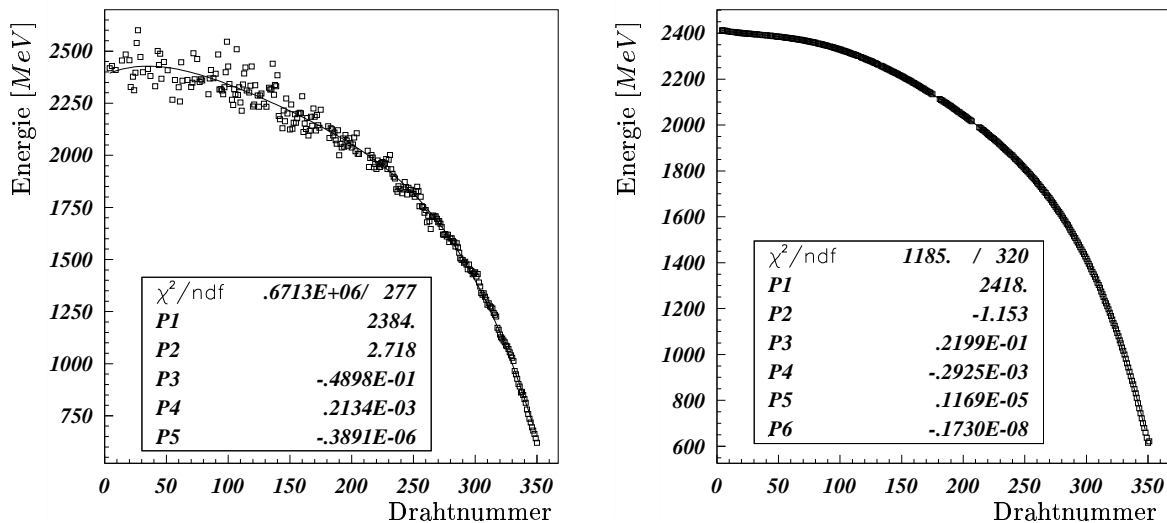


Abbildung 3.6: Die Energiezuordnung der Taggerdrähte zeigt nach dem ersten Iterationsschritt (links) noch eine große Streuung zwischen den jeweils benachbarten Drähten. Hingegen ist nach dem letzten Iterationsschritt (rechts) ein gleichmäßiger Anstieg zu kleinen Drahtindizes zu erkennen. Der obigen Zuordnung wurde ein Polynom 4. sowie 5. Grades angepaßt mit $E_n = P_1 + P_2 \cdot n + \dots + P_k \cdot n^{k-1}$ ($n = \text{Index des Drahtes}$).

Als Maß für die entsprechenden Fehler wurde der Energieabstand zu den jeweils nächsten Drähten gewählt. Aus der zugrundeliegenden Kalibrierung ergibt sich eine Taggerakzeptanz von 23% - 93% der primären Elektronenenergie mit einer Auflösung zwischen 0.04% für hochenergetische Photonen bis 4% für niederenergetische Photonen.

Kapitel 4

Präparation der Endzustände $p\pi^0\pi^0$ und $p\pi^0\eta$

Die dieser Arbeit zugrundeliegenden Daten wurden bei einem Strahlimpuls unpolarisierter Elektronen von $2.6\text{ GeV}/c$ im Zeitraum vom 3. Dezember bis zum 18. Dezember 2000 aufgezeichnet. Hierbei kam eine Triggerkonfiguration zum Einsatz, mit dem der Tagger in Kombination mit dem Gamma-Veto-Detektor ein Photoproduktionsereignis registrieren mußte, und darüber hinaus mindestens ein geladenes Teilchen entweder im Innendetektor oder in den TOF-Wänden erkannt werden mußte. Zusätzlich wurde in der ersten Hälfte der Meßzeit gefordert, daß mindestens ein Kristall im Kalorimeter einen Energieeintrag besitzt. Danach stand der Multiplizitätstrigger *FACE* zur Verfügung, mit dessen Hilfe mehr als ein Cluster im Kalorimeter erkannt werden mußte. Unter diesen Bedingungen konnte eine Aufzeichnungsrate bis zu 200 s^{-1} erreicht werden, so daß aus diesem Zeitraum insgesamt etwa $120 \cdot 10^6$ Ereignisse für die Datenanalyse zur Verfügung stehen.

Die Ereignisrekonstruktion wurde in der Programmiersprache C++ mit Hilfe der für das CB-ELSA-Experiment entwickelten Analysesoftware [38] durchgeführt. Sie ist eine Weiterentwicklung und Modifikation der im Crystall Barrel-LEAR-Experiment eingesetzten Routinen CBOOF [39] sowie GTRACK [40]. Da diese Software bereits vor mehr als 10 Jahren erarbeitet worden ist, wird hierbei zum größten Teil noch FORTRAN als Programmiersprache verwendet. Als Schnittstelle zwischen FORTRAN und C++ dient das von der Ruhr-Universität Bochum entwickelte Progammpaket CBoOff++ [41]. Kernstück der Datenselektion und -präparation ist ein kinematischer Fit, der im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelt wurde (Kap. 3.3).

Für die Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow p\pi^0\eta$ wurden die Pi- und Eta-Mesonen aus ihrem Zerfall in zwei Photonen rekonstruiert. Aufgrund der geringen Ereigniszahlen im $p\pi^0\eta$ -Kanal fanden darüber hinaus auch noch diejenigen Eta-Mesonen Berücksichtigung, die in insgesamt drei neutrale Pionen zerfallen. Da für die Präparation der Endzustände die vollständige Erfassung eines Ereignisses verlangt wird, sind somit nur diejenigen von Interesse, bei denen Protonen mit vier sowie mit acht Photonen nachgewiesen werden konnten.

4.1 Vorselektion

Im ersten Selektionschritt werden sämtliche Ereignisse verworfen, die bestimmten Minimalanforderungen nicht gerecht werden. Hierdurch wird bereits eine erhebliche Datenreduktion erreicht, was ein übersichtliches und effizientes Arbeiten ermöglicht.

Die Identifikation der Protonen wurde mit der Methode des Matchings zwischen Innendetektor und Crystal Barrel-Kalorimeter (Kap. 3.2) durchgeführt. Die Teilchenrekonstruktion mit Hilfe der TOF-Wände fand keine Berücksichtigung, weil noch keine Monte-Carlo-Daten des gesamten experimentellen Setups zur Verfügung standen und somit auch kein Vergleich zwischen den unterschiedlichen Rekonstruktionseffizienzen der Detektoren möglich war. Deshalb wurden alle Ereignisse eliminiert, bei denen ein Teilchen in den TOF-Wänden erkannt worden ist. Für die gewünschten Ereignisse mußten somit im Kalorimeter insgesamt 5 PEDs für den Endzustand $p4\gamma$ sowie 9 PEDs für den Endzustand $p8\gamma$ gefunden werden, wobei jeweils genau eines jener PEDs als geladenes Teilchen identifiziert werden mußte. Desweiteren wurden sogenannte *pile-up-events* ausgeschlossen. Hierbei handelt es sich um Ereignisse, bei denen während der Totzeit des Detektors weitere Reaktionen stattgefunden haben. Dies wird durch die Forderung gewährleistet, daß genau eine oder zwei sich überlappende Taggerlatten angesprochen haben. Mittels der Taggerkalibrierung (Kap. 3.4) konnte die Energie der Primärphotonen bestimmt werden. In Abb. 4.1 ist die Häufigkeitsverteilung der ansprechenden Drähte in den Taggerkammern histogrammiert. Neben dem typischen Bremsstrahlspektrum ($1/E_\gamma$ -Intensität) sind auch deutliche Akzeptanzlücken zu erkennen. Aufgrund dessen wurden für die Präparation der Endzustände auch diejenigen Ereignisse berücksichtigt, bei denen keine Drahtzuordnung möglich war. Auf Kosten eines wesentlich größeren Meßfehlers wurde hierbei die Energie des Primärphotons über die Taggerlatten ermittelt.

Mit Hilfe dieser Kriterien konnten aus den insgesamt $116 \cdot 10^6$ eingelesenen Ereignissen dem $p4\gamma$ -Endzustand 620 592 sowie dem $p8\gamma$ -Endzustand 23 205 Ereignisse zugeordnet werden. Hierin sind jedoch noch außerordentlich viele Untergrundereignisse enthalten. Dies ist insbesondere darauf zurückzuführen, daß diejenigen PEDs, die als neutrale Teilchen identifiziert worden sind, nur bedingt mit einem Photon gleichzusetzen sind.

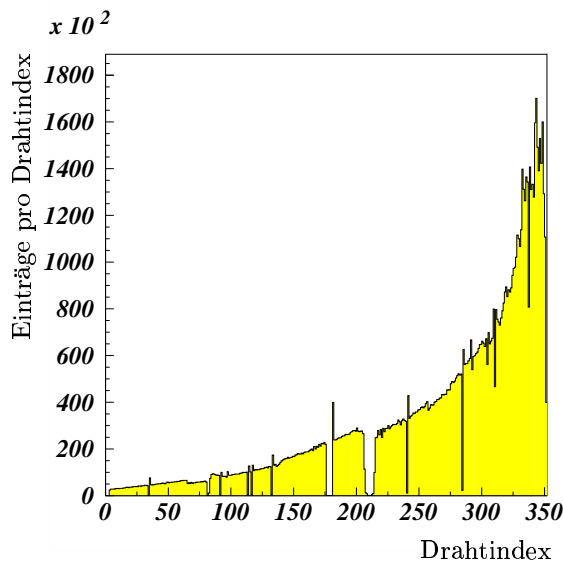


Abbildung 4.1: Die Häufigkeitsverteilung der ansprechenden Kammerdrähte zeigt deutliche Akzeptanzlücken. Für die Energiebestimmung des Primärphotons wurde deshalb auch auf die Informationen der Taggerlatten zurückgegriffen.

4.2 Selektion auf die tatsächliche Teilchenmultiplizität

In den vorselektierten Datensätzen sind noch viele Ereignisse enthalten, bei denen die rekonstruierte Teilchenzahl nicht mit der wahren Anzahl von Teilchen übereinstimmt. Hierfür sind im Wesentlichen folgende Gründe verantwortlich:

- Photonen, die durch das Eintrittsloch und aufgrund des Lorentz-Boostes insbesondere durch das Austrittsloch des Kalorimeters fliegen, können nicht nachgewiesen werden. Dieser Akzeptanzverlust verringert die rekonstruierte Teilchenmultiplizität eines Ereignisses.
- Niederenergetische Photonen, die unterhalb der in Kap. 3.1 aufgeführten Energieschwellen eines PEDs liegen, werden bei der Rekonstruktion nicht erkannt. Hierdurch reduziert sich ebenfalls die Teilchenmultiplizität eines Ereignisses.
- Es können sogenannte pionische PEDs auftreten. Diese PEDs werden durch hochenergetische Pionen verursacht, deren Zerfälle in zwei Photonen einen so geringen Öffnungswinkel im Laborsystem aufweisen, daß diese nicht mehr getrennt aufgelöst werden können. Die entsprechenden PEDs werden hierbei jeweils nicht als zwei, sondern lediglich als ein einzelnes Photon interpretiert.
- Elektromagnetische Schauerfluktuationen im Kalorimeter können Splitoffs verursachen, die fälschlicherweise als Photonen aufgefaßt werden. Hierbei erhöht sich die Photonenmultiplizität um die entsprechende Anzahl der elektromagnetischen Splitoffs.
- Neben elektromagnetischen können auch sogenannte hadronische Splitoffs entstehen. Diese werden nicht von Photonen, sondern von geladenen Teilchen eines Ereignisses

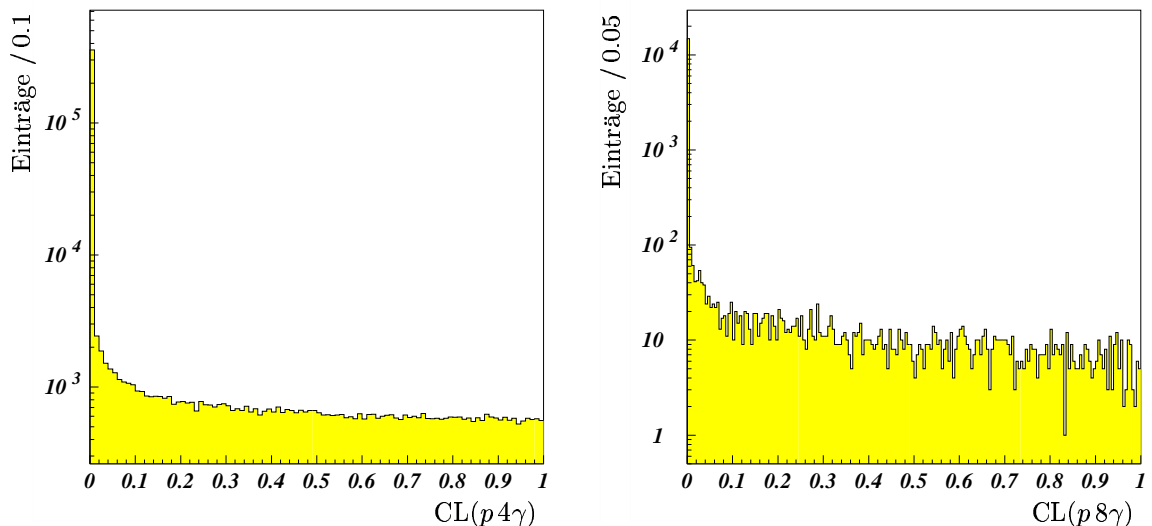


Abbildung 4.2: Die Verteilungen der Konfidenzniveaus für die Hypothesen $p4\gamma$ und $p8\gamma$ zeigen eine starke Anhäufung bei kleinen Werten. Hierbei handelt es sich im Wesentlichen um unvollständig detektierte sowie falsch rekonstruierte Ereignisse.

verursacht [42]. Im Gegensatz zu den elektromagnetischen Splitoffs können hierbei sogar noch weit entfernt vom ersten Wechselwirkungspunkt Energieeinträge in den Kristallen auftreten. Dies führt ebenfalls zu fehlklassifizierten Photonen.

Um Ereignisse mit solchen Eigenschaften zu eliminieren, wurde im nächsten Selektions-schritt eine kinematische Anpassung an die Hypothesen $p4\gamma$ und $p8\gamma$ durchgeführt. Unvollständig oder falsch rekonstruierte Ereignisse weisen in der Regel ein geringes Konfidenzniveau für jene Hypothesen auf, da sie die Erhaltung der Energie und auch des Impulses nur unzureichend oder gar nicht erfüllen (Abb. 4.2). Somit können sie mittels dieses Kriteriums verworfen werden. Mit der Forderung eines Konfidenzniveaus besser als 1.9% reduziert sich der Datensatz des $p4\gamma$ -Endzustandes auf 134 474 und der des $p8\gamma$ -Endzustandes auf 6 231 Ereignisse.

4.3 Selektion der $p\pi^0\pi^0$ - und $p\pi^0\eta$ -Ereignisse in $p4\gamma$

Die nachgewiesenen Photonen eines Ereignisses sind in der Regel Zerfallsprodukte aus leichten Mesonen. Aus den Zerfallsverzweigungsverhältnissen der leichten Mesonen ist bekannt, daß das neutrale Pion zu 98.9% über die elektromagnetische Wechselwirkung in zwei Photonen zerfällt. Aufgrund dessen ist zu erwarten, daß der $p4\gamma$ -Endzustand hauptsächlich $p\pi^0\pi^0$ -Ereignisse beinhaltet. Das pseudoskalare η -Meson besitzt mit 39.3% ebenfalls ein großes Verzweigungsverhältnis für den Zerfall in zwei Photonen. Demnach sollte auch ein gewisser Anteil an $p\pi^0\eta$ -Ereignissen vorhanden sein.

Diese Annahmen bestätigen sich sehr eindrucksvoll in der sogenannten Goldhaberdarstellung (Abb. 4.3). Hierbei wird die invariante Masse eines Photonenaars gegen die invariante Masse der beiden verbleibenden Photonen aufgetragen. Sind die Photonenaare jeweils Zerfallsprodukte von Mesonen, ergibt sich ein Eintrag an den Kreuzungspunkten der invarianten Massen dieser Mesonen. Die unphysikalischen Kombinationen bilden den

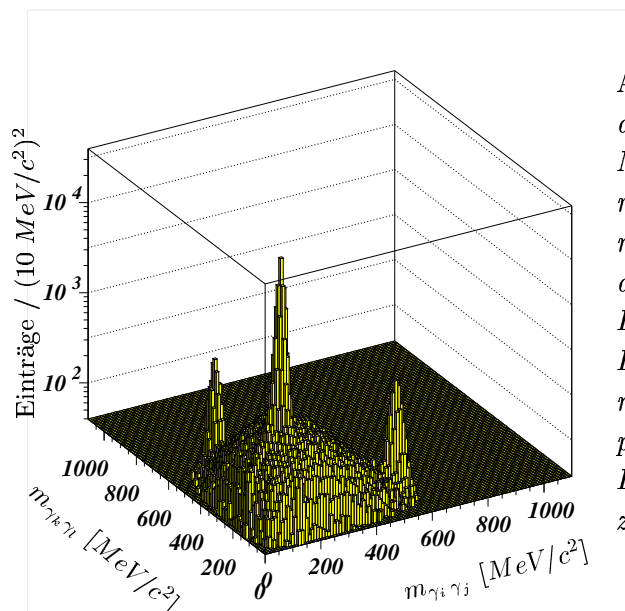


Abbildung 4.3: Die Goldhaberdarstellung der $p4\gamma$ -Ereignisse zeigt die invariante Masse zweier Photonen gegen die invariante Masse der anderen beiden Photonen in symmetrischer Auftragung. Für jedes Ereignis gibt es somit insgesamt sechs Einträge. Die Dominanz der $p\pi^0\pi^0$ -Ereignisse ist überaus deutlich zu erkennen. Die Überhöhung an den Kreuzungspunkten der π^0 - und η -Massen ist auf die Existenz von $p\pi^0\eta$ -Ereignissen zurückzuführen.

sogenannten kombinatorischen Untergrund. Die Dominanz der $p\pi^0\pi^0$ -Ereignisse zeigt sich durch die überaus deutliche Erhöhung am Kreuzungspunkt der beiden invarianten Massen des π^0 -Mesons bei etwa $135 \text{ MeV}/c^2$. Eine weitere Überhöhung ist an den beiden Kreuzungspunkten von den π^0 - und η -Massen zu erkennen. Hierbei handelt es sich um $p\pi^0\eta$ -Ereignisse.

Da in dem Datensatz die $p\pi^0\pi^0$ - sowie $p\pi^0\eta$ -Ereignisse dominant auftreten, können sie einer fast untergrundfreien Selektion unterzogen werden. Diese Selektion wurde mit Hilfe einer kinematischen Anpassung an die Hypothesen $p\pi^0\gamma\gamma$, $p\pi^0\pi^0$ sowie $p\pi^0\eta$ realisiert. Hierfür ist es aber außerordentlich wichtig, daß die Fehler der in der kinematischen Anpassung relevanten Meßgrößen optimal eingestellt sind.

Bestimmung der Meßfehler

Als Kriterium für die korrekte Einstellung der Meßfehler dient die hierfür charakteristische Verteilung der Konfidenzniveaus und Pulls. Eingehende Untersuchungen haben ergeben, daß die mit der Rekonstruktionssoftware ermittelten Fehler[33] abhängig von der Teilchenmultiplizität eines Ereignisses sind und sie mit unterschiedlichen Skalierungsfaktoren für den $p4\gamma$ - sowie für den $p8\gamma$ -Endzustand versehen werden müssen. Da die $p\pi^0\pi^0$ -Ereignisse den $p4\gamma$ -Endzustand dominieren und deshalb für den Test der $p\pi^0\pi^0$ -Hypothese kaum Untergrund zu erwarten ist, wurden die Meßfehler hierfür optimiert. Hierbei

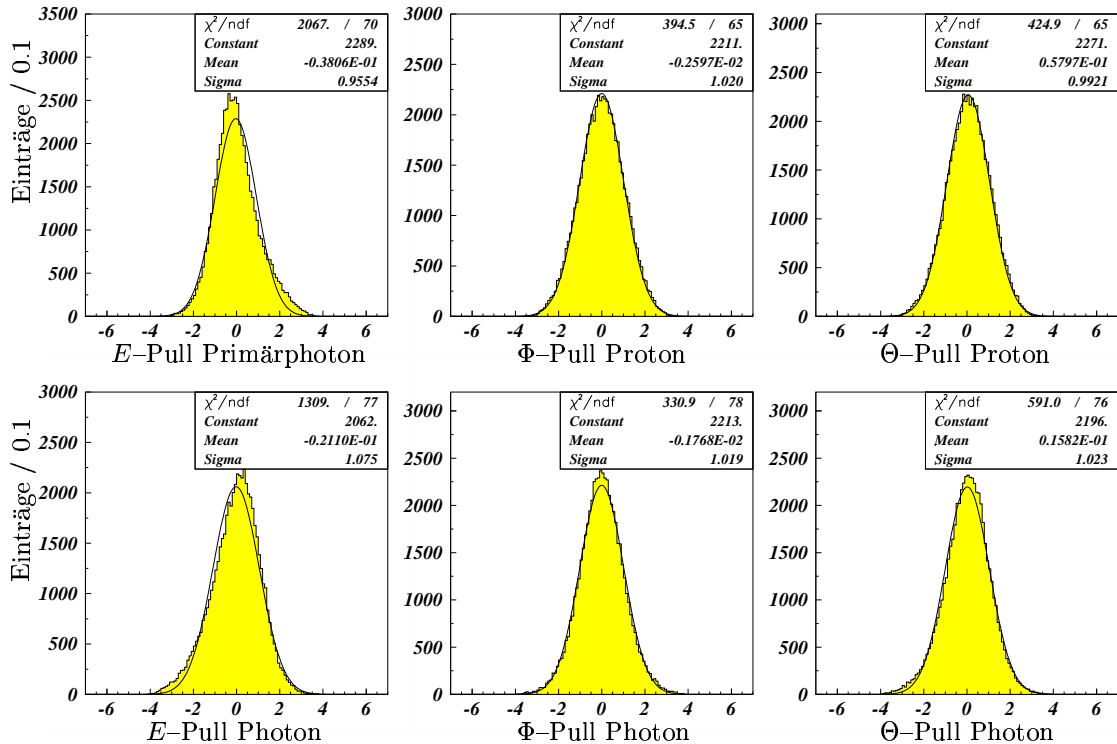


Abbildung 4.4: Pullverteilungen der Hypothese $p\pi^0\pi^0$ für die in der kinematischen Anpassung berücksichtigten Meßgrößen. Die gaußförmigen Verteilungen um Null mit einer σ -Breite von etwa 1 deuten auf richtig eingestellte Meßfehler hin.

fanden nur jene Ereignisse eine Berücksichtigung, bei denen die Energiebestimmung der Primärphotonen mit Hilfe der Proportionaldrahtkammern des Taggers durchgeführt werden konnte. Im Gegensatz zu der sehr groben Energiebestimmung durch die Taggerlatten unterliegen die mit den Drahtkammern ermittelten Meßgrößen näherungsweise einer Gaußverteilung.

Abb. 4.4 zeigt die Pullverteilungen mit den optimierten Fehlern für die in der kinematischen Anpassung relevanten Meßgrößen. Hierbei ist jeweils eine gaußförmige Pullverteilung um Null mit einer σ -Breite von etwa 1 zu erkennen. Dies läßt auf eine richtige Einstellung der Meßfehler schließen. Lediglich in der Energie-Pullverteilung des Primärphotons ergibt sich eine etwas kleinere σ -Breite von 0.9554. Dies ist darauf zurückzuführen, daß insbesondere die Gesamtheit der ermittelten Meßwerte von denjenigen Drähten, die den niederenergetischen Bereich abdecken, am stärksten von einer Gaußverteilung abweicht. In diesem Energiebereich fällt nämlich die Intensität des typischen Bremsstrahlspektrums stark ab, wobei zu dem die Energieauflösung des Tagging-Systems mit etwa 4% am niedrigsten ist.

4.3.1 Die kinematische Anpassung an mesonische Endzustände

Als nächster Selektionsschritt wurde eine kinematische Anpassung an die Hypothesen $p\pi^0\gamma\gamma$, $p\pi^0\pi^0$ sowie $p\pi^0\eta$ vorgenommen. Da hierbei die Zuordnung der vier Photonen zu den Mesonen nicht eindeutig ist, mußten sämtliche kombinatorische Möglichkeiten abgearbeitet werden, die mit den Zwangsbedingungen der Hypothesen vereinbar sind. Für die Selektion und Präparation der Endzustände wurde nur diejenige Kombination berücksichtigt, die das beste Konfidenzniveau aufweist.

Die Forderung, daß das Konfidenzniveau für die Hypothese $p\pi^0\gamma\gamma$ größer als 4% ist, erfüllen insgesamt 111 326 Ereignisse. Der Vorteil dieses Selektionsschrittes ist der, daß der noch verbleibende Datensatz die Ereignisse der beiden gewünschten Endzustände beinhaltet und somit zusätzlicher Untergrund eliminiert werden kann. Desweiteren ist es möglich, mit Hilfe der invarianten $\gamma\gamma$ -Masse eine grobe Untergrundabschätzung für die zu präparierenden Endzustände vorzunehmen (Abb. 4.5). Da die $p\pi^0\gamma\gamma$ -Ereignisse lediglich zwei Photonen beinhalten, ist bei dieser Auftragung kein kombinatorischer Untergrund enthalten. Das überaus deutliche π^0 -Signal entspricht den $p\pi^0\pi^0$ -Ereignissen.¹ Diesem Signal können in dem Massenbereich von $105\text{ MeV}/c^2$ bis $160\text{ MeV}/c^2$ insgesamt etwa 86.000 Einträge zugeordnet werden. Die hierin enthaltenen Untergrundeinträge können auf etwa 2700 abgeschätzt werden. Daraus kann der Schluß gezogen werden, daß der Untergrundbeitrag im $p\pi^0\pi^0$ -Kanal kleiner als 3.2% ist.

Das η -Signal besitzt im Massenbereich von $510\text{ MeV}/c^2$ bis $585\text{ MeV}/c^2$ insgesamt 6010 Einträge, von denen etwa 510 Ereignisse dem Untergrund zugeordnet werden müssen. Somit ergeben sich für den $p\pi^0\eta$ -Kanal weniger als 8.5% Untergrundergebnisse.

Da der so präparierte Datensatz fast nur noch die für die Selektion gewünschten Ereignisse

¹Die erkennbare Doppelpeak-Struktur des π^0 -Signals (Abb.4.5 mittleres Histogramm) ist auf die kinematische Anpassung an die Hypothese $p\pi^0\gamma\gamma$ zurückzuführen. Hierbei wird in der Regel diejenige $\gamma\gamma$ -Kombination zu einem π^0 zusammengefaßt, die die Massenhypothese dieses Mesons am besten erfüllt. Das verbleibende Photonenpaar weicht deshalb stärker von der Nominalmasse des π^0 -Mesons ab, was sich im Spektrum der invarianten $\gamma\gamma$ -Masse als doppelter Peak bemerkbar macht.

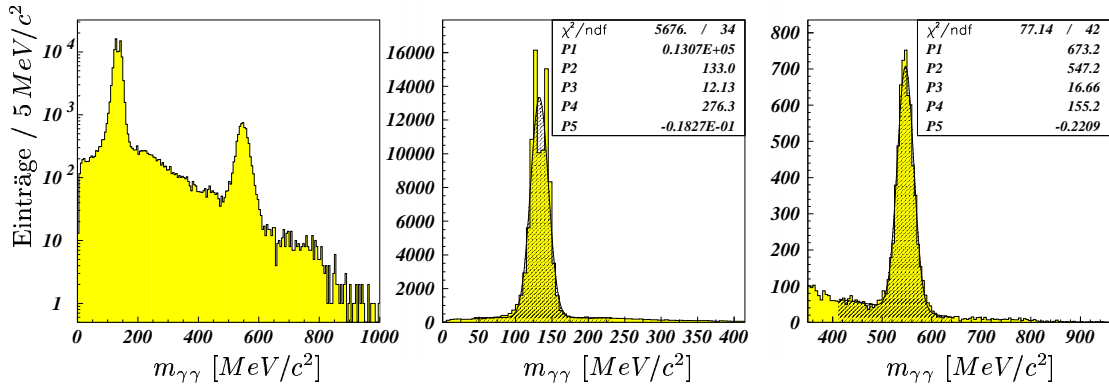


Abbildung 4.5: In der invarianten $\gamma\gamma$ -Masse der $p\pi^0\gamma\gamma$ -Ereignisse ist ein deutliches π^0 - und η -Signal zu erkennen (linke Abbildung). Hierbei handelt es sich um $p\pi^0\pi^0$ - sowie $p\pi^0\eta$ -Ereignisse.

besitzt, konnte nun eine direkte Anpassung an die Endzustände vorgenommen werden. Ein Konfidenzniveau von mehr als 7.5% erfüllen für die Hypothese $p\pi^0\pi^0$ insgesamt 82.778 Ereignisse. Diejenigen Daten, die diese Forderung nicht erfüllen, wurden einer kinematischen Anpassung an die Hypothese $p\pi^0\eta$ unterzogen. Hierfür besitzen 6.328 Ereignisse ein besseres Konfidenzniveau als 7.5%.

4.3.2 Die Statistik

Tabelle 4.1 gibt einen Überblick über sämtliche Selektionsschritte, die für die Präparation der Endzustände $p\pi^0\pi^0 \rightarrow p4\gamma$ und $p\pi^0\eta \rightarrow p4\gamma$ durchgeführt wurden, und faßt deren Häufigkeiten zusammen.

Selektionsschritt	Anzahl der Ereignisse
eingeliesene Daten	$116 \cdot 10^6$
Vorselektion	620 592
Hypothese $p4\gamma$ $CL_{p4\gamma} > 1.9\%$	134 474
Hypothese $p\pi^0\gamma\gamma$ $CL_{p\pi^0\gamma\gamma} > 4\%$	111 326
Hypothese $p\pi^0\pi^0$ $CL_{p2\pi^0} > 7.5\%$	82 778
Hypothese $p\pi^0\eta$ $CL_{p\pi^0\eta} > 7.5\%$ und $CL_{p2\pi^0} < 7.5\%$	6 326

Tabelle 4.1: Überblick über die einzelnen Selektionsschritte

4.4 Selektion der $p\pi^0\eta$ -Ereignisse in $p8\gamma$

Aufgrund der geringen Anzahl an $p\pi^0\eta$ -Ereignissen wurde dieser Endzustand mit dem Zerfallskanal $p\pi^0\eta \rightarrow p4\pi^0 \rightarrow p8\gamma$ angereichert. Hierbei zerfällt das Eta-Meson in drei neutrale Pionen.

In Abbildung 4.6 ist die invariante $\gamma\gamma$ -Masse des selektierten $p8\gamma$ -Datensatzes histogrammiert. Trotz des großen kombinatorischen Untergrunds (28 Einträge pro Ereignis) ist ein deutliches π^0 -Signal zu erkennen. Eta-Zerfälle in zwei Photonen sind quasi nicht vorhanden. So liegt die Vermutung nahe, daß es sich hierbei hauptsächlich um $p4\pi^0$ -Ereignisse handelt. Deshalb wurde die für die Durchführung der kinematischen Anpassung notwendige Einstellung der Meßfehler mit Hilfe der $p4\pi^0$ -Hypothese optimiert.

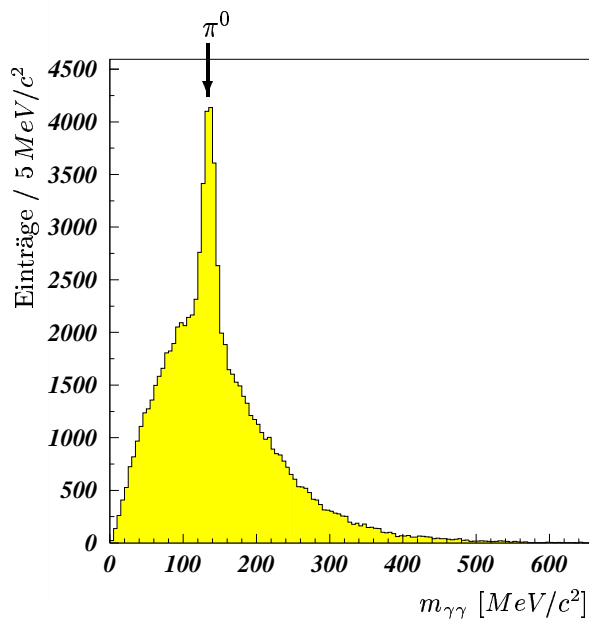


Abbildung 4.6: Die invarianten $\gamma\gamma$ -Masse der $p8\gamma$ -Ereignisse zeigt ein deutliches π^0 -Signal. Bei dieser Auftragung gibt es für jedes Ereignis 28 Einträge.

Bestimmung der Meßfehler

Abb. 4.7 zeigt die Pullverteilungen der optimierten Meßfehler für die Hypothese $p4\pi^0$. Trotz der geringen Anzahl an Ereignissen deuten die Breiten der gaußförmigen Verteilungen auf die richtige Einstellung der Meßfehler hin. Lediglich bei der Energie-Pullverteilung des primären Photonenstrahls sowie bei Θ -Pullverteilung des Protons ist eine geringe Verschiebung der angepaßten Gaußkurven gegenüber des Sollwertes von Null zu erkennen. Dies könnte sowohl auf statistische Fluktuationen als auch auf einen kleinen systematischen Fehler einer bei der kinematischen Anpassung benutzten Meßgröße zurückgeführt werden. Auffällig ist aber, daß es für alle übrigen selektierten Datensätze² keinen Hinweis auf einen solchen systematischen Fehler gibt. Da die Energieschwelle der $p4\pi^0$ -Ereignisse im Vergleich zu den anderen Datensätzen sehr hoch liegt, könnte diese marginale Verschiebung auf eine ungenaue Kalibrierung des Taggingsystems für kleine Drahtindizes und somit für hohe Strahlenergien zurückgeführt werden.

²Neben der Untersuchung der $p2\gamma$ -, $p4\gamma$ - und $p8\gamma$ -Endzustände wurde darüber hinaus auch eine Selektion von $p3\gamma$ - und $p6\gamma$ -Ereignissen durchgeführt (siehe Anhang C).

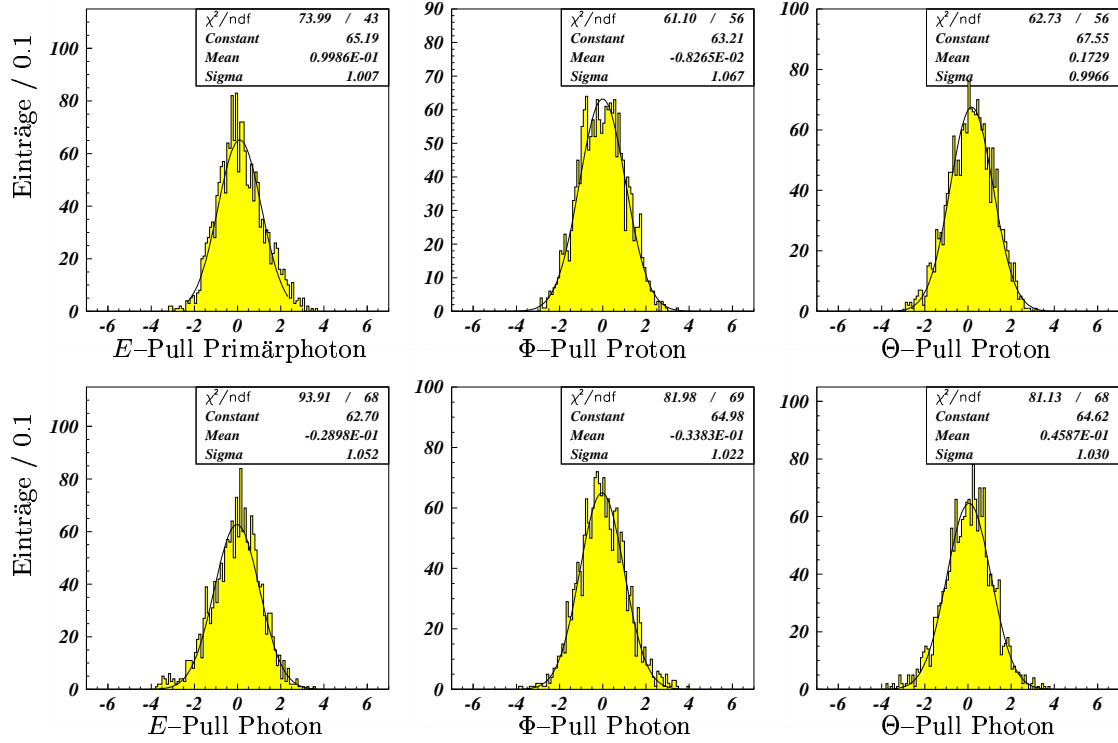


Abbildung 4.7: Pullverteilungen der Hypothese $p4\pi^0$ für die in der kinematischen Anpassung berücksichtigten Meßgrößen mit deren optimierten Fehlern.

Da — wie im folgenden insbesondere durch Abb. 4.8 und 4.9 dokumentiert werden kann — die Qualität der hier diskutierten Daten außerordentlich gut ist, wurde auf eingehende Untersuchungen zu den Ursachen dieser geringfügig verschobenen Pulls verzichtet.

4.4.1 Die kinematische Anpassung an mesonische Endzustände

Die Präparation des Zerfallskanals $p\pi^0\eta \rightarrow p4\pi^0 \rightarrow p8\gamma$ wurde mit Hilfe der kinematischen Anpassung an die Hypothesen $p2\pi^0 4\gamma$, $p4\pi^0$ und $p\pi^0\eta$ durchgeführt. Im Gegensatz zum $p4\gamma$ -Datensatz liegt aufgrund der höheren Photonenmultiplizität die Besonderheit des $p8\gamma$ -Datensatzes darin, daß es für die Zuordnung der Photonen zu den Mesonen außerordentlich viele Kombinationsmöglichkeiten gibt. So erhält man

- für die Hypothese $p2\pi^0 4\gamma$, bei der die beiden π^0 -Mesonen in jeweils zwei Photonen zerfallen, insgesamt

$$N_{p2\pi^0 4\gamma \rightarrow p8\gamma} = \frac{\binom{8}{2} \binom{6}{2}}{2!} = 210$$

Kombinationen,

- für die Hypothese $p4\pi^0$, bei der jedes π^0 -Meson in jeweils zwei Photonen zerfällt, insgesamt

$$N_{p4\pi^0 \rightarrow p8\gamma} = \frac{\binom{8}{2} \binom{6}{2} \binom{4}{2} \binom{2}{2}}{4!} = 105$$

Kombinationen und

- für die Hypothese $p\pi^0\eta$, bei der das η in drei π^0 -Mesonen zerfällt und sämtliche π^0 -Meson in jeweils zwei Photonen zerfallen, insgesamt

$$N_{p\pi^0\eta \rightarrow p4\pi^0 \rightarrow p8\gamma} = \binom{4}{3} \cdot \frac{\binom{8}{2} \binom{6}{2} \binom{4}{2} \binom{2}{2}}{4!} = 420$$

Kombinationen.

Die Anzahl der Möglichkeiten läßt sich dadurch ermitteln, daß es für das erste Pion jeweils $\binom{8}{2}$ Möglichkeiten gibt, zwei Photonen ohne Berücksichtigung ihrer Anordnung aus der Gesamtzahl von 8 Photonen auszuwählen. Durch die Festlegung eines Photonenpaares für das erste Pion kann das zweite Pion demnach nur noch aus einem Photonenpaar der noch verbleibenden 6 Photonen zusammengesetzt werden. Hierfür gibt es $\binom{6}{2}$ Möglichkeiten. Für jedes weitere Pion reduzieren sich die noch vorhandenen Photonen um jeweils zwei. Desweiteren muß noch berücksichtigt werden, daß die π^0 -Mesonen nicht voneinander zu unterscheiden sind. Treten in einer Hypothese k nicht zu unterscheidene Mesonen auf, reduzieren sich die Kombinationen um den Faktor $1/k!$, da es insgesamt $k!$ mögliche Permutationen zwischen ihnen gibt. Für den Zerfall $\eta \rightarrow 3\pi^0$ erhält man $\binom{4}{3}$ Möglichkeiten, drei aus den vorhandenen vier Pionen auszuwählen.

Aufgrund der sehr großen Anzahl an Kombinationsmöglichkeiten liegt die Vermutung nahe, daß die Rekonstruktion der oben aufgeführten Zustände nicht möglich ist, da neben den Untergrundereignissen auch sehr viele Kombinationen eines Ereignisses zufällig eine Hypothese erfüllen könnten. Untersuchungen an 5-Mesonen-Endzuständen mit dem Zerfall in insgesamt 10 Photonen, bei denen die Kombinationsmöglichkeiten sogar um etwa eine Größenordnung höher liegen, konnten diese Vermutung widerlegen [43]. Dies ist damit zu begründen, daß der enormen Zahl von Kombinationen auch viele Nebenbedingungen³ gegenüber stehen. Die Wahrscheinlichkeit, daß eine Kombination zufällig eine Hypothese erfüllt, nimmt mit der Anzahl der Nebenbedingungen exponentiell ab.

Diese Erkenntnis bestätigt sich auch in der kinematischen Anpassung an die $p2\pi^04\gamma$ -Hypothese. Abbildung 4.8 zeigt die Goldhaberdarstellung für die 2 887 Ereignisse, die ein besseres Konfidenzniveau als 3.5% aufweisen. Für Ereignisse, bei denen mehrere Kombinationen diese Bedingung erfüllen, wurde lediglich die berücksichtigt, die mit der Hypothese am besten vereinbar ist. Die Annahme, daß es sich hauptsächlich um $p4\pi^0$ -Ereignisse handelt, wird sehr eindrucksvoll durch die Anhäufung am Kreuzungspunkt der π^0 -Massen bestätigt. Aufgrund der Tatsache, daß die vier unkorrelierten Photonen als Zerfallsprodukte aus zwei neutralen Pionen identifiziert werden können, ist ein deutlicher Hinweis darauf, daß bei der Präparation der $p2\pi^04\gamma$ -Endzustände mittels der kinematischen Anpassung die korrekte Mesonenzuordnung vorliegt.

Insgesamt 2 394 Ereignisse können dem $p4\pi^0$ -Endzustand mit einem Konfidenzniveau von mehr als 0.6% zugeordnet werden. In Abbildung 4.9 ist für diesen Datensatz die invariante $3\pi^0$ -Masse histogrammiert. Trotz der vier Einträge für jedes Ereignis ist ein deutliches

³Neben der Phasenraumanpassung müssen für die Hypothesen $p2\pi^04\gamma \rightarrow p8\gamma$, $p4\pi^0 \rightarrow p8\gamma$ und $p\pi^0\eta \rightarrow p4\pi^0 \rightarrow p8\gamma$ zusätzlich noch 2, 4 sowie 5 Nebenbedingungen erfüllt werden.

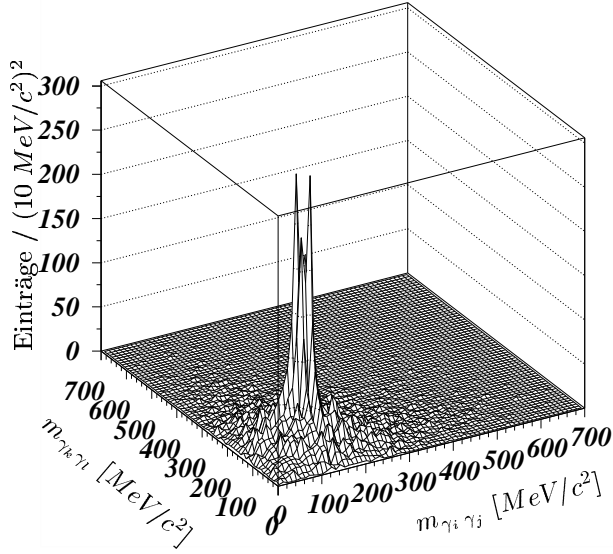


Abbildung 4.8: Die Goldhaberdarstellung der $p2\pi^04\gamma$ -Ereignisse zeigt die invariante Masse zweier Photonen gegen die invariante Masse der anderen beiden Photonen in symmetrischer Auftragung. Die Dominanz durch die Überhöhung an den Kreuzungspunkten der π^0 -Massen ist überaus deutlich zu erkennen. Hierbei handelt es sich um $p4\pi^0$ -Ereignisse.

η -Signal zu erkennen. In der σ -Breite von nur $12\text{ MeV}/c^2$ zeigt sich auch hier die außerordentlich gute Qualität der Daten durch den Gebrauch der kinematischen Anpassung. Mit Hilfe dieser Auftragung kann auch eine grobe Abschätzung über den Anteil an $p\pi^0\eta$ -Ereignissen vorgenommen werden. Im Massenbereich zwischen $510\text{--}590\text{ MeV}/c^2$ sind insgesamt 3777 Einträge vorhanden, von denen etwa 1760 Einträge als Gesamtuntergrund⁴ abgeschätzt werden können. Somit können 2017 Ereignisse dem η -Signal zugeordnet werden. Demnach besteht der selektierte $p4\pi^0$ -Datensatz aus etwa 84% $p\pi^0\eta$ -Ereignissen. Aufgrund dessen kann auch dieser Endzustand einer fast untergrundfreien Selektion unterzogen werden. Die Hypothese $p\pi^0\eta \rightarrow p4\pi^0 \rightarrow p8\gamma$ erfüllen mit einem Konfidenzniveau

⁴Als Gesamtuntergrund ist hierbei die Summe aus kombinatorischem und nichtkombinatorischem Untergrund gemeint.

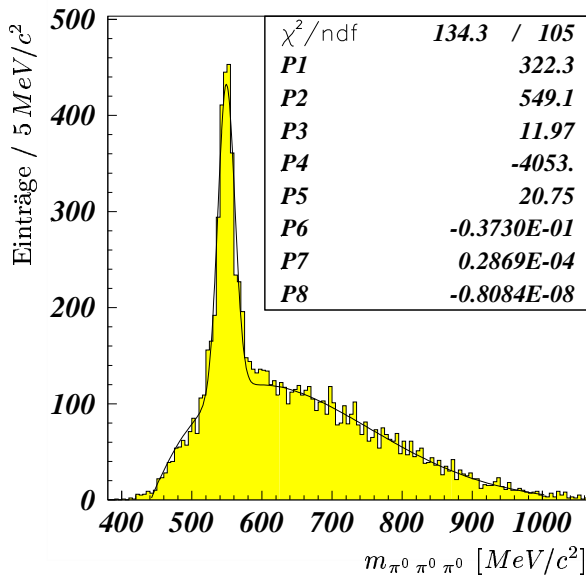


Abbildung 4.9: Trotz vier Einträge pro Ereignis kommt in der invarianten $3\pi^0$ -Masse ein sehr starkes η -Signal zum Vorschein. Insbesondere die σ -Breite von $12\text{ MeV}/c^2$ der an dieses Signal angepaßten Gaußkurve spiegelt die hervorragende Qualität der Daten nach der kinematischen Anpassung an die Hypothese $p4\pi^0$ wider. Dem Spektrum wurde eine Gaußkurve und ein Polynom 4. Grades angepaßt.

von besser als 0.1% insgesamt 2.111 Ereignisse.

4.4.2 Die Statistik

In Tabelle 4.2 werden sämtliche Selektionsschritte für die Präparation des Endzustands $p\pi^0\eta \rightarrow p8\gamma$ zusammengefaßt.

Selektionsschritt	Anzahl der Ereignisse
eingelene Daten	$116 \cdot 10^6$
Vorselektion	23.205
Hypothese $p8\gamma$ $CL_{p8\gamma} > 0.2\%$	6.231
Hypothese $p2\pi^04\gamma$ $CL_{p2\pi^04\gamma} > 0.35\%$	2.887
Hypothese $p4\pi^0$ $CL_{p4\pi^0} > 0.05\%$	2.394
Hypothese $p\pi^0\eta$ $CL_{p\pi^0\eta} > 0.1\%$	2.111

Tabelle 4.2: Überblick über die einzelnen Selektionsschritte

Kapitel 5

Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse vorgestellt, die sich aus der Untersuchung der Endzustände $p\pi^0\pi^0$ und $p\pi^0\eta$ ergeben. Diese Untersuchung beschränkt sich auf eine Interpretation von invariante-Masse-Spektren und Dalitzplots. Hierbei werden signifikante Signale bekannten Zuständen des Mesonen- und Baryonenspektrums zugeordnet. Bei diesen Zuordnungen handelt es sich lediglich um sehr naheliegende und plausible Vermutungen, die nur mittels einer Partialwellenanalyse durch die Bestimmung von Quantenzahlen und Massen bestätigt werden können. Im Rahmen dieser Arbeit konnte eine Partialwellenanalyse jedoch nicht mehr durchgeführt werden, da sie außerordentlich zeitaufwendiger und gewissenhafter Untersuchungen bedarf.

5.1 Der $p\pi^0\pi^0$ -Endzustand

Dem $p\pi^0\pi^0$ -Endzustand können insgesamt 82 778 Ereignisse zugeordnet werden. Der hierin enthaltene Untergrund ist marginal und kann mittels der $p\pi^0\gamma\gamma$ -Anpassung auf weniger als 3.2% abgeschätzt werden (Kap. 4.3.1).

In Abb. 5.1 ist die invariante $p\pi^0\pi^0$ -Masse histogrammiert. Sie ist mit der Schwerpunktsenergie der Ereignisse gleichzusetzen und steht deshalb mit dem Impuls des energiemarkierten Photons (p_γ) in folgender Form in Verbindung:

$$m_{p\pi^0\pi^0} = \sqrt{m_p^2 + p_\gamma^2/c^2} \quad (5.1)$$

Aufgrund dessen geht in dieses Massenspektrum die Effizienz des Tagging-Systems ein. Neben dem charakteristischen $1/E_\gamma$ -Intensitätsabfall des Bremsstrahlspektrums sind zwei Überhöhungen bei etwa $1500 \text{ MeV}/c^2$ und $1700 \text{ MeV}/c^2$ zu erkennen. Dies ist ein Hinweis auf Resonanzen, die in den Endzustand $p\pi^0\pi^0$ zerfallen. Da sich im invarianten $p\pi^0$ -Massenspektrum (Abb. 5.2) ebenfalls Strukturen zeigen, könnte es sich hierbei auch um sequentielle Zerfälle über einen Zwischenzustand handeln. So ist neben einem überaus deutlichen $\Delta^+(1232)$ -Signal eine Überhöhung im sogenannten 2. Resonanzbereich bei etwa $1500 \text{ MeV}/c^2$ vorhanden. Darüber hinaus ist eine kleine Schulter im 3. Resonanzbereich bei $1700 \text{ MeV}/c^2$ zu erkennen. Da die Produktion dieser Resonanzen abhängig von dem

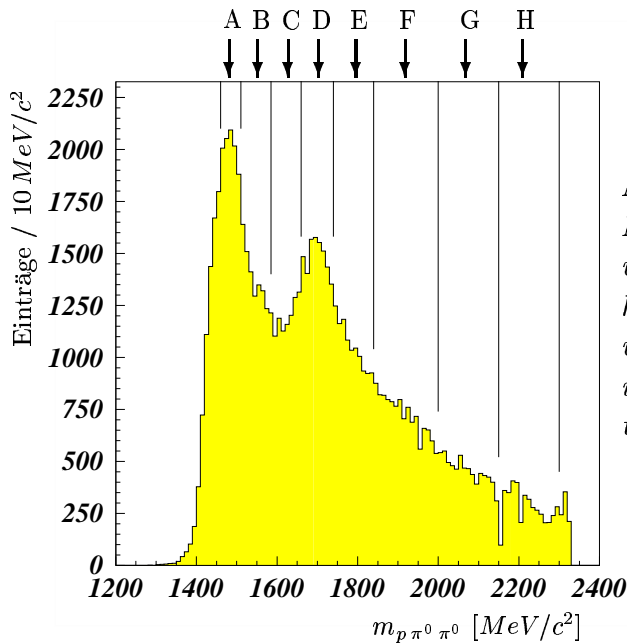


Abbildung 5.1: In der invarianten $p\pi^0\pi^0$ -Masse sind deutliche Überhöhungen bei etwa $1500\text{ MeV}/c^2$ sowie $1700\text{ MeV}/c^2$ vorhanden. Für eine nähere Untersuchung wurde das gesamte Massenspektrum in insgesamt acht Energieintervalle unterteilt (von (A) bis (H)).

zur Verfügung stehenden Phasenraum und somit von dem Impuls des energiemarkierten Photonenstrahls ist, wird zur näheren Untersuchung das $m_{p\pi^0\pi^0}$ -Massenspektrum in insgesamt acht unterschiedliche Bereiche aufgeteilt und separat betrachtet. Sie sind in Abb. 5.1 mit A bis H markiert und in Tab. 5.1 mit den zugrundeliegenden Ereigniszahlen aufgelistet.

Die nun folgende Untersuchung der einzelnen Massenbereiche hat zum Ziel, Baryonen- sowie Mesonenresonanzen zu erkennen, die in zwei der drei Endzustandsteilchen zerfallen. Hierfür ist die Betrachtung eindimensionaler Massenspektren von zwei Endzustandsteilchen nur bedingt aussagekräftig, da sie nicht über die vollständige Information verfügen.

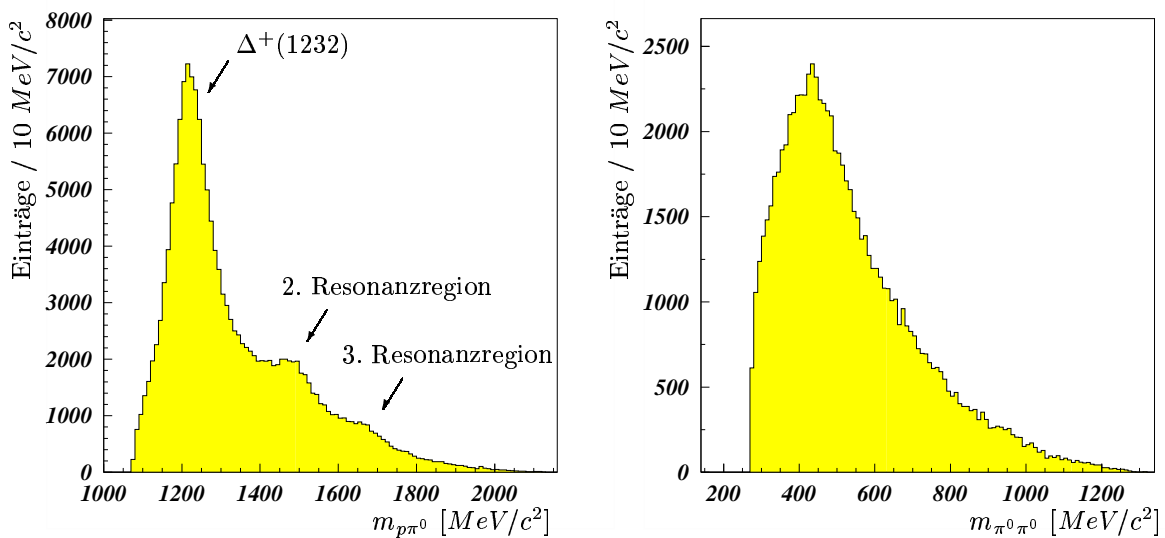


Abbildung 5.2: Invariante $p\pi^0$ - und $\pi^0\pi^0$ -Masse sämtlicher $p\pi^0\pi^0$ -Ereignisse.

Sie können nämlich Strukturen aufweisen, deren Ursache in einer Reflexionen von Resonanzen bestehen, die in andere Zweiteilchenkombinationen zerfallen. Dagegen ist bei der Topologie eines Dreiteilchen-Endzustandes die Histogrammierung im sogenannten Dalitzplot geradezu ideal. Für den Fall einer konstanten Schwerpunktsenergie beinhaltet ein Dalitzplot die vollständige Information der Ereignisse¹. Hierbei werden die Quadrate der invarianten Massen von zwei Teilchen gegeneinander aufgetragen. Diese Darstellung besitzt den Vorteil, daß sich für phasenraumverteilte Ereignisse lediglich Akzeptanzeinbußen bemerkbar machen, und sich ansonsten eine konstante Verteilung ergibt. Treten Bänder parallel zu den Achsen oder senkrecht zur Hauptdiagonalen auf, ist dies ein unmittelbarer Hinweis auf eine Resonanz. Darüber hinaus gibt die Häufigkeitsverteilung entlang der Bänder Aufschluß über die Winkelverteilung im entsprechenden Schwerpunktsystem der zerfallenden Resonanz. Eine ausführliche Beschreibung eines Dalitzplots findet sich in [44]. Um eine hinreichend große Anzahl von Ereignissen zu erhalten, wurde die Unterteilung des Spektrums der invarianten $p\pi^0\pi^0$ -Masse so gewählt, daß die Intervalle bis zu $160 \text{ MeV}/c^2$ überdecken. Dementsprechend schwanken auch die Schwerpunktsenergien der Ereignisse innerhalb dieser Regionen, so daß resonante Strukturen auf den Diagonalelementen sowie bestimmte Winkelverteilungen innerhalb der Dalitzplots nur bedingt sichtbar werden. Um die Spektren dennoch gut interpretieren zu können, werden deshalb — wie auch bei der darauf folgenden Untersuchung des $p\pi^0\eta$ -Endzustandes — Dalitzplots sämtlicher Zweiteilchenkombinationen vorgestellt und den entsprechenden Projektionen in Form von invarianten Massen gegenübergestellt. Für das Spektrum der invarianten $p\pi^0$ -Masse sowie für den symmetrischen² und auch unsymmetrischen Dalitzplot³ im $p\pi^0\pi^0$ -Endzustand gibt es jeweils zwei Einträge pro Ereignis, da die beiden neutralen Pionen im Endzustand nicht voneinander zu unterscheiden sind.

Massenbereich	$m_{p\pi^0\pi^0} [\text{MeV}/c^2]$	Ereignisse
A	1460 – 1510	10 060
B	1510 – 1585	10 374
C	1585 – 1660	8 982
D	1660 – 1740	11 883
E	1740 – 1840	10 545
F	1840 – 2000	11 536
G	2000 – 2150	6 831
H	2150 – 2300	4 200

Tabelle 5.1: Unterteilung des $m_{p\pi^0\pi^0}$ -Massenbereiches mit den zugrundeliegenden Ereigniszahlen

¹Für den Fall einer konstanten Schwerpunktsenergie und der Annahme der Drehfreiheit eines Ereignisses im Raum spannt ein Dreiteilchen-Endzustand einen zweidimensionalen Phasenraum auf. Somit ist die Kinematik eines solchen Endzustandes durch die Kenntnis zweier unabhängiger Größen vollständig bestimmt.

²Hierbei wird das invariante Massenquadrat einer $p\pi^0$ -Kombination gegen das invariante Massenquadrat der noch verbleibenden $p\pi^0$ -Kombination aufgetragen.

³Hierbei wird das invariante Massenquadrat der $\pi^0\pi^0$ -Kombination gegen das invariante Massenquadrat der beiden $p\pi^0$ -Kombinationen aufgetragen.

A: $m_{p\pi^0\pi^0} = 1460\text{--}1510 \text{ MeV}/c^2$

Dieser Massenbereich wurde so gewählt, daß er innerhalb der ersten resonanten Struktur im $m_{p\pi^0\pi^0}$ -Spektrum bei etwa $1500 \text{ MeV}/c^2$ liegt. Da die zur Verfügung stehenden eindimensionalen Phasenräume⁴ jeweils lediglich etwa $300 \text{ MeV}/c^2$ betragen, wird das Spektrum der invarianten $p\pi^0$ -Masse (Abb. 5.3 (c)) quasi nur von der Region der $\Delta^+(1232)$ -Resonanz überdeckt. Deshalb kann anhand dieses eindimensionalen Spektrums nicht beurteilt werden, ob die Überhöhung bei ca. $1230 \text{ MeV}/c^2$ auf jene Resonanz zurückzuführen ist. Jedoch zeigen sich sowohl im symmetrischen (Abb. 5.3 (a)) als auch insbesondere im unsymmetrischen Dalitzplot (Abb. 5.3 (b)) außerordentlich deutliche Bänder, die auf eine sehr starke $\Delta^+(1232)$ -Produktion hinweisen. Aufgrund dessen kann daraus der Schluß gezogen werden, daß eine oder auch mehrere Resonanzen bei etwa $1500 \text{ MeV}/c^2$ sequentiell über den Zwischenzustand $\Delta^+(1232)\pi^0$ in $p\pi^0\pi^0$ zerfallen. Hierbei könnte es sich um die bekannten Zustände $P_{11}(1440)$, die sogenannte Roperresonanz, und $D_{13}(1520)$ handeln, da sie sowohl für ihre mögliche Produktion eine ausreichend starke Kopplung an $p\gamma$ aufweisen, als auch ein großes Verzweungsverhältnis für den Zerfall in $\Delta(1232)\pi^0$ besitzen⁵. Um diese Schlußfolgerung zu verifizieren, ist es notwendig, sowohl die Massen als

⁴Unter dem eindimensionalen Phasenraum ist der kinematisch erlaubte Bereich im Spektrum der invarianten Masse zweier Endzustandsteilchen gemeint.

⁵Laut [11] beträgt für $P_{11}(1440)$ und $D_{13}(1520)$ das Verzweungsverhältnis in $p\gamma$ 0.035–0.048% sowie 0.46–0.56% und in $\Delta\pi$ 30–40% sowie 15–25%.

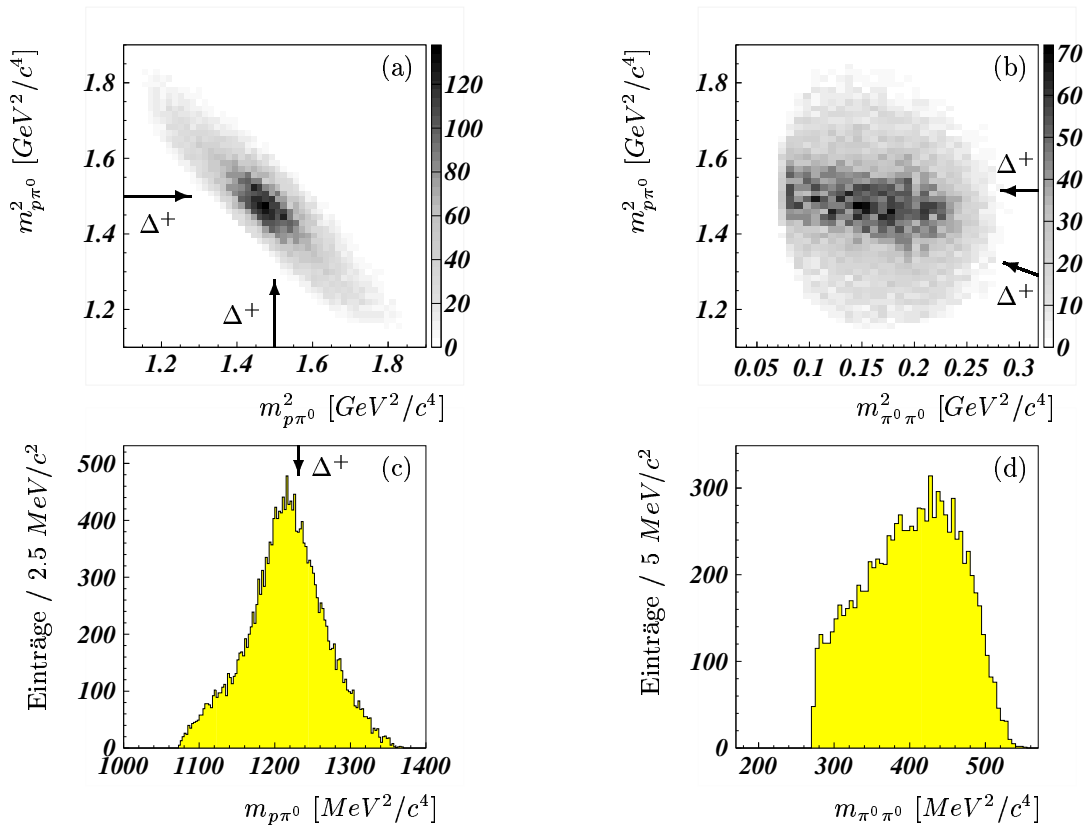


Abbildung 5.3: Dalitzplots und Spektren invarianter Massen für das Energieintervall A

auch Quantenzahlen der zugrundeliegenden Signale zu bestimmen. Hierfür ist eine Partialwellenanalyse unumgänglich, die aufgrund der ausreichenden Ereigniszahl von 10 060 erfolgreich durchgeführt werden kann.

In einem Photoproduktionsexperiment am Mainzer Elektronenbeschleuniger MAMI wurde von der TAPS-Kollaboration in diesem Massenbereich bereits eine Analyse der doppelten neutralen Pionenproduktion durchgeführt, bei der ein starker Anteil des $D_{13}(1520)$ -Baryons sowie auch die Existenz der Roperresonanz $P_{11}(1440)$ im Zerfallskanal $\Delta^+(1232)\pi^0$ beobachtet wurde [7, 8]. Diese Beobachtung steht sehr gut im Einklang mit theoretischen Vorhersagen [47, 48]. Die Kopplung dieser Resonanzen an den Kanal $\Delta(1232)\pi$ wurde zuvor durch Partialwellenanalysen in πN -Streuexperimenten ermittelt [49, 50]. Die aus Abbildung 5.3 gezogenen Schlussfolgerungen stimmen mit den Resultaten aus diesen älteren Experimenten hervorragend überein.

B: $m_{p\pi^0\pi^0} = 1510\text{--}1585 \text{ MeV}/c^2$

Bei dieser Regionen sind die eindimensionalen Phasenräume der insgesamt 10 374 Ereignisse ebenfalls sehr klein und betragen weniger als $400 \text{ MeV}/c^2$. Wie in (A) zeigen sich auch hier in den Dalitzplots (Abb. 5.4 (a) und (b)) Hinweise auf eine $\Delta^+(1232)$ -Produktion, welche auf die sequentiellen Zerfälle der $D_{13}(1520)$ - und $P_{11}(1440)$ -Resonanz zurückgeführt werden kann. Jedoch tritt das $\Delta^+(1232)$ -Signal hierbei nicht so stark in Erscheinung. Dies

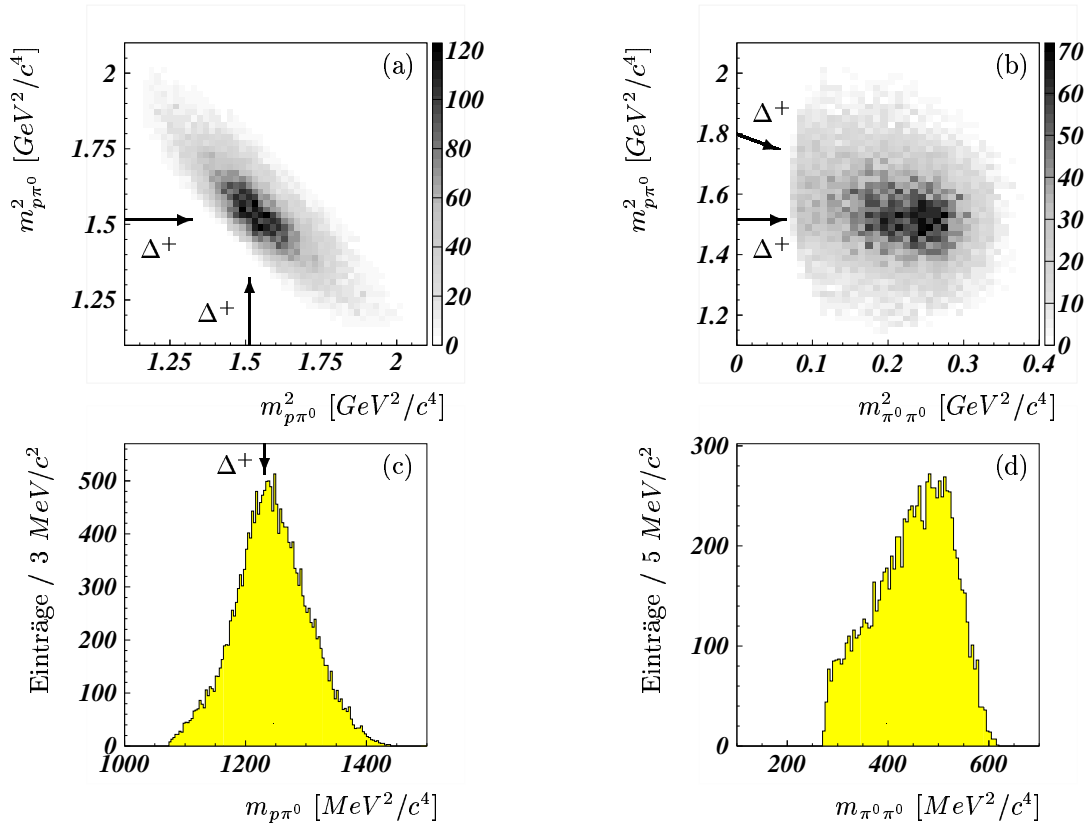


Abbildung 5.4: Dalitzplots und Spektren invarianter Massen für das Energieintervall B

ist vermutlich darauf zurückzuführen, daß dieses $p\pi^0\pi^0$ -Massenintervall nicht direkt innerhalb sondern lediglich im absteigenden Ast der ersten resonanten Struktur liegt. In der invarianten $\pi^0\pi^0$ -Masse (Abb. 5.4 (d)) gibt es bis auf die Reflexion des $\Delta^+(1232)$ -Signals keinen Hinweis auf eine Mesonenproduktion. Jedoch kann ebenso wie in den übrigen betrachteten Massenregionen das Vorhandensein des sogenannten $f_0(400-1200)$ nicht ausgeschlossen werden. Da dieses $f_0(400-1200)$ im $\pi\pi$ -Kanal mit einem relativen Bahndrehimpuls von $L=0$ beobachtet wurde und eine ungewöhnlich große σ -Breite von $600-1000$ MeV/c^2 aufweist, wird hierbei nicht von einem Meson, sondern lediglich von einer sogenannten $(\pi\pi)_S$ -Welle gesprochen. Aufgrund dieser großen Zerfallsbreite kann das $f_0(400-1200)$ nur mittels einer Partialwellenanalyse identifiziert werden.

C: $m_{p\pi^0\pi^0} = 1585-1660$ MeV/c^2

Bei diesem Intervall handelt es sich um den ansteigenden Ast der zweiten resonanten Struktur im $m_{p\pi^0\pi^0}$ -Spektrum und es beinhaltet insgesamt 8 982 Ereignisse. Ähnlich wie in (A) und (B) tritt in den Dalitzplots (Abb. 5.5 (a) und (b)) lediglich das $\Delta^+(1232)$ -Signal in Erscheinung. Bei der invarianten $p\pi^0$ -Masse (Abb. 5.5 (c)) hingegen ist dieses Signal aufgrund der Reflexion des entsprechenden unkorrelierten $p\pi^0$ -Paares kaum sichtbar. Anhand der Dalitzplots ist nämlich zu erkennen, daß die invariante Masse dieser

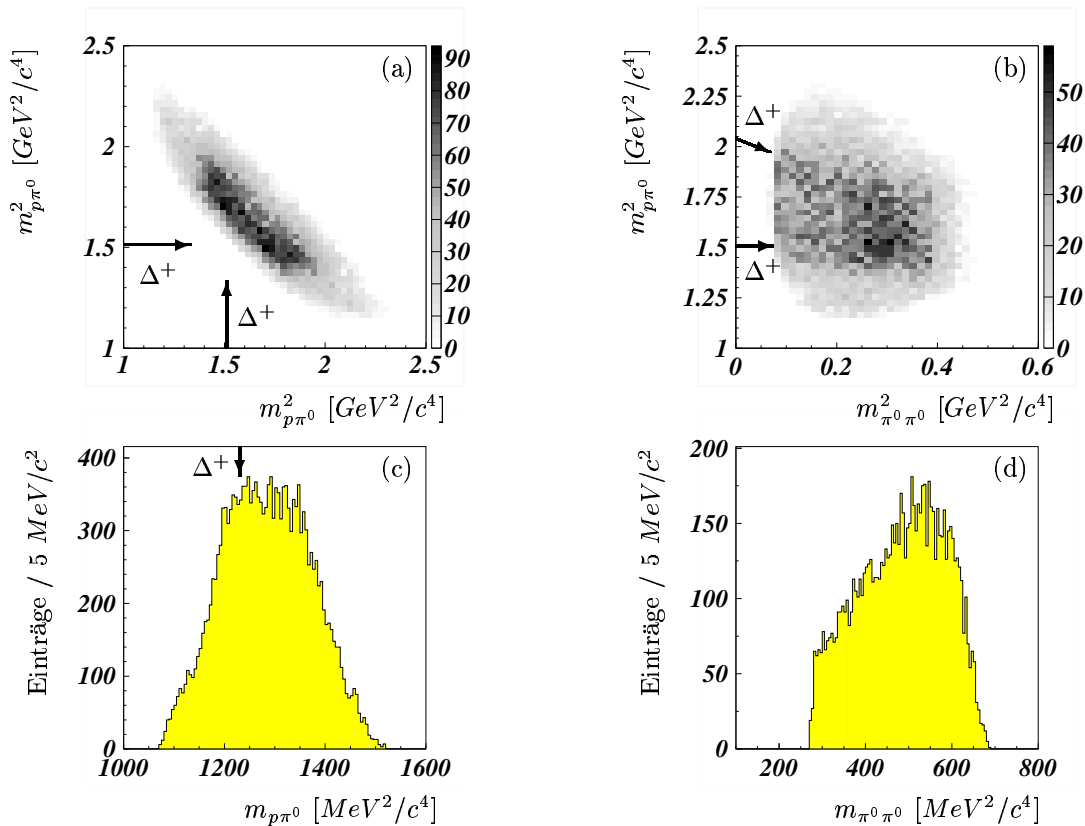


Abbildung 5.5: Dalitzplots und Spektren invarianter Massen für das Energieintervall C

Teilchenkombination einen Wert zwischen etwa $1300 \text{ MeV}/c^2$ und $1400 \text{ MeV}/c^2$ annehmen muß.

D: $m_{p\pi^0\pi^0} = 1660\text{--}1740 \text{ MeV}/c^2$

Dieser Bereich liegt exakt innerhalb der zweiten resonanten Struktur im Spektrum der invarianten $p\pi^0\pi^0$ -Masse bei etwa $1700 \text{ MeV}/c^2$. Der in den invarianten Massen zweier Endzustandsteilchen zur Verfügung stehende Phasenraum beträgt hier mehr als $600 \text{ MeV}/c^2$, so daß neben dem $\Delta^+(1232)$ -Baryon auch Zustände aus dem sogenannten zweiten Resonanzbereich erzeugt werden können.

Die insgesamt 11 883 Ereignisse weisen in den Dalitzplots (Abb. 5.6 (a) und (b)) neben dem überaus deutlichen $\Delta^+(1232)$ -Signal eine schwächere aber dennoch deutlich erkennbare Struktur bei etwa $1440 \text{ MeV}/c^2$ auf. Deshalb liegt die Vermutung nahe, daß es sich hierbei um die Roperresonanz $P_{11}(1440)$ handelt. Jedoch befindet sich dieses Signal unmittelbar am Ende des Phasenraums, so daß es auch als ein Zustand mit einer größeren Masse gedeutet werden kann. Der wahrscheinlichste Kandidat hierfür ist die $D_{13}(1520)$ -Resonanz.

Diese Beobachtung läßt den Schluß zu, daß das zweite Signal im invarianten $p\pi^0\pi^0$ -Massenspektrum einem Zustand zugeordnet werden kann, der sequentiell sowohl über

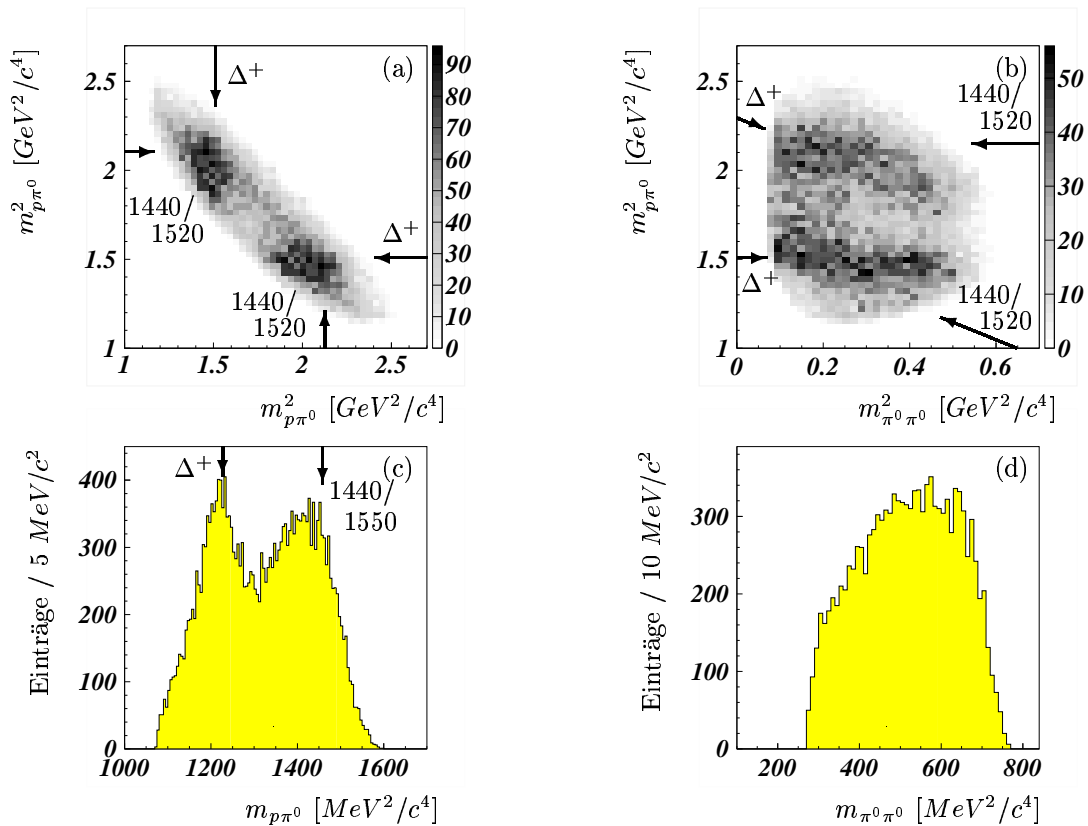


Abbildung 5.6: Dalitzplots und Spektren invarianter Massen für das Energieintervall D

$\Delta^+(1232)\pi^0$ als auch möglicherweise über $P_{11}(1440)\pi^0$ bzw. $D_{13}(1520)\pi^0$ in den Endzustand $p\pi^0\pi^0$ zerfällt. Aufgrund bisheriger Erkenntnisse in der Baryonenspektroskopie kann es sich hierbei um die $D_{33}(1700)$ -Resonanz handeln, da sie mit 0.12–0.26% an $p\gamma$ sowie außerordentlich stark mit 30–60% an $\Delta\pi$ koppelt [11]. Desweiteren kommt auch die Interpretation als $F_{15}(1680)$ -Resonanz in Frage, die ebenfalls eine starke Kopplung an den entsprechenden Ein- und Ausgaskanal aufweist.

Bei den bisher durchgeführten Photoproduktionsexperimenten wurde der $p\pi^0\pi^0$ -Zerfallskanal in diesem Massenbereich noch nicht untersucht.

E: $m_{p\pi^0\pi^0} = 1740\text{--}1840 \text{ MeV}/c^2$

Im absteigenden Ast der zweiten resonanten Struktur im $m_{p\pi^0\pi^0}$ -Spektrum befinden sich insgesamt 10 545 Ereignisse. Ähnlich wie in (D) ist neben dem deutlichen $\Delta^+(1232)$ -Signal eine weitere Struktur im sogenannten zweiten Resonanzbereich sichtbar. Allerdings tritt diese bei einer um etwa $80 \text{ MeV}/c^2$ höher liegenden Masse in Erscheinung, was auf die $D_{13}(1520)$ -Resonanz schließen läßt. In den Dalitzplots (Abb. 5.7 (a) und (b)) ist erkennbar, daß dieses Signal im invarianten $p\pi^0$ -Massenspektrum (Abb. 5.7 (c)) sehr stark von der Reflexion der $\Delta^+(1232)$ -Resonanz überlagert wird.

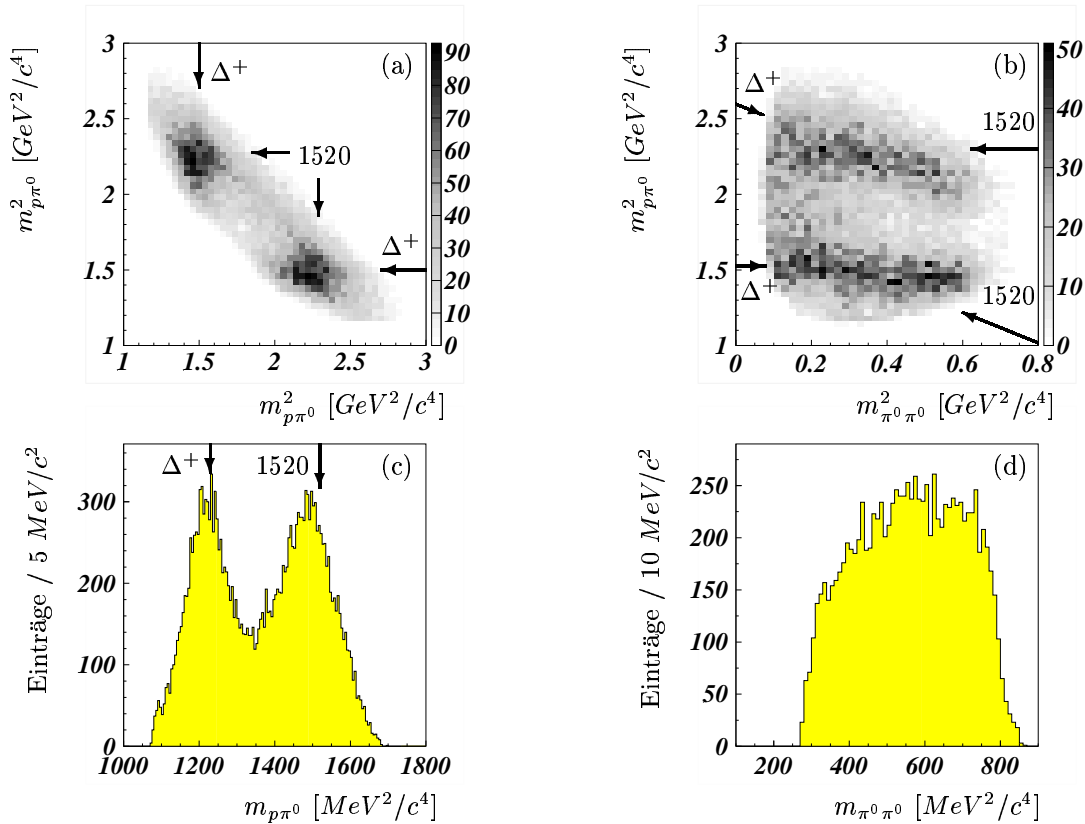


Abbildung 5.7: Dalitzplots und Spektren invarianter Massen für das Energieintervall E

F: $m_{p\pi^0\pi^0} = 1840\text{--}2000 \text{ MeV}/c^2$

Wie in (D) und (E) tritt im Spektrum der invarianten $p\pi^0$ -Masse (Abb. 5.8 (c)) und insbesondere in den Dalitzplots (Abb. 5.8 (a) und (b)) neben dem $\Delta^+(1232)$ -Signal ebenfalls eine Struktur im zweiten Resonanzbereich zu Tage. Da diese Struktur auch bei etwa $1520 \text{ MeV}/c^2$ zu sehen ist, ist dies ein weiterer Hinweis darauf, daß sie als $D_{13}(1520)$ -Resonanz interpretiert werden kann. Darüber hinaus zeigen sich bei den insgesamt 11 536 Ereignissen Hinweise auf eine Struktur innerhalb des dritten Resonanzbereichs bei etwa $1680 \text{ MeV}/c^2$. Allerdings befindet sie sich am Rand des zur Verfügung stehenden Phasenraums und wird zudem von den unkorrelierten $p\pi^0$ -Teilchenpaaren der $\Delta^+(1232)$ -Resonanzen überlagert. Dies ist anhand des symmetrischen Dalitzplots (Abb. 5.8 (a)) deutlich zu erkennen.

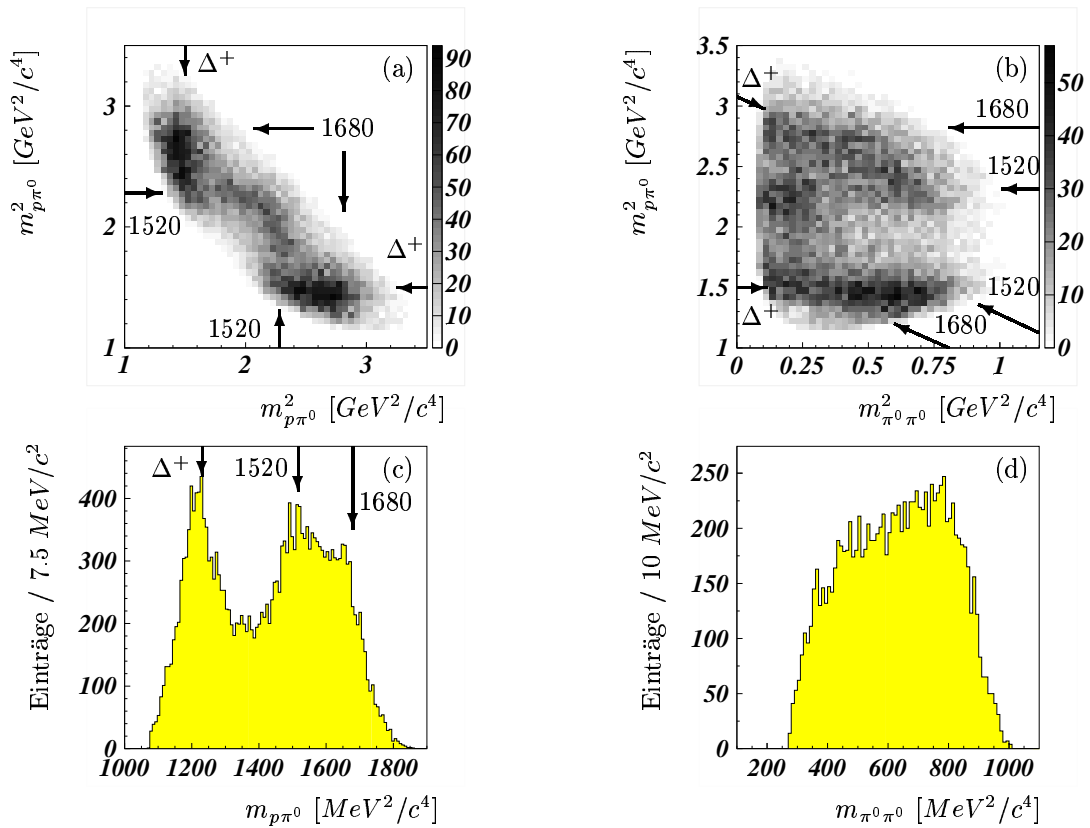


Abbildung 5.8: *Dalitzplots und Spektren invarianter Massen für das Energieintervall F*

G: $m_{p\pi^0\pi^0} = 2000\text{--}2150 \text{ MeV}/c^2$

Trotz der geringen Ereigniszahl von nur 6 831 sind in den Histogrammen der Abbildung 5.9 eine Reihe von Strukturen sichtbar, die auf Resonanzen zurückzuführen sind. So ist im Spektrum der invarianten $p\pi^0$ -Masse (Abb. 5.9 (c)) neben dem $\Delta^+(1232)$ -Signal und einer Überhöhung im zweiten Resonanzbereich bei $1520 \text{ MeV}/c^2$ eine überaus deutliche Struktur bei $1680 \text{ MeV}/c^2$ vorhanden. Hierbei ist die Interpretation als $F_{15}(1680)$ -Resonanz nahelegend, da diese mit 60–70% sehr stark an den Zerfallskanal $N\pi$ koppelt. Im Vergleich

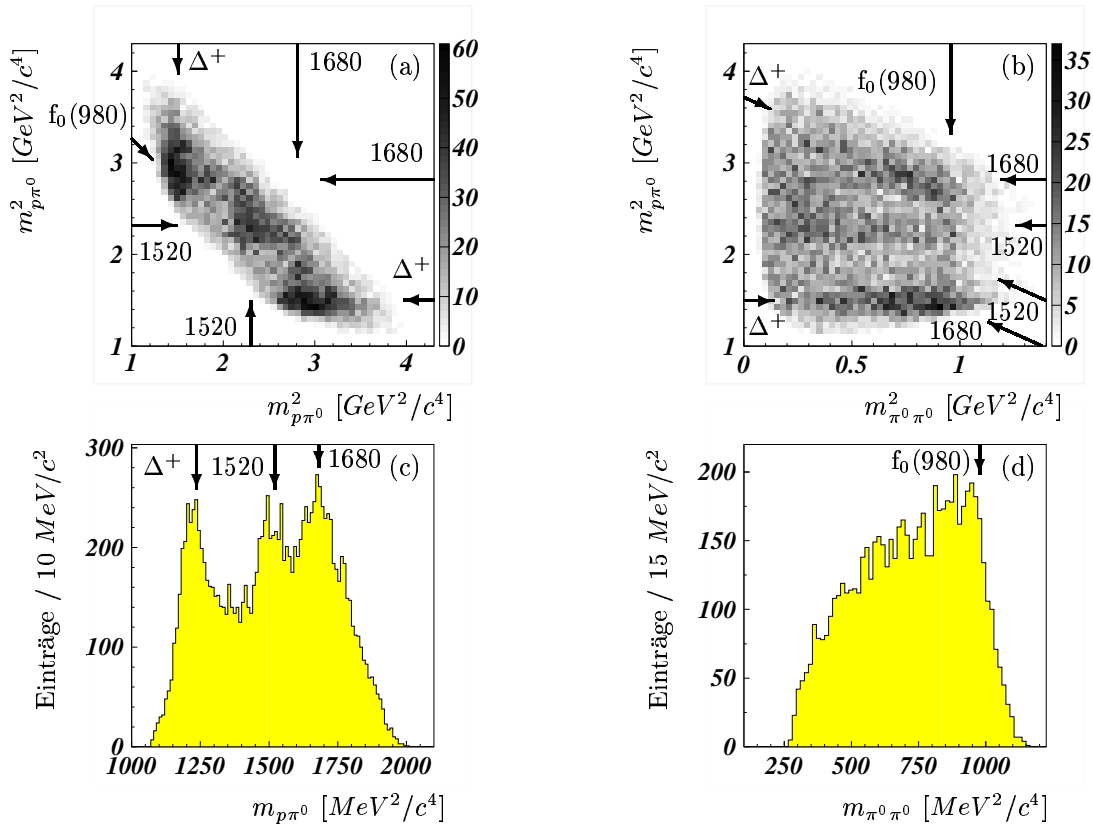


Abbildung 5.9: Dalitzplots und Spektren invarianter Massen für das Energieintervall G

zu den bisher diskutierten $m_{p\pi^0\pi^0}$ -Intervallen scheint der Anteil der $\Delta^+(1232)$ -Resonanz gegenüber den übrigen Baryonenresonanzen geringer zu sein.

Desweiteren zeigt sich in der invarianten $\pi^0\pi^0$ -Masse (Abb. 5.9 (d)) und auch insbesondere in den Dalitzplots (Abb. 5.9 (a) und (b)) eine schwache aber dennoch signifikante Struktur bei etwa $980 \text{ MeV}/c^2$. Hierbei muß es sich um das $f_0(980)$ -Meson handeln, das dominant in $\pi\pi$ zerfällt. Die sehr interessante Fragestellung, ob das $f_0(980)$ diffraktiv erzeugt wird, oder ob es sich bei diesem skalaren Meson um ein Zerfallsprodukt einer Baryonenresonanz handelt, kann nur mittels einer Partialwellenanalyse beantwortet werden. Im Falle einer diffraktiven Erzeugung könnte die Stärke der $f_0(980)$ -Photoproduktion Aufschluß über die innere Struktur dieses Teilchens geben und zudem einen entscheidenden Beitrag zum Szenario des noch teilweise unverstandenen skalaren Mesonennonetts liefern.

Jedoch ist auch nicht auszuschließen, daß das Vorhandensein des $f_0(980)$ auf Untergrundereignisse aus der sehr starken $\Phi(1020)$ -Produktion zurückzuführen ist. Dieses Vektormeson zerfällt u.a. in $f_0(980)\gamma$. Für den Fall, daß bei der Ereignisrekonstruktion das niederenergetische Photon dieses Zerfallskanals nicht erkannt wird, muß zwangsläufig das $f_0(980)$ -Meson als Untergrund im $p\pi^0\pi^0$ -Datensatz in Erscheinung treten. Da jedoch das Verzweungsverhältnis des $\Phi(1020)$ -Mesons in $f_0(980)\gamma$ mit $3,4 \cdot 10^{-4}$ außerordentlich gering ist, ist eine solche Deutung eher unwahrscheinlich. Um dies aber definitiv ausschließen zu können, müssen eingehende Untergrundstudien durchgeführt werden. Auf diese Untergrundstudien wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit verzichtet.

Bisher konnte das $f_0(980)$ bei lediglich einem Photoproduktionsexperiment, dem E687-Experiment am Fermilab⁶, bei einer Photonenenergie von 200 GeV beobachtet werden.

H: $m_{p\pi^0\pi^0} = 2150\text{--}2300 \text{ MeV}/c^2$

Wie in (G) sind bei den nur insgesamt 4200 Ereignissen die gleichen Strukturen erkennbar, die als $\Delta^+(1232)\pi^0$ -, $D_{13}(1520)\pi^0$ -, $F_{15}(1680)\pi^0$ - und $p f_0(980)$ -Ereignisse gedeutet werden können. Der relative Anteil des schwach in Erscheinung tretenden $f_0(980)$ -Mesons scheint hierbei gegenüber den Anteilen der übrigen Resonanzen etwas größer zu sein.

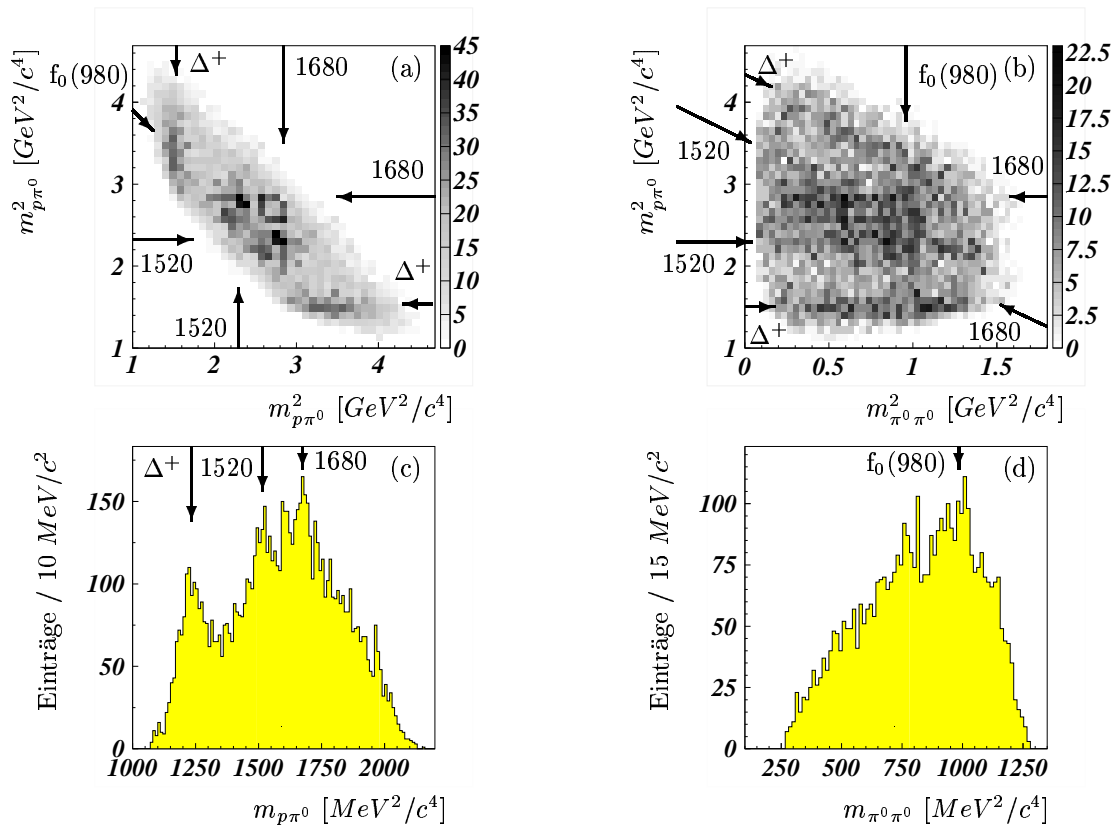


Abbildung 5.10: Dalitzplots und Spektren invarianter Massen für das Energieintervall H

⁶Fermi National Accelerator Laboratory

5.2 Der $p\pi^0\eta$ -Endzustand

Der $p\pi^0\eta$ -Endzustand wurde über zwei verschiedene Zerfallskanäle rekonstruiert. Hierbei handelt es sich zum einen um die Zerfallstopologie $p\pi^0\eta \rightarrow p4\gamma$, bei dem das η -Meson in zwei Photonen zerfällt, und zum anderen um den Reaktionstyp $p\pi^0\eta \rightarrow p4\pi^0 \rightarrow p8\gamma$ mit dem η -Zerfall in drei neutrale Pionen. Obwohl beide Datensätze jeweils eine andere Photonenmultiplizität aufweisen und sie infolge dessen auch unterschiedliche Rekonstruktionseffizienzen sowie Untergrundkanäle besitzen müssen, werden sie aufgrund der geringen Anzahl von Ereignissen in der nun folgenden Diskussion zusammengefaßt. Für die zugrundeliegende qualitative Interpretation des $p\pi^0\eta$ -Endzustandes ist dies deshalb gerechtfertigt, da beide rekonstruierten Datensätze nur wenig Untergrund beinhalten und sich bei der Gegenüberstellung der jeweiligen invariante-Masse-Spektren quasi keine Unterschiede zeigen (siehe Anhang B).

Bei den insgesamt 8 437 Ereignissen sind in der invarianten $p\pi^0\eta$ -Masse (Abb. 5.11) keine signifikanten Strukturen zu erkennen, die auf angeregte Baryonenresonanzen hindeuten. Jedoch ist bei diesem Histogramm zu berücksichtigen, daß es nicht akzeptanzkorrigiert ist und es somit sowohl die Taggereffizienz als auch die unterschiedlichen Rekonstruktionseffizienzen der beiden zugrundeliegenden Zerfallskanäle beinhaltet. Dagegen wird das Spektrum der invarianten $p\pi^0$ -Masse (Abb. 5.12 (a)) von einem deutlichen $\Delta^+(1232)$ -Signal dominiert. Somit liegt die Vermutung nahe, daß dieser Datensatz hauptsächlich aus $\Delta^+(1232)\eta$ -Ereignissen besteht. Während sich in der invarianten $p\eta$ -Masse (Abb. 5.12 (b)) kaum Hinweise auf die zu erwartende $S_{11}(1535)$ -Resonanz zeigen, ist hingegen im $m_{\pi^0\eta}$ -Spektrum (Abb. 5.12 (c)) eine deutliche Überhöhung bei etwa $980 \text{ MeV}/c^2$ zu erkennen. Hierbei kann es sich um das skalare Meson $a_0(980)$ handeln. Da die Produktion dieser Resonanzen abhängig von dem zur Verfügung stehenden Phasenraum ist, wird zur näheren Untersuchung in Analogie zum $p\pi^0\pi^0$ -Endzustand das Spektrum der

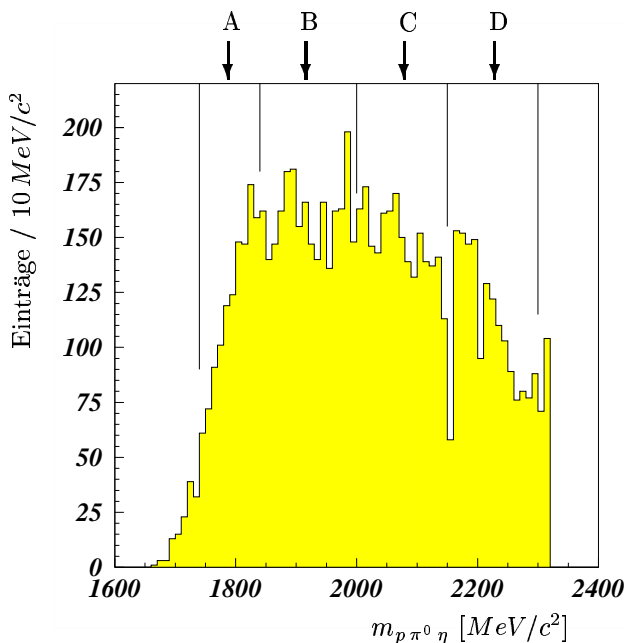
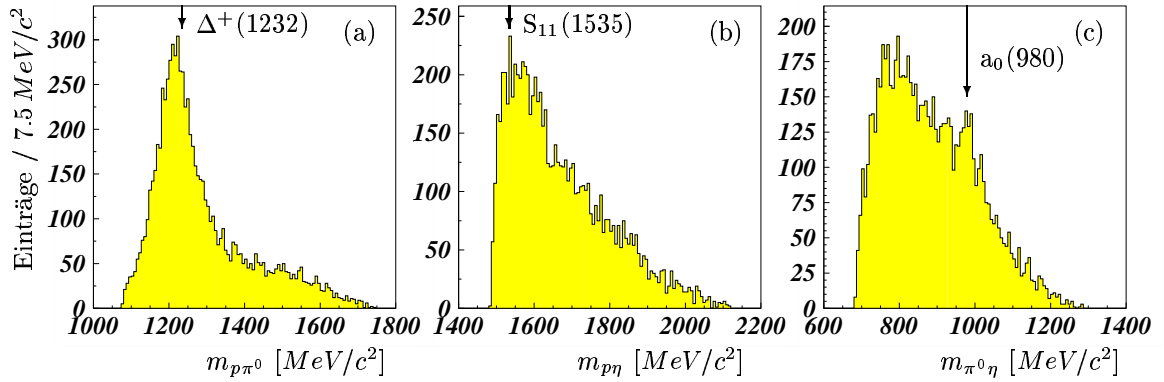


Abbildung 5.11: Invariante $p\pi^0\eta$ -Masse

Abbildung 5.12: Invariante $p\pi^0$ -, $p\eta$ - und $\pi^0\eta$ -Masse sämtlicher $p\pi^0\eta$ -Ereignisse

invarianten $p\pi^0\eta$ -Masse in vier Bereiche unterteilt, die mit Hilfe von Dalitzplots und invariante-Massen-Spektren separat betrachtet und diskutiert werden. Sie sind in Abb. 5.11 mit A bis D markiert und in Tab. 5.2 mit der zugrundeliegenden Statistik aufgelistet. Hierbei ist auffällig, daß das Rekonstruktionsverhältnis zwischen den beiden unterschiedlichen Zerfallskanälen in Abhängigkeit der Massenbereiche stark schwankt. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die Rekonstruktionseffizienz aufgrund unterschiedlicher Akzeptanzen nicht nur von der Photonenmultiplizität sondern insbesondere auch von der Gesamtenergie eines Ereignisses abhängig ist.

Massenbereich	$m_{p\pi^0\eta}$ [MeV/c ²]	4 γ -Ereignisse	8 γ -Ereignisse	Gesamt
A	1740 – 1840	882	314	1 196
B	1840 – 2000	2 012	541	2 553
C	2000 – 2150	1 767	454	2 221
D	2150 – 2300	1 322	306	1 628

Tabelle 5.2: Unterteilung des $m_{p\pi^0\eta}$ -Massenbereiches mit den zugrundeliegenden Ereigniszahlen und der separaten Auflistung beider Zerfallskanäle

A: $m_{p\pi^0\eta} = 1740\text{--}1840 \text{ MeV}/c^2$

In der invarianten $p\pi^0$ -Masse (Abb. 5.13 (d)) ist ein Signal bei etwa $1200 \text{ MeV}/c^2$ sowie in der invarianten $p\eta$ -Masse (Abb. 5.13 (e)) eine breite Überhöhung bei ca. $1535 \text{ MeV}/c^2$ zu erkennen. Hierbei könnte es sich einerseits um die $\Delta^+(1232)$ - und andererseits um die $S_{11}(1535)$ -Resonanz handeln. Jedoch beträgt in den jeweiligen Spektren der zur Verfügung stehende Phasenraum lediglich $250 \text{ MeV}/c^2$, so daß quasi nur die Resonanzregionen abgedeckt werden. Infolge dessen wird auch in den zweidimensionalen Dalitzplots (Abb. 5.13 (a) bis (c)) nicht deutlich, ob die Strukturen auf die Resonanzen zurückzuführen sind, oder ob es sich lediglich um phasenraumverteilte Ereignisse handelt. Umfangreiche Monte-Carlo-Studien könnten hierüber besseren Aufschluß geben.

In Photoproduktionsexperimenten sind Untersuchungen über den $p\pi^0\eta$ -Kanal bisher noch nicht durchgeführt worden. In älteren Blasenkammerexperimenten konnten lediglich Wirkungsquerschnitte für einige feste Strahlimpulse der Reaktion $\pi^\pm p \rightarrow \pi^\pm p \eta$ bestimmt werden [14]. Mit diesen Erkenntnissen wurden Hinweise für die Erzeugung der $D_{33}(1700)$ -Resonanz gewonnen, die über die S-Welle in $\Delta(1232)\eta$ zerfällt [15]. Aufgrund dessen müßte diese auch in der Photoproduktion stark erzeugte Resonanz in dem vorliegenden Datensatz vorhanden sein. Für eine Verifikation oder gar Falsifikation dieser Behauptung ist eine Partialwellenanalyse unumgänglich. Diese scheint wegen der sehr geringen Ereigniszahl von lediglich 1 196 jedoch sehr schwer durchführbar zu sein.

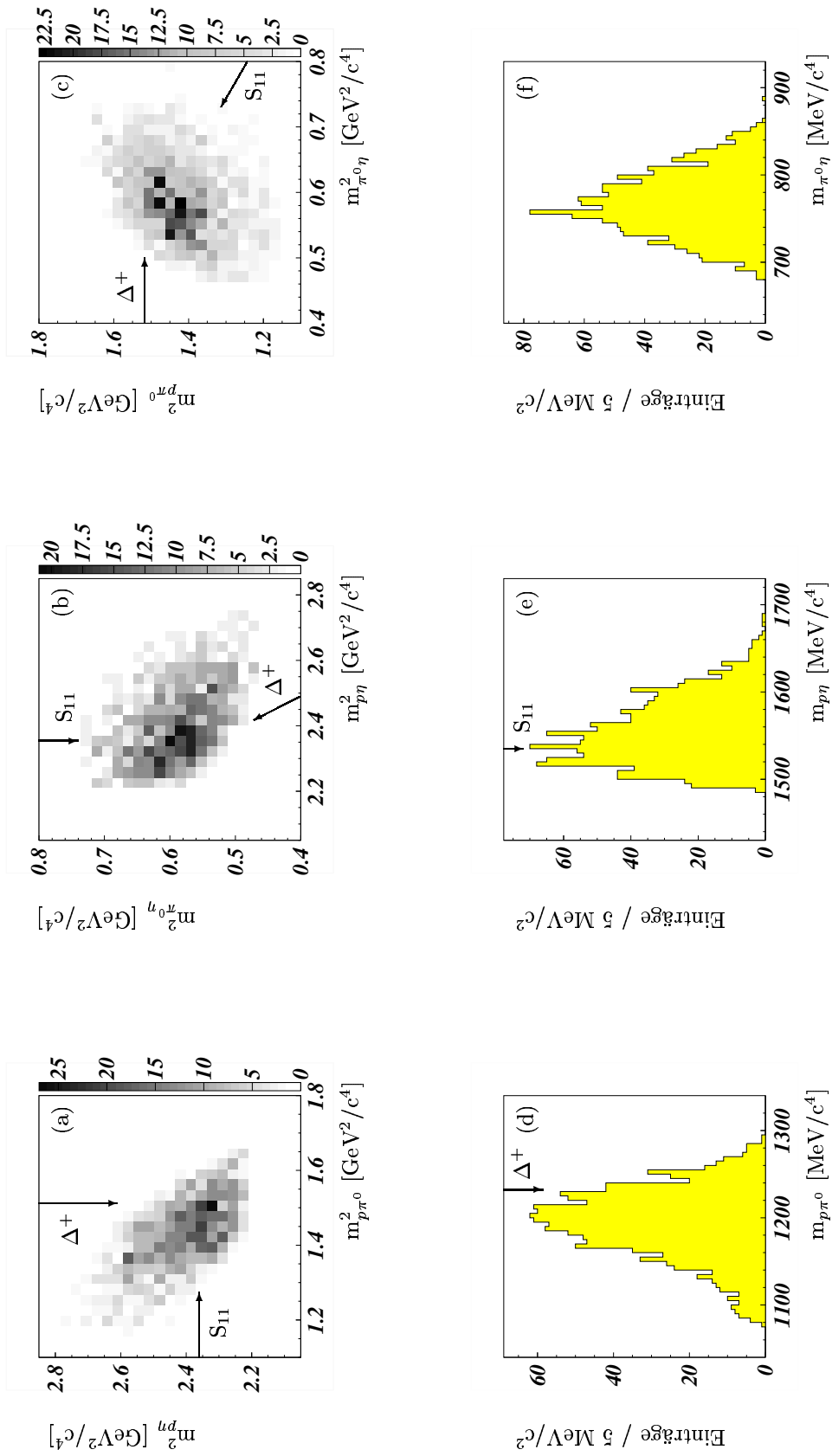


Abbildung 5.13: Dalitzplots und Spektren invarianter Massen für das $Energieintervall A$

B: $m_{p\pi^0\eta} = 1840\text{--}2000 \text{ MeV}/c^2$

Der Phasenraum dieser aus insgesamt 2 553 Ereignissen bestehenden Region ist gegenüber des Bereiches A hinreichend groß, um die zugrundeliegenden Spektren zufriedenstellend interpretieren zu können. So zeigt sich nicht nur in der invarianten $p\pi^0$ -Masse (Abb. 5.14 (d)) sondern auch in sämtlichen Dalitzplotdarstellungen (Abb. 5.14 (a) bis (c)) ein deutliches $\Delta^+(1232)$ -Signal. Dagegen gibt es weder Hinweise auf das $S_{11}(1535)$ -Baryon (Abb. 5.14 (e)) noch auf mesonische Resonanzen im invarianten $m_{\pi^0\eta}$ -Spektrum (Abb. 5.14 (f)). Aufgrund dessen wird dieser Massenbereich von $\Delta^+(1232)$ η -Ereignissen dominiert. Die sehr interessante Frage, in wie weit es sich hierbei um einen Zwischenzustand eines sequentiellen Zerfalls einer Baryonenresonanz handelt, oder ein diffraktiver Produktionsprozeß vorliegt, ist ohne eine Partialwellenanalyse jedoch nicht zu beantworten. Für den nichtdiffraktiven Fall ist aufgrund des Isospin-Erhaltungssatzes nur eine Δ^* -Resonanzanregung möglich, die zudem eine negative Parität aufweisen sollte (siehe Kap. 1.3.2). In dem von der CB-ELSA-Kollaboration vorgestellten Proposal über die Photoproduktionsreaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\eta$ [10] wird lediglich mittels Symmetrieüberlegungen genau in diesem Massenbereich die $\Delta(1940)D_{33}$ -Resonanz mit einem starken sequentiellen Zerfall in $\Delta\eta$ erwartet.

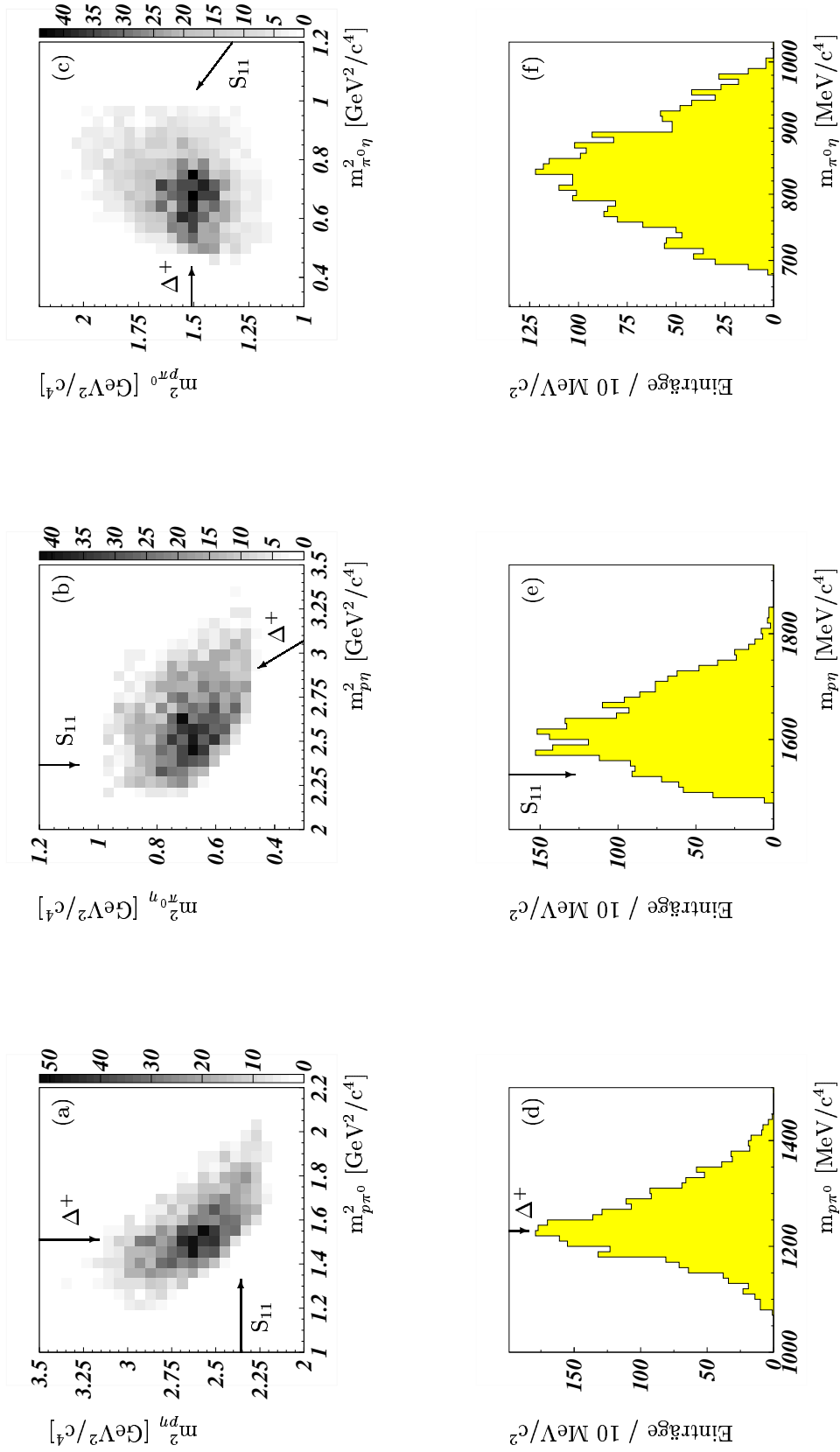


Abbildung 5.14: Dalitzplots und Spektren invarianter Massen für das Energieintervall B

C: $m_{p\pi^0\eta} = 2000\text{--}2150 \text{ MeV}/c^2$

Neben der $\Delta^+(1232)$ -Resonanz (Abb. 5.15 (d)) kommt in dem aus insgesamt 2 221 Ereignissen bestehenden Bereich nun auch im Spektrum der invarianten $p\eta$ -Masse ein schwaches, aber signifikantes $S_{11}(1535)$ -Signal zum Vorschein (Abb. 5.15 (e)). Die breite Überhöhung bei etwa $1700 \text{ MeV}/c^2$ ist nicht auf eine Resonanz mit einem Zerfall in $p\eta$, sondern lediglich auf die Reflexion des $\Delta^+(1232)$ -Baryons zurückzuführen. Dies ist anhand des Dalitzplots in der Abbildung 5.15 (b) deutlich zu erkennen.

Desweiteren zeigt sich auch in der invarianten $\pi^0\eta$ -Masse (Abb. 5.15 (f)) eine klare Struktur bei $980 \text{ MeV}/c^2$. Dieses ebenfalls in den Dalitzplots offensichtliche Signal ist in dem Zerfall des skalaren $a_0(980)$ -Mesons begründet. Im Vergleich zum $f_0(980)$, das im $p\pi^0\pi^0$ -Endzustand nur sehr schwach sichtbar wird, scheint in dem vorliegenden Datensatz das $a_0(980)$ wesentlich stärker produziert zu werden. Analog zur $f_0(980)$ - können auch in der $a_0(980)$ -Photoproduktion Erkenntnisse gewonnen werden, die Aufschlüsse über die innere Struktur dieses Mesons und somit wichtige Beiträge zur Aufklärung des bis heute noch teilweise nicht verstandenen skalaren Mesonennonetts liefern. Jedoch ist auch in dem vorliegenden Fall nicht gänzlich auszuschließen, daß das Vorhandensein des $a_0(980)$ auf Untergrundereignisse aus der $\Phi(1020)$ -Produktion zurückzuführen ist. Da der Zerfall des $\Phi(1020)$ -Mesons nach $a_0(980)\gamma$ in [45] mit weniger als $5 \cdot 10^{-4}$ angegeben wird, scheint diese Deutung aber eher unwahrscheinlich zu sein. Bisher gibt es noch keine Hinweise auf Bayonenresonanzen, die an $pa_0(980)$ koppeln.

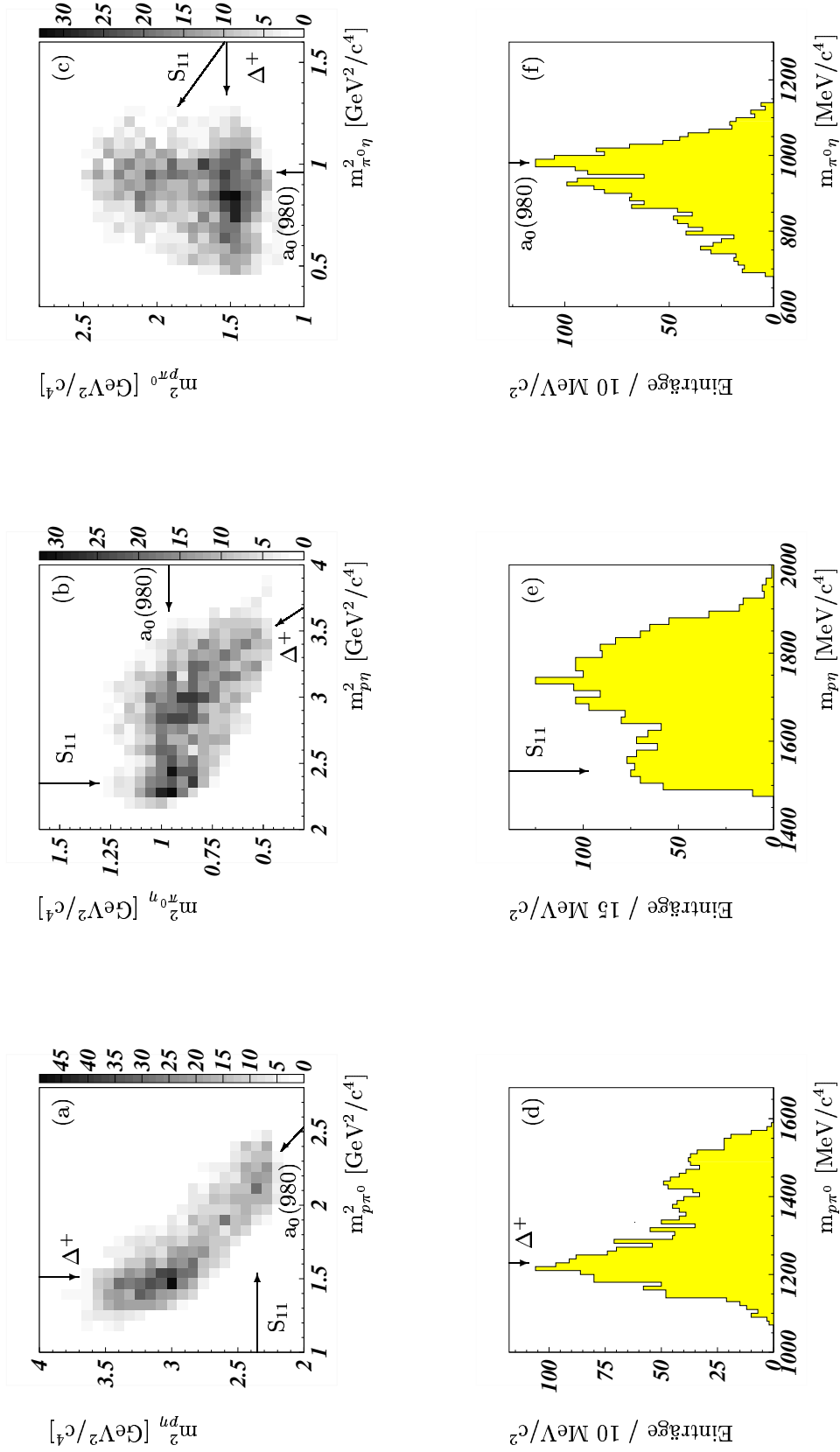


Abbildung 5.15: Dalitzplots und Spektren invarianter Massen für das Energieintervall C

D: $m_{p\pi^0\eta} = 2150\text{--}2300 \text{ MeV}/c^2$

In dieser aus insgesamt 1 628 Ereignissen bestehenden Region sind die gleichen Resonanzen wie in (C) sichtbar (Abb. 5.16 (a) bis (f)). Das Signal bei etwa $1600 \text{ MeV}/c^2$ in der invarianten $p\pi^0$ -Masse (Abb. 5.16 (d)) ist auf die Reflexion der $S_{11}(1535)$ - sowie die Struktur bei $1850 \text{ MeV}/c^2$ im invarianten $p\eta$ -Massenspektrum auf die Reflexion der $\Delta^+(1232)$ -Resonanz zurückzuführen. Dies ist in den Dalitzplots (Abb. 5.16 (a) und (b)) deutlich zu sehen.

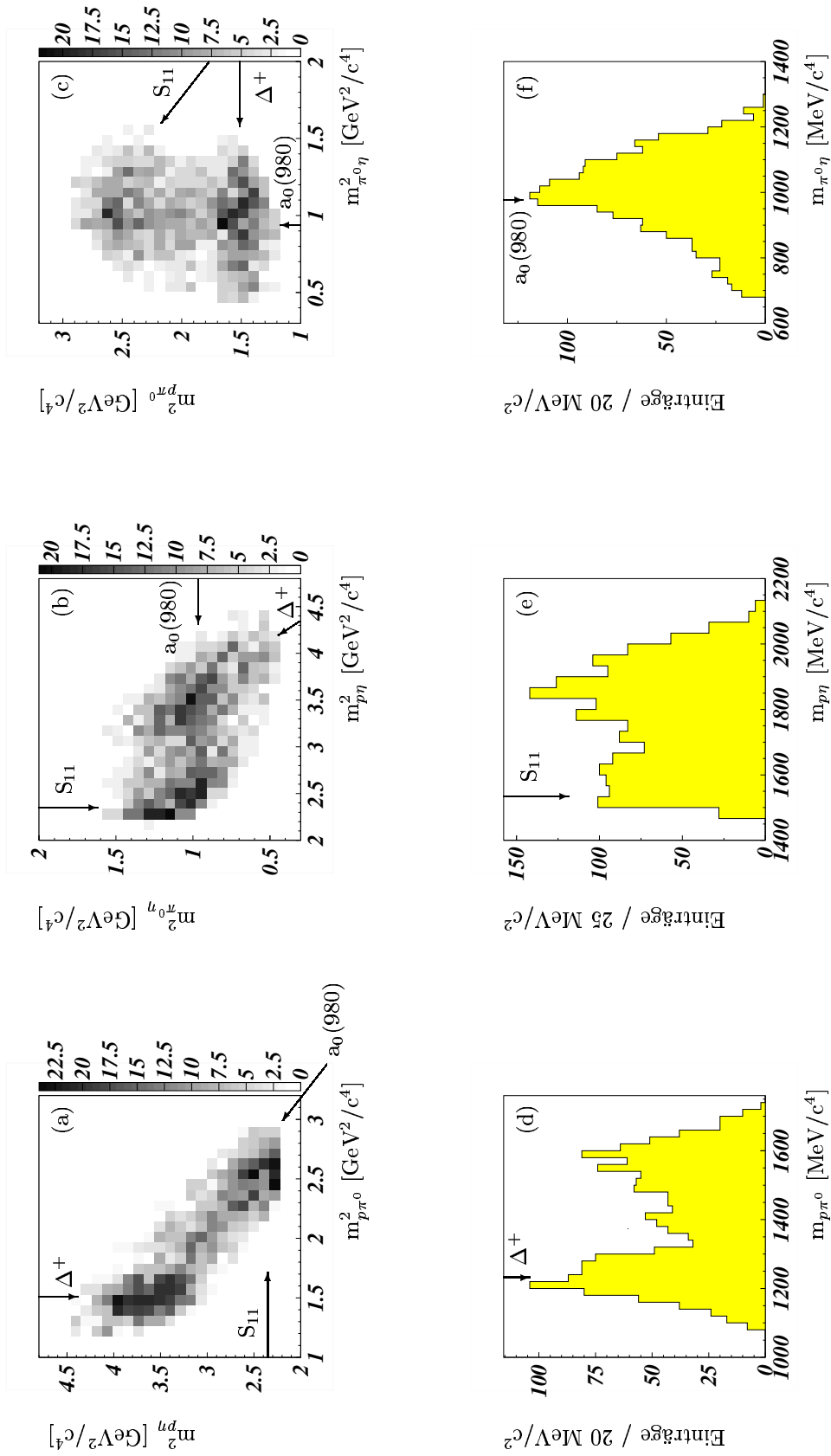


Abbildung 5.16: Dalitzplots und Spektren invarianter Massen für das Energieintervall D

Kapitel 6

Zusammenfassung und Diskussion der physikalischen Ergebnisse

Am Bonner Elektronenbeschleuniger ELSA waren Ende 1999 die Aufbauarbeiten für das Setup der erste Meßperiode des CB-ELSA-Experimentes abgeschlossen. Die erste Meßperiode erstreckte sich über einen Zeitraum von Anfang des Jahres 2000 bis zum Frühjahr 2001. Ziel dieses Experimentes ist die Untersuchung der Photoproduktion am Proton bei Strahlimpulsen zwischen $0.8 \text{ GeV}/c$ und $3.2 \text{ GeV}/c$, bei der hauptsächlich neue Erkenntnisse über das Spektrum der leichten Baryonen gewonnen und auch einige wichtige Beiträge für ein besseres Verständnis des Spektrums der leichten Mesonen geliefert werden sollen. Die Besonderheit dieses Experimentes liegt in der Topologie der Detektoren, die eine vollständige Erfassung von Ereignissen mit neutralen Mesonen über den Raumwinkel von nahezu 4π erlaubt. Mit diesem Setup können insofern neue Aspekte in der Baryonenspektroskopie verfolgt werden, als Endzustandskanäle zugänglich sind, die bisher noch nicht untersucht werden konnten, da sich ältere Photoproduktionsexperimente fast ausschließlich auf Endzustände mit geladenen Mesonen spezialisiert hatten.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Untersuchung der Endzustände $p\pi^0\pi^0$ sowie $p\pi^0\eta$, womit eine gezielte Suche nach sogenannten fehlenden Baryonenresonanzen möglich ist und zudem Aufschlüsse über die innere Struktur der skalaren Mesonen $f_0(980)$ sowie $a_0(980)$ gewonnen werden können. Grundlage dieser Untersuchung ist ein Datensatz, der im Zeitraum zwischen dem 3. und 18. Dezember 2000 bei einem Strahlimpuls unpolarisierter Elektronen von $2.6 \text{ GeV}/c$ aufgezeichnet worden ist. Sowohl die Extraktion dieser Daten als auch die hierfür notwendige Kalibrierung des Taggingystems wurden mit einem speziell angefertigten kinematischen Fit durchgeführt. Im Überblick werden nun die wichtigsten Ergebnisse zusammengefaßt, die aus den Spektren der invarianten Massen und aus Dalitzplots hervorgehen.

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

Die Untersuchung dieser Reaktion ist gut für das Auffinden möglicher *missing resonances* geeignet, die sequentiell über den Zwischenzustand $\Delta^+(1232)\pi^0$ in $p\pi^0\pi^0$ zerfallen. Im

$m_{p\pi^0\pi^0}$ -Spektrum sind deutliche Hinweise auf zwei Baryonenresonanzen mit Massen von etwa $1500 \text{ MeV}/c^2$ sowie $1700 \text{ MeV}/c^2$ zu erkennen. Darüber hinaus kann anhand von Dalitzplotdarstellungen dieser Massenregionen der Schluß gezogen werden, daß diese möglichen Baryonenresonanzen sehr stark sequentiell über $\Delta^+(1232)\pi^0$ zerfallen. Die Interpretation der Struktur bei $1500 \text{ MeV}/c^2$ als eine Überlagerung der Resonanzen $D_{13}(1520)$ sowie $P_{11}(1440)$ ist insofern naheliegend, als diese bereits in einer Analyse der doppelten neutralen Pionenproduktion beobachtet werden konnten [7, 8]. Bei der zweiten Struktur um $1700 \text{ MeV}/c^2$ könnte es sich um die $F_{15}(1680)$ - oder die $D_{33}(1700)$ -Resonanz handeln. Hierbei kommt neben einem möglichen starken sequentiellen Zerfall über $\Delta^+(1232)\pi^0$ auch ein Zerfall über $P_{11}(1440)\pi^0$ oder $D_{13}(1520)\pi^0$ in Frage.

Desweiteren sind in der invarianten $p\pi^0$ -Masse deutliche Strukturen bei $1520 \text{ MeV}/c^2$ sowie $1680 \text{ MeV}/c^2$ vorhanden, die möglicherweise als $D_{13}(1520)$ - und $F_{15}(1680)$ -Resonanz zu deuten sind. Ob die so interpretierten Kanäle $D_{13}(1520)\pi^0$ und $F_{15}(1680)\pi^0$ aus sequentiellen Zerfällen weiterer Baryonenresonanzen stammen, ist mit der alleinigen Betrachtung von invariante-Masse-Spektren und Dalitzplots nicht zu beurteilen.

Neben diesen vielfältigen Zerfallskanälen, die möglicherweise fehlende Baryonenresonanzen beinhalten, wird oberhalb einer Masse von $m_{p\pi^0\pi^0}=2000 \text{ MeV}/c^2$ ein schwaches aber signifikantes Signal des $f_0(980)$ -Mesons offensichtlich. Eingehende Untersuchungen der $f_0(980)$ -Photoproduktion sowohl am Proton als auch an schweren Kernen könnten Aufschlüsse über die innere Struktur dieses Mesons und somit auch einen wichtigen Beitrag zur Klärung des Szenarios über das bis heute noch nicht verstandene skalare Mesonennonett liefern.

$$\gamma p \rightarrow p\pi^0\eta$$

Die Untersuchung dieser Reaktion ist für die Suche nach angeregten Δ^* -Resonanzen negativer Paritäten hilfreich, die in $\Delta^+(1232)\eta$ zerfallen. Desweiteren ist das Studium dieses Kanals dazu geeignet, sowohl Baryonenresonanzen zu finden, die in $S_{11}(1535)\pi^0$ zerfallen, als auch eine mögliche Photoproduktion des skalaren $a_0(980)$ -Mesons zu identifizieren.

Im Massenbereich zwischen $m_{p\pi^0\eta} = 1840 - 2000 \text{ MeV}/c^2$ zeigt sich eine Dominanz des $\Delta^+(1232)\eta$ -Kanals. Diese Beobachtung könnte eine lediglich aus Symmetrieüberlegungen gezogene Vermutung bestätigen, die einen sequentiellen Zerfall der $\Delta(1940)D_{33}$ -Resonanz mit negativer Parität über $\Delta(1232)\eta$ vorhersagt.

Desweiteren wird oberhalb der Masse $m_{p\pi^0\eta}=2000 \text{ MeV}/c^2$ neben dem Kanal $S_{11}(1535)\pi^0$ auch das $a_0(980)$ -Meson mit dem Zerfall nach $\pi^0\eta$ sichtbar. In Analogie zur $f_0(980)$ -Produktion könnte man in einer eingehenden Untersuchung der $a_0(980)$ -Photoproduktion Aufschlüsse über die innere Struktur dieses Mesons erhalten, welche zum besseren Verständnis des skalaren Mesonennonetts beitragen würde.

Die obigen Interpretationen der bei der Untersuchung des $p\pi^0\pi^0$ - sowie $p\pi^0\eta$ -Kanals gemachten Beobachtungen basieren lediglich auf naheliegenden und plausiblen Vermutungen. Eine Bestätigung dieser Vermutungen ist nur durch weitergehende Untersuchungen möglich, bei der Partialwellenanalysen sowie die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten notwendig werden.

Anhang A

Flüssig-Wasserstoff-Target

Der totale Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion am Proton liegt bei den im Experiment erzeugten Photonenenergien zwischen 0.1 mb und 0.7 mb [51]. Aufgrund dieses kleinen Wirkungsquerschnittes¹ ist für eine hinreichend hohe Produktionsrate eine große Massenbelegung der Targetzelle erforderlich. Deshalb wird als Targetmaterial flüssiger Wasserstoff gewählt, der gegenüber seinem gasförmigen Zustand eine 788fach höhere Dichte aufweist. Das nun folgende Kapitel geht zunächst auf die wichtigsten Grundlagen der Verflüssigung von Wasserstoff ein, ehe dann der an das Experiment angepaßte Aufbau des CB-ELSA-Targets beschrieben wird.

A.1 Grundlagen

A.1.1 Physikalische Eigenschaften von Wasserstoff

Von allen Atomen besitzt das Wasserstoffatom die einfachste Struktur. Sein Kern besteht ausschließlich aus einem Proton. Im elementaren Zustand liegt Wasserstoff als zweiatomiges Molekül (H_2) vor und ist unter Normalbedingungen gasförmig. Seine spezifische Wärmekapazität ist gegenüber allen anderen Gasen sehr groß. Darüber hinaus ist es mit Abstand das leichteste Gas und hat auch im flüssigen Zustand eine außerordentlich geringe Dichte (siehe dazu Tab. A.1).

Ortho- und Parawasserstoff

Die Kernspins des zweiatomigen Moleküls können sich parallel oder antiparallel zueinander ausrichten. Bei antiparalleler Einstellung wird von Para-Wasserstoff gesprochen. Das System mit paralleler Einstellung wird als Ortho-Wasserstoff bezeichnet, und zeichnet sich gegenüber dem Para-Wasserstoff durch eine etwas geringere Bindungsenergie aus.

Die Ortho-Para-Zusammensetzung eines Assembles von Wasserstoffmolekülen verhält sich

¹Die totalen Wirkungsquerschnitte für hadronische Wechselwirkungen sind um mehr als 100mal größer: Bsp: $\sigma(p\bar{p})=50\text{-}300 \text{ mb}$.

gemäß der Maxwell-Boltzmann-Statistik und ist somit temperaturabhängig. Die beiden Kernspins der Ortho-Modifikation koppeln zu einem Triplet-Zustand, die der Para-Modifikation hingegen zu einem Singulett-Zustand. Aufgrund dessen liegt bei relativ hohen Temperaturen — so auch bei Zimmertemperatur — ein Gleichgewichtsverhältnis zwischen Ortho- und Para-Wasserstoff von 3:1 vor. Bei abnehmender Temperatur steigt der Anteil des energetisch niedriger liegenden Para-Wasserstoffs so stark an, daß er bei der Siedetemperatur von 20.4 K (Atmosphärendruck) bereits 99.8% beträgt.

Diese besondere Eigenschaft erschwert das Verflüssigen von Wasserstoff jedoch nur in einem geringen Maße, obwohl erhebliche Mengen an Umwandlungswärme frei werden (ca. 708 J/g bei 20 K). Da der Konversionsprozeß sehr langsam über einige Tage abläuft [52], ist nämlich die zur Kompensation dieser Wärme notwendige Kühlleistung marginal.

Das Phasendiagramm

In Abb. A.1 ist das Phasendiagramm von $n\text{-H}_2$ dargestellt². Die hierbei erkennbare Druckabhängigkeit der Siedetemperatur ist die Grundlage für den Betrieb des CB-ELSA-Targets (siehe Kapitel A.3). Der flüssige Zustand existiert nur bei extrem tiefen Temperaturen. Unter Atmosphärendruck liegt dieser Temperaturbereich zwischen 14 K (Schmelztemperatur) und 20.4 K (Siedetemperatur). Nur Helium besitzt eine noch tiefere Siedetemperatur.

²In Abhängigkeit der Ortho-Para-Zusammensetzung verändern sich geringfügig die thermischen und physikalischen Eigenschaften von Wasserstoff. Unter $n\text{-H}_2$ versteht man Wasserstoff mit einem Ortho- zu Para-Verhältnis von 3:1.

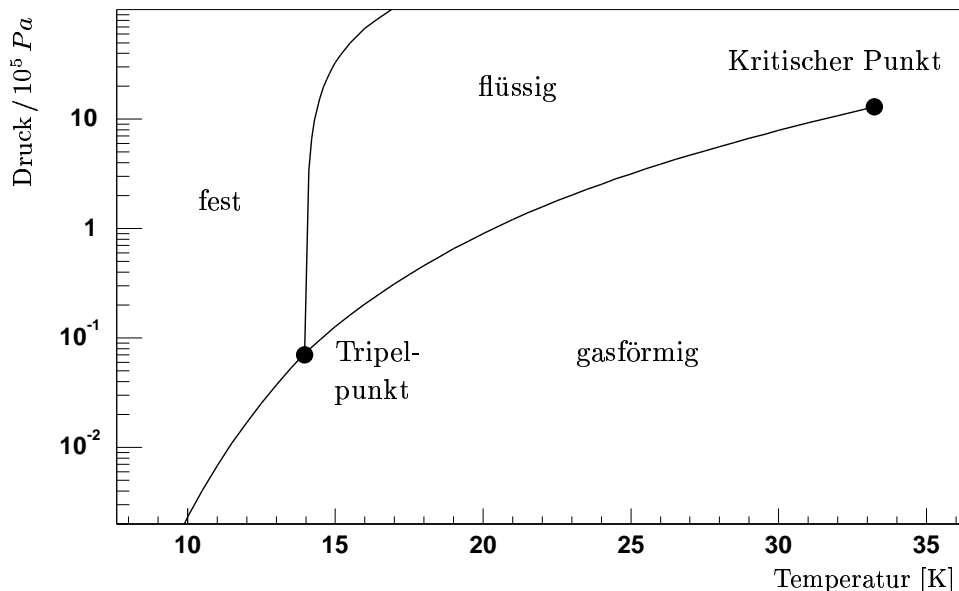


Abbildung A.1: Die dem Phasendiagramm von $n\text{-H}_2$ zugrundeliegenden Werte wurden aus [53] entnommen. Die hierbei erkennbare Druckabhängigkeit der Siedetemperatur (Linie zwischen Tripelpunkt und Kritischem Punkt) ist die Grundlage für den Betrieb des CB-ELSA-Targets.

Solche zur Verflüssigung notwendigen Temperaturen können nur mit einer leistungsfähigen Kältemaschine sowie durch eine Minimierung äußerer Wärmequellen erreicht werden.

A.1.2 Reduzierung äußerer Wärmequellen

Um Wasserstoff verflüssigen zu können, ist es notwendig, das abzukühlende System gegenüber jeglicher Art von Wärmezufuhr zu isolieren. Die diesbezüglich für den Betrieb des Flüssig-Wasserstoff-Targets notwendigen Maßnahmen werden kurz vorgestellt.

Isoliervakuum

Die abzukühlende Wasserstoffprobe darf nicht von warmer Luft unter Atmosphärendruck umgeben sein. Die Größe der übertragenen thermischen Energie ist abhängig von der Anzahl der mit der Probe wechselwirkenden Luftmoleküle. Aufgrund dessen kann diese Form der Wärmeübertragung fast vollständig eliminiert werden, indem der abzukühlende Wasserstoff von einem sogenannten Isoliervakuum umgeben ist. Zur Erzeugung eines solchen Vakuums wird für das CB-ELSA-Target eine Turbo-Molekular-Pumpe eingesetzt, mit der ein Druck von weniger als $10^{-4} Pa$ erreicht werden kann.

Minimierung der Festkörper-Wärmeleitung

Das abzukühlende System ist durch Gasleitungen, Halterungen und Abstützungen mit warmen, in der Regel auf Zimmertemperatur liegenden Komponenten verbunden. Um die hierdurch nicht zu vermeidende Festkörper-Wärmeleitung so gering wie möglich zu halten, müssen Werkstoffe mit sehr niedriger Wärmeleitfähigkeit verwendet werden, die zudem bei tiefen Temperaturen eine große mechanische Stabilität mit geringer Werkstoffermüdung aufweisen sollten. Darüber hinaus kann diese Wärmeleitung durch Verwendung von Werkstücken mit geringen Querschnitten und großen Längen erheblich reduziert werden.

Superisolation zur Minimierung der Strahlungsleistung

Ist ein kaltes Medium von einer warmen Fläche umgeben, wird der Oberfläche des kälteren Mediums gemäß dem Stefan-Boltzmann-Gesetz die Strahlungsleistung \dot{Q} zugeführt:

$$\dot{Q} = \frac{A_k \sigma (T_w^4 - T_k^4)}{e_k^{-1} + A_k (e_w^{-1} - 1) / A_w} \quad (\text{A.1})$$

Hierbei bedeutet

$A_{k,w}$ die kalte und warme Fläche,

$T_{k,w}$ die Temperatur der kalten und warmen Fläche,

$e_{k,w}$ der Emissionsgrad der kalten und warmen Fläche und

$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} W m^{-2} K^{-4}$ die Stefan-Boltzmann-Konstante.

Wie aus Gleichung A.1 zu entnehmen ist, steigt die Strahlungsleistung mit der vierten Potenz des Temperaturunterschiedes zwischen den beiden Flächen an. Die kalten Komponenten des Targets sind von warmen auf Zimmertemperatur liegenden Vakuumrohren umgeben. Ohne Verwendung von Strahlungsschilden würde aufgrund der extremen Temperaturdifferenzen auch bei dieser Form der Wärmeübertragung die Kühlleistung einer Kältemaschine nicht ausreichen, um Wasserstoff zu verflüssigen. Deshalb werden die abzukühlenden Flächen mit einer sogenannten Superisolation [52] ausgestattet. Dies wird durch eine große Anzahl hochreflektierender Schichten realisiert, die mit einer geringen Kontaktfläche zueinander um die kalten Oberflächen gewickelt werden. Diese Schichten bestehen aus etwa $6\ \mu\text{m}$ dünnen Mylarfolien, die beidseitig mit ca. $1\ \mu\text{m}$ dickem Aluminium bedampft sind. Aluminium zeichnet sich durch einen sehr geringen Emissionsgrad aus. Durch die große Anzahl solcher hochreflektierenden Schichten wird die Strahlungsleistung auf den abzukühlenden Wasserstoff erheblich reduziert.³ Bei zunehmender Packungsdichte gibt es allerdings wesentlich größere Kontaktflächen zwischen den Folien, so daß der Wärmestrom innerhalb dieser stark ansteigt. Eine Reduzierung der Kontaktflächengröße und somit des Wärmestroms wird durch den Gebrauch von geknitterten Superisulationsfolien erreicht. Um ein Optimum für den geringsten Wärmeübertrag durch Strahlung und Wärmetransport zu erreichen, sollte die Packungsdichte etwa 20 Folien pro cm betragen [52]. Zudem ist die Superisulationsfolie mit vielen kleinen Löchern versehen, um bei dieser großen Packungsdichte während des Abpumpens möglichst schnell ein zufriedenstellendes Vakuum zwischen den Folien zu erhalten.

A.2 Anforderungen

Damit die Zielsetzungen des CB-ELSA-Experiments realisiert werden können, muß das Flüssig-Wasserstoff-Target nicht nur in seinem Betrieb sehr zuverlässig sein, sondern darüber hinaus auch den experimentellen Gegebenheiten optimal angepaßt werden. Dies wird durch einen geometrischen Aufbau erreicht, der die Anforderungen sämtlicher Detektor-komponenten erfüllt und auch die Erzeugung von Untergrundereignissen durch den energiemarkierten Photonenstrahl so gering wie möglich hält.

A.2.1 Anforderungen durch die Detektoren

Massive Materie zwischen Targetzelle und Detektoren führt unweigerlich zu Wechselwirkungen mit den zu detektierenden Endzustandsprodukten. Neben Energieverlusten bei geladenen Teilchen stellen Compton-Effekt und Paarbildung durch die aus den mesonischen Zerfällen stammenden Photonen⁴ die häufigsten Wechselwirkungen dar. Die Folge sind Akzeptanzverluste in den Detektorkomponenten. Um dies zu vermeiden, ist eine optimal angepaßte Geometrie des gesamten Targetsystems notwendig.

³Für den Idealfall, daß n übereinanderliegende Schichten keinen Kontakt zueinander haben, nimmt die Strahlungsleistung um den Faktor $\frac{1}{n+1}$ ab.

⁴Diese Photonen besitzen in der Regel Energien von mehr als $10\ \text{MeV}$, bei denen die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit für jene Prozesse dominieren.

Da sich die Flüssig-Wasserstoff-Zelle im Zentrum des Kalorimeters befinden muß und das gesamte Detektorsystem einen Raumwinkel von fast $99\% \cdot 4\pi$ abdeckt, ist es zwingend notwendig, daß der für die Wasserstoffverflüssigung notwendige massive Kaltkopf außerhalb des Crystal Barrel-Detektors angebracht ist (siehe Abb. 2.4). Dies hat zur Konsequenz, daß ein außergewöhnlich großer Abstand von mindestens 2.5 m zwischen Kaltkopf und der sich im Zentrum des Kalorimeters befindlichen Zelle nicht zu vermeiden ist. Die Kopplung dieser beiden Komponenten muß durch Verbindungsrohre realisiert werden, die durch das Eintrittsloch des Crystal Barrel-Detektors führen. Aufgrund seiner Geometrie und der des Innendetektors müssen diese Verbindungsrohre zudem eine etwa 1.4 m lange horizontale Ausrichtung parallel zur Strahlachse haben. Mit einer solchen Topologie des Targetsystems ist es sehr schwer, die Forderung nach einer jederzeit mit flüssigem Wasserstoff gefüllten Zelle zu erfüllen.

A.2.2 Anforderungen durch den energiemarkierten Photonenstrahl

Nicht nur die Detektoren, sondern auch die besonderen Eigenschaften des Photonenstrahls stellen sehr hohe Anforderungen an den Gesamtaufbau des Targets.

Ein energiemarkierter Photonenstrahl besitzt einen Bremsstrahlkegel mit einem Öffnungswinkel von etwa 1 mrad [22]. Dies entspricht im Bereich der Zelle einem Strahldurchmesser in der Größenordnung von 1 cm . Zudem wird außerhalb des Bremsstrahlkegels ein Halo erzeugt, der eine sehr geringe Strahlintensität aufweist. Da der Photonenstrahl aus neutralen Projektilen besteht, ist zur Begrenzung seiner radialen Ausdehnung keine Fokussierung sondern nur eine Kollimation möglich. Diese wird dadurch erreicht, daß schweres Absorbermaterial (z.B. Blei) zwischen Radiator und Zelle rotationssymmetrisch um die Strahlachse angebracht wird und somit zur Vernichtung von achsenfernen Strahlen führt. Die hierbei durch Paarbildung entstehenden Elektronen und Positronen sind jedoch unerwünschte Untergrundquellen für das Experiment. Deshalb sollte nach Möglichkeit auf Kosten einer größeren radialen Ausdehnung des Strahls auf eine starke Kollimation verzichtet werden. Voraussetzung hierfür ist allerdings, daß außer der Zelle selbst sämtliche Komponenten des Targetsystems einen hinreichend großen Abstand zur Strahlachse besitzen, um unerwünschte Wechselwirkungsprozesse mit dem Photonenstrahl zu vermeiden. Dieser Abstand wird jedoch durch die Anordnung der Detektoren erheblich begrenzt. Die Anforderungen, die sich durch den Photonenstrahl ergeben, sind teilweise gegensätzlich zu jenen, die der Topologie der Detektoranordnung Rechnung tragen. Deshalb muß ein diesbezüglich optimaler Kompromiß für den Aufbau des Targets gefunden werden.

A.3 Prinzip und Notwendigkeit der zwei getrennten Wasserstoff-Kreisläufe

Mit der an das CB-ELSA-Experiment angepaßten geometrischen Anordnung des Targets wurde sowohl das Funktionsprinzip des sogenannten *Ein-Kreislaufsystems* als auch das des *Zwei-Kreislaufsystems* umfangreich getestet. Diese Tests führten zu den folgenden Ergebnissen.

A.3.1 Das Ein-Kreislaufsystem

Das Ein-Kreislaufsystem wurde mit einer direkten Zu- und Rückleitung zwischen Kaltkopf und Zelle realisiert (siehe Abb. A.2). Im Flüssigkeitsbehälter, der unmittelbar unterhalb des Kaltkopfes angebracht ist, erfolgt die Verflüssigung des Wasserstoff-Gases. Er ist gegenüber der Zelle um etwa einen Meter höher angeordnet, so daß dieser mittels hydrostatischem Druck flüssiger Wasserstoff zugeführt wird. Der durch Wärmeeinwirkungen verdampfende Wasserstoff gelangt durch Konvektion über das Rückleitungsrohr wieder zurück in den Flüssigkeitsbehälter. Hierin kondensiert dieses zurückgeführte Gas abermals an der Fläche unterhalb des Kaltkopfes. Aufgrund des hierbei entstehenden Kreislaufs sollte die Zelle jederzeit mit flüssigem Wasserstoff gefüllt sein. Tests mittels visueller Beobachtung der Zelle haben jedoch ergeben, daß dieser Kreislauf in zeitlich regelmäßigen Abständen unterbrochen wird. Dies hat sich durch einen periodischen Wechsel zwischen einer vollen und leeren Zelle bemerkbar gemacht. Ursache hierfür ist die Entstehung von großen Gasblasen im Zuleitungsrohr, die dazu führen, daß flüssiger Wasserstoff in das sehr lange horizontale Rückleitungsrohr gedrückt wird. Dadurch wird die konvektive Rückführung des verdampfenden Wasserstoffs verhindert. Der Kreislauf setzt erst dann wieder ein, wenn die Flüssigkeit in der Rückleitung entwichen ist.

Das Problem einer nicht jederzeit mit flüssigem Wasserstoff gefüllten Zelle konnte mit Hilfe des zweiten Prinzips gelöst werden, das auf zwei separaten Wasserstoff-Kreisläufen beruht.

A.3.2 Das Zwei-Kreislaufsystem

Hierbei wird die Zelle von dem übrigen Wasserstoffsystem (Kühlsystem) durch einen Wärmetauscher getrennt, der in die horizontalen Verbindungsrohre eingesetzt wurde (siehe Abb. A.2). Somit gelangt der an der Kondensationsfläche des Kaltkopfes erzeugte flüssige Wasserstoff nach dem gleichen Prinzip wie beim Ein-Kreislaufsystem bis zum Wärmetauscher und kühlt diesen bis auf die Temperatur dieses Kältemittels ab. Die Zelle ist mit diesem Wärmetauscher über zwei ca. 17 cm lange horizontale Rohre verbunden und besitzt ein eigenes Gasreservoir (Zellensystem). Während des Betriebsbeginns wird in diesem System ein gegenüber des Kühlsystems höherer Druck gewählt. Hierdurch wird eine Gasverflüssigung ermöglicht, weil die Wasserstoff-Siedetemperatur im Zellensystem oberhalb der des Kühlsystems und somit auch oberhalb der Temperatur des Wärmetauschers liegt (siehe Abb. A.1). Da flüssiger Wasserstoff gegenüber seinem gasförmigen Zustand eine

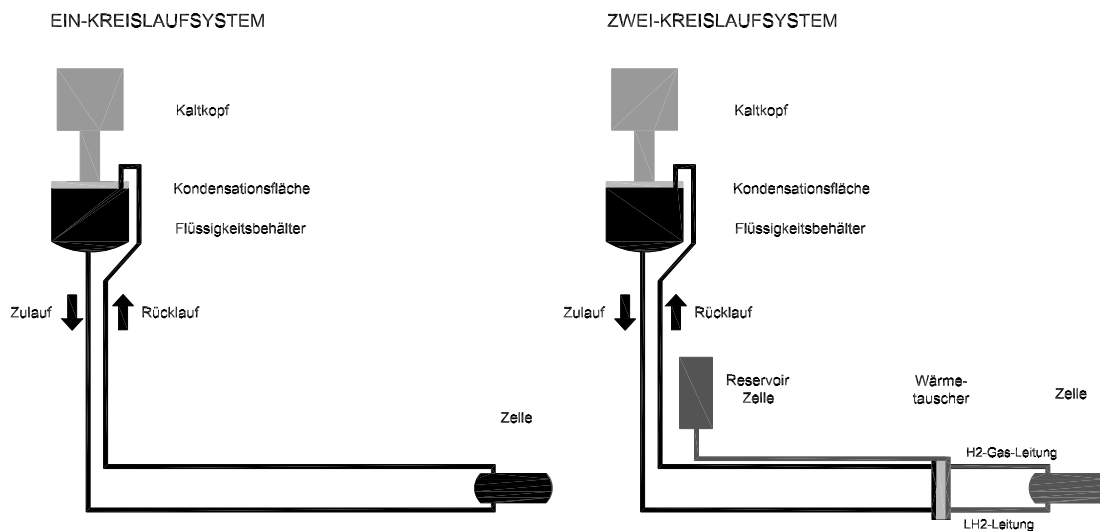


Abbildung A.2: Bei dieser nicht maßstabsgerechten Zeichnung soll lediglich das Prinzip des Ein-Kreislaufsystems dem des Zwei-Kreislaufsystems gegenüber gestellt werden. Tests haben ergeben, daß beim Betrieb des Zwei-Kreislaufsystems die Zelle jederzeit mit flüssigem Wasserstoff gefüllt ist. Hingegen wurde beim Ein-Kreislaufsystem ein periodischer Wechsel zwischen einer vollen und leeren Zelle beobachtet.

788fach größere Dichte aufweist, nimmt während des Verflüssigungsprozesses der Druck im Zellsystem ab. Ein um etwa 10^5 Pa höherer Anfangsdruck gegenüber dem Kühlsystem reicht bei einem Gasreservoir von 50 l Volumen aus, um die Zelle vollständig mit flüssigem Wasserstoff zu füllen. Der durch Wärmeentwicklung wieder verdampfende Wasserstoff gelangt ebenfalls durch Konvektion über das oberhalb der Zelle angeordnete Verbindungsrohr zurück in den Wärmetauscher, an dessen Fläche es wiederholt kondensiert.

Tests haben gezeigt, daß dieses Prinzip für den Betrieb des Targets gegenüber dem des Ein-Kreislaufsystems entscheidende Vorteile besitzt. So ist die Zelle trotz der 17 cm langen horizontalen Verbindungsrohre zum Wärmetauscher jederzeit vollständig mit blasenfreiem, flüssigem Wasserstoff gefüllt. Darüber hinaus besteht eine eindeutige Korrelation zwischen dem Druck und dem Füllgrad in der Zelle, so daß während des Experimentes allein durch eine Druckmessung des Zellsystem eine exakte Kontrolle des Füllgrades der Zelle möglich ist. Infolge dieser außerordentlich erfolgreichen Tests wurde entschieden, das Target nach dem Prinzip der zwei getrennten Wasserstoff-Kreisläufe zu betreiben. Der Aufbau der einzelnen Komponenten sowie deren Funktionsweise wird im folgenden detailliert beschrieben.

A.4 Aufbau und Funktionsweise der einzelnen Targetkomponenten

A.4.1 Überblick über den Gesamtaufbau

In Abb. A.3 ist der Gesamtaufbau des Flüssig-Wasserstoff-Targets dargestellt. Es besteht aus einer Kältemaschine, mit der flüssiger Wasserstoff im Kühlsystem erzeugt wird. Mit Hilfe dieses Kältemittels wird ein Wärmetauscher abgekühlt, der mit dem separaten Zellsystem verbunden ist. Hierdurch wird eine Wasserstoffverflüssigung in der Zelle ermöglicht. Aufgrund der langen horizontalen Ausrichtung der Verbindungsrohre des Kühlsystems, des Wärmetauschers und der Zelle selbst müssen diese Komponenten durch eine spezielle Halterung fixiert werden. Die Bedienung der für das Isoliervakuum notwendigen Vakuumpumpen, die Temperaturregelung für den Kühlkreislauf, der Betrieb der Kältemaschine sowie die Kontrolle des gesamten Targets wird über eine externe Steuerung geregelt, die außerhalb der Meßhalle installiert wurde und somit auch während des Strahlbetriebs jederzeit zugänglich ist.

A.4.2 Die Kältemaschine

Die Kältemaschine der Firma *Air Products (Modell CSA-208-L)* [55] besteht aus einem zweistufigen Kaltkopf, der in einem geschlossenen Helium-Kreislauf nach dem Gifford-McMahon-Prinzip arbeitet (Kap. A.5.2). Mit Hilfe eines Kompressors sowie einer Ventilsteuerung wird dem Kaltkopf abwechselnd Hoch- und Niederdruck-Heliumgas zugeführt.

Die erste Stufe erzeugt bei einer Temperatur von 77 K eine Kälteleistung von 35 W . Die zweite Stufe erreicht mit einer Kälteleistung von etwa 10 W die zur Wasserstoff-Verflüssigung notwendigen Temperaturen unterhalb von 20 K . Diese Kälteleistung wird über einen Kupfer-Wärmetauscher dem Wasserstoff-Kühlsystem zugeführt, so daß an der Fläche des Wärmetauschers eine Kondensation des Wasserstoff-Gases stattfindet.

A.4.3 Das Wasserstoff-Kühlsystem

Wie bereits in Kap. A.3.2 beschrieben, dient diese Komponente des Targets der Kühlung des separaten Zellsystems. Der am Kaltkopf kondensierte Wasserstoff gelangt mittels hydrostatischem Druck bis zu dem an den horizontalen Zuleitungsrohren angebrachten Wärmetauscher. Die vom Zellsystem über den Wärmetauscher sowie von äußeren Wärmequellen aufgenommene Wärmemenge läßt flüssigen Wasserstoff verdampfen. Das hierbei entstehende Gas strömt über die Rückleitung konvektiv zurück in den Flüssigkeitsbehälter, in dem es abermals verflüssigt wird.

Der permanente Wechsel zwischen Gasverflüssigung und Verdampfung kann zu erheblichen Druckschwankungen führen. Um diese gering zu halten, besitzt das Kühlsystem außerhalb des Isoliervakuums ein 100 l großes Gasreservoir (siehe Abb. A.3). Desweiteren ist eine Druckstabilisierung des Systems notwendig, wobei in der Abkühlphase unmittelbar nach Betriebsbeginn, während des Normalbetriebs sowie in der Aufwärmphase nach Betriebsende unterschiedliche Druckregelungen eingesetzt werden.

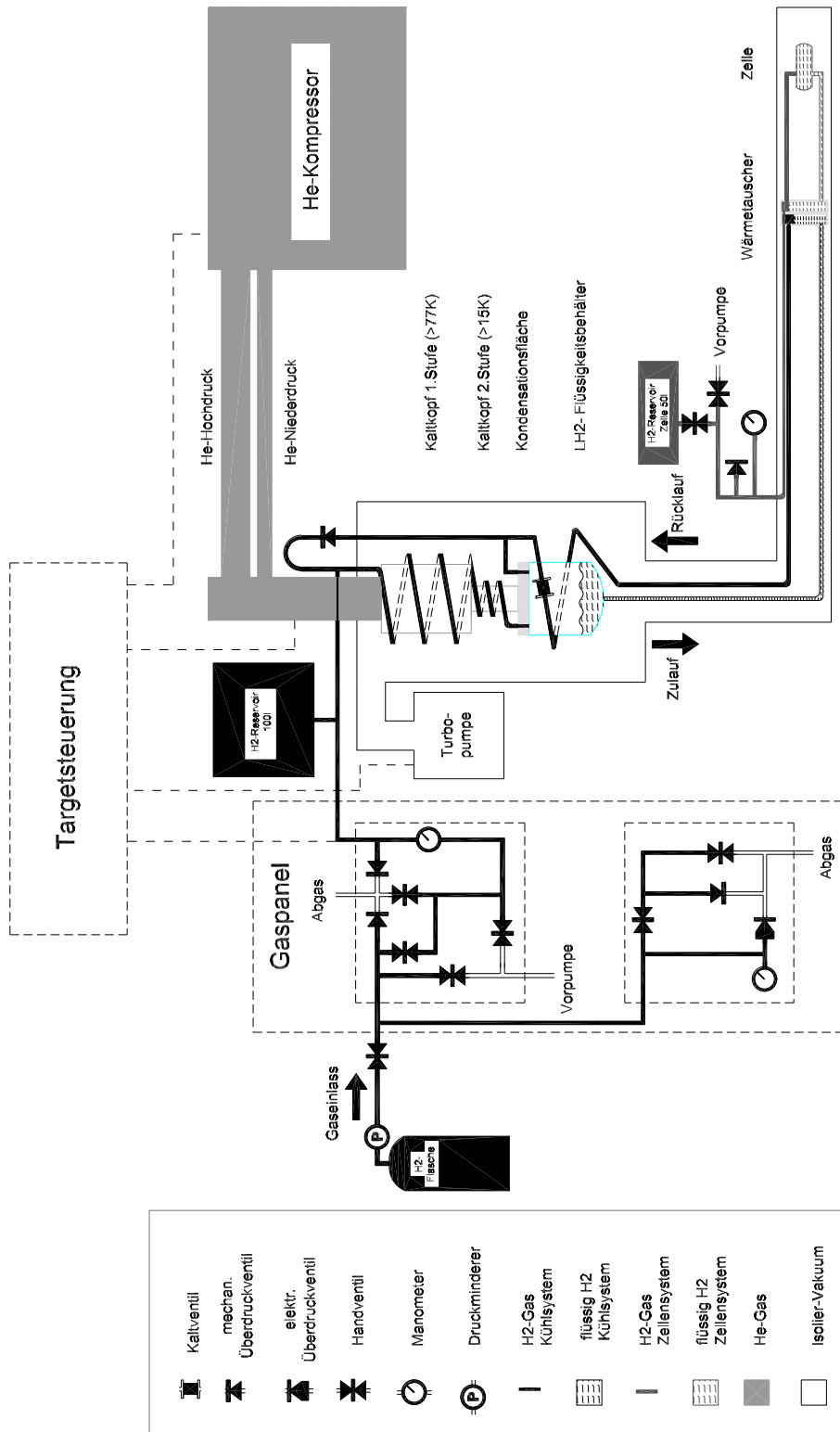


Abbildung A.3: Gesamtaufbau des Targetsystems

Während der Abkühlphase müssen erhebliche Mengen an Wasserstoff-Gas verflüssigt werden.⁵ Hierbei wird der Druck dadurch stabilisiert, daß dem System Wasserstoff-Gas durch einen Druckminderer zugeführt wird, der mit dem Flüssigkeitsbehälter über ein spiralförmig um den Kaltkopf gewundenes Rohr verbunden ist. Dieses sehr lange Verbindungsrohr gewährleistet eine geringe Wärmeleitung zwischen den warmen, auf Zimmertemperatur liegenden und den kalten auf flüssig Wasserstofftemperatur liegenden Komponenten. Ein weiterer Vorteil dieser Anordnung ist der, daß sich das zugeführte Gas bereits abkühlt, ehe es den Flüssigkeitsbehälter erreicht.

Die Abkühlphase des gesamten Targets ist erst dann beendet, wenn die Zelle vollständig mit flüssigem Wasserstoff gefüllt ist und sich für den Normalbetrieb genügend flüssiger Wasserstoff im Kühlsystem angesammelt hat. Diese Phase erstreckt sich über einen ungewöhnlich langen Zeitraum von etwa 15 h, da mit der zur Verfügung stehenden Kühlleistung des Kaltkopfes auch sämtliche im Isoliervakuum befindlichen Komponenten des Targets abgekühlt werden müssen (Flüssigkeitsbehälter, aus Edelstahl bestehende Verbindungsrohre, Kupfer-Wärmetauscher).

Die Druckstabilisierung während des Normalbetriebs geschieht über eine Temperaturregelung. Liegt der Druck unterhalb des an der externen Targetsteuerung eingestellten Sollwertes, wird dem System mit Hilfe einer an der Kondensationsfläche des Kaltkopfes angebrachten Heizung Wärme zugeführt. Ist er dagegen oberhalb des Sollwertes, wird entsprechend weniger geheizt. Diese Temperaturregelung ist für einen Arbeitsdruck zwischen 1120 hPa und 1200 hPa ausgelegt. Die hierfür notwendige durchschnittliche Zufuhr an Wärmeleistung beträgt etwa 2 W.

Unmittelbar nach Betriebsende wärmt sich das System auf, so daß erhebliche Mengen flüssigen Wasserstoffs verdampfen. Um einen extremen Druckanstieg zu vermeiden, wird das hierbei entstehende Gas über ein Gasablaßventil abgeführt.

Deweiteren sind aus Gründen der Sicherheit sowohl ein mechanisches als auch elektrisches Überdruckventil vorhanden, die dafür sorgen, daß der Druck im System nicht über 1500 hPa ansteigen kann.

A.4.4 Der Wärmetauscher und das Zellsystem

Die Abmessungen der Zelle sowie die des Wärmetauschers mit den zugehörigen Verbindungsrohren sind den experimentellen Gegebenheiten optimal angepaßt (Abb. 2.5). So führt der geometrische Aufbau zu keinerlei Akzeptanzverlusten irgendwelcher Detektor-komponenten, und er hält auch die Erzeugung von Untergrundereignissen so gering wie möglich. Der ringförmige Wärmetauscher besteht aus Kupfer⁶ und besitzt daher auch bei niedrigen Temperaturen eine sehr hohe Wärmeleitfähigkeit [52]. Er ist rotationssymmetrisch um die Strahlachse angebracht und besitzt einen durch das Strahlrohr begrenzten Außendurchmesser von 65 mm. Der Innendurchmesser von 48 mm ist groß genug, um Untergrundereignisse aus dem Halo des energiemarkierten Photonenstrahls zu vermeiden.

⁵In den durchgeführten Tests hat sich gezeigt, daß für einen zuverlässigen Normalbetrieb des Targets insgesamt etwa 500 l Wasserstoff-Gas im primären Kühlsystem verflüssigt werden müssen. Dies entspricht einem Volumen von ca. 0.6 l flüssigen Wasserstoffs.

⁶Um eine optimale Leitfähigkeit des Wärmetauschers zu erreichen, wurde in seiner Herstellung sauerstoffarmes Kupfer verwendet, das im Vakuum gelötet wurde.

Desweiteren ist er so angeordnet, daß er im 12° -Raumwinkelbereich des Eintrittslochs des Kalorimeters und somit außerhalb der Akzeptanzbereiche aller Detektorkomponenten liegt.

Die eigentliche Zelle ist zylinderförmig mit einem Durchmesser von 3 cm und einer Länge von 5.1 cm ausgeführt und besteht komplett aus einer strahlbeständigen $125\text{ }\mu\text{m}$ dünnen Kaptonfolie. Ihr Durchmesser ist so groß gewählt worden, um Untergrundereignisse durch Wechselwirkungen des markierten Photonenstrahls mit der Kaptonfolie so gering wie möglich zu halten. Die Länge der Zelle ist den Anforderungen angepaßt worden, die sich aus den teilweise sehr geringen Wirkungsquerschnitten der zu untersuchenden Zerfallskanäle und einer hinreichend genauen kinematische Rekonstruktion der Ereignisse ergeben. Um insbesondere für die seltenen Zerfallskanäle ausreichende Reaktionsraten zu erhalten, ist eine möglichst große Massenbelegung des Targets und somit eine große Ausdehnung der Zelle entlang der Strahlachse erforderlich. Hingegen ist für eine zufriedenstellende Rekonstruktion der Ereignisse eine genaue Kenntnis des Reaktionsvertex notwendig. Dieser Reaktionsvertex kann um so exakter bestimmt werden, je geringer die Ausdehnung der Zelle ist. Monte-Carlo-Studien haben ergeben, daß sich für diese gegensätzlichen Anforderungen eine Targetlänge von 5 cm als optimal erweist [54].

Die Zelle ist mit dem Wärmetauscher durch zwei Leitungen verbunden, die im sensitiven Bereich unmittelbar an der Zelle aus $75\text{ }\mu\text{m}$ dünnen Kaptonröhrchen bestehen. Diese Röhrchen sind stabil genug, um auch die mit flüssigem Wasserstoff gefüllte Zelle zu tragen.⁷ Die Anbindung an die Zelle ist durch Vespel-Winkel realisiert, die eine Wandstärke zwischen 0.5 mm und 0.8 mm aufweisen.

Das aus 50 l Volumen bestehende Gasreservoir ist außerhalb des Isoliervakuums angebracht. Seine Verbindung mit dem Zelle ist über ein Röhrchen mit einem Innendurchmesser von 4 mm realisiert worden, das am Wärmetauscher endet. Unmittelbar vor dem Wärmetauscher verkleinert sich sein Innendurchmesser auf 2 mm . Um den Wärmetransport von dem auf Zimmertemperatur liegenden Gasreservoir zu den kalten Komponenten des Systems gering zu halten, besitzt dieses Röhrchen innerhalb des Isoliervakuums eine Länge von mehr als einen Meter entlang des Strahlrohres. Als Material wurde Edelstahl verwendet, das aufgrund seiner speziellen Legierung eine sehr geringe Wärmeleitfähigkeit, eine große mechanische Stabilität und eine geringe Werkstoffermüdung bei tiefen Temperaturen aufweist [52].

A.4.5 Die Halterung für die horizontalen Targetkomponenten

Um die horizontale Ausrichtung der Verbindungsrohre des Kühlsystems und des Wärmetauschers sowie insbesondere die Fixierung der Targetzelle im Zentrum des Crystal Barrel-Detektors zu gewährleisten, ist eine spezielle Halterung notwendig. Diese ist so realisiert worden, daß lediglich eine geringe Festkörper-Wärmeleitung zu diesen kalten Komponenten besteht und sie zudem den Anforderungen durch die Detektoren sowie durch den energiemarkierten Photonenstrahl Rechnung trägt (Abb. A.4).

Sie ist, ebenso wie das Strahlrohr, am massiven T-Stück des Targets befestigt und besteht

⁷Das Gewicht der verwendeten Zelle beträgt im gefüllten Zustand nur etwa 3 g . Dies ist auf die geringe Dichte von flüssigem Wasserstoff zurückzuführen.

aus zwei etwa 50 cm langen, aus Edelstahl bestehenden Schalen. Wie die Verbindungsrohre des Kühlsystems sind diese auch entlang des Strahlrohres ausgerichtet. Am Ende dieser Schalen sind zwei etwa 5 cm lange dünnwandige Edelstahlröhrchen angebracht, die wiederum mit einem dünnen Kevlar-Ring verbunden sind. Kevlar zeichnet sich insbesondere durch eine sehr geringe thermische Längenausdehnung und Wärmeleitfähigkeit aus. Dieser Ring befindet sich etwa 10 cm vor dem Wärmetauscher, durch den die Zu- und Rückleitung des Kühlsystems sowie das Gasleitungsrohr des Zellsystems führen, und dient als Halterung der horizontalen Komponenten. Dieser Haltepunkt sowie die Befestigung der Verbindungsrohre des Kühlsystems mit dem Flüssigkeitsbehälter gewährleisten eine Fixierung der Targetzelle im Zentrum des Crystal Barrel-Detektors.

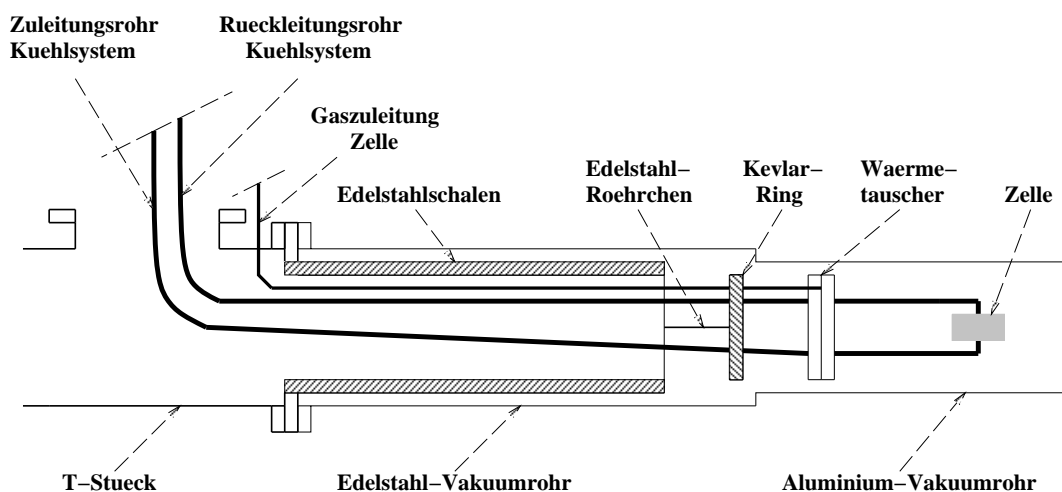


Abbildung A.4: Schematischer Längsschnitt der Halterung für die horizontal angeordneten Targetkomponenten

A.4.6 Leeren und Wiederbefüllen der Targetzelle

Für das Studium von Untergrundereignissen ist es notwendig, während einer Strahlzeit in regelmäßigen Abständen Leertargetmessungen vorzunehmen. Aufgrund dessen ist es außerordentlich wichtig, einen Wechsel zwischen einer vollen und leeren Zelle in einem zeitlich vertretbaren Rahmen durchführen zu können. Hierfür ist in der Rückleitung des Kühlsystems ein elektrisch zu betätigendes Kaltventil eingebaut worden (Abb. A.3). Schließt man mit Hilfe der externen Steuerung dieses Ventil, wird der Kühlkreislauf unterbrochen, da das am Wärmetauscher entstehende Gas nicht mehr über die Rückleitung in den Flüssigkeitsbehälter entweichen kann. Es entsteht ein Gasdruck, der dadurch kompensiert wird, daß sich der noch vorhandene flüssige Wasserstoff im Zuleitungsrohr in Richtung des Flüssigkeitsbehälters bewegt. Infolge dessen kann der Wärmetauscher nicht mehr mit flüssigem Wasserstoff und somit auch das separate Zellsystem nicht mehr mit der notwendigen Kühlleistung versorgt werden. Die Zelle wärmt sich langsam auf, so daß die hierin befindliche Flüssigkeit innerhalb von etwa 45 min vollständig verdampft ist. Das Gas gelangt zurück in das Wasserstoffreservior des Zellsystems. Ab diesem Zeitpunkt ist es möglich, Leertargetmessungen vorzunehmen. Da eine solche Messung in der Regel

über einige Stunden oder gar Tage durchgeführt wird, würde sich der Wärmetauscher in dieser Konfiguration so stark aufwärmen, daß das Wiederbefüllen der Zelle außerordentlich viel Zeit in Anspruch nehmen würde. Um die Dauer des Wiederbefüllens so gering wie möglich zu halten, wurde zwischen der Zelle und ihrem Gasresevior ein Ventil eingebaut. Wird dieses Ventil geschlossen, steht kein Gas mehr zu Verfügung, um die Zelle auch bei ausreichender Kühlleistung des Wärmetauschers mit flüssigem Wasserstoff zu füllen. Deshalb wird nach dem Leeren der Zelle dieses Ventil geschlossen und daraufhin das Kaltventil wieder geöffnet. Der Kühlkreislauf setzt wieder ein, so daß der Wärmetauscher sich somit nicht aufwärmen kann und die zum Verflüssigen notwendige Temperatur besitzt. Zum Wiederbefüllen wird das Ventil im Zellsystem minimal geöffnet. Hierdurch wird der Durchfluß so gering gehalten, daß die Kühlleistung am Wärmetauscher ausreicht, um das aus dem Reservoir des Zellsystems eintretende Gas sofort zu verflüssigen. Der Vorgang des Wiederbefüllens erstreckt sich über einen Zeitraum von etwa 80 min .

A.4.7 Der Betrieb mit flüssigem Deuterium

Für zukünftige CB-ELSA-Experimente sind auch Untersuchungen zur Photoproduktion am Neutron geplant. Als Targetmaterial wird hierfür Deuterium verwendet, das aus einem Kern mit einem Neutron und einem Proton aufgebaut ist. Deuterium besitzt fast die gleichen chemischen und thermodynamischen Eigenschaften wie gewöhnlicher Wasserstoff. Es liegt ebenfalls als zweiatomiges Molekül vor (D_2) und weist unter Atmosphärendruck eine um etwa 3 K höhere Siedetemperatur von 23.6 K sowie eine um etwa 4 K höhere Schmelztemperatur von 18.7 K auf (siehe dazu auch Abb. A.5). Aufgrund dessen ist mit

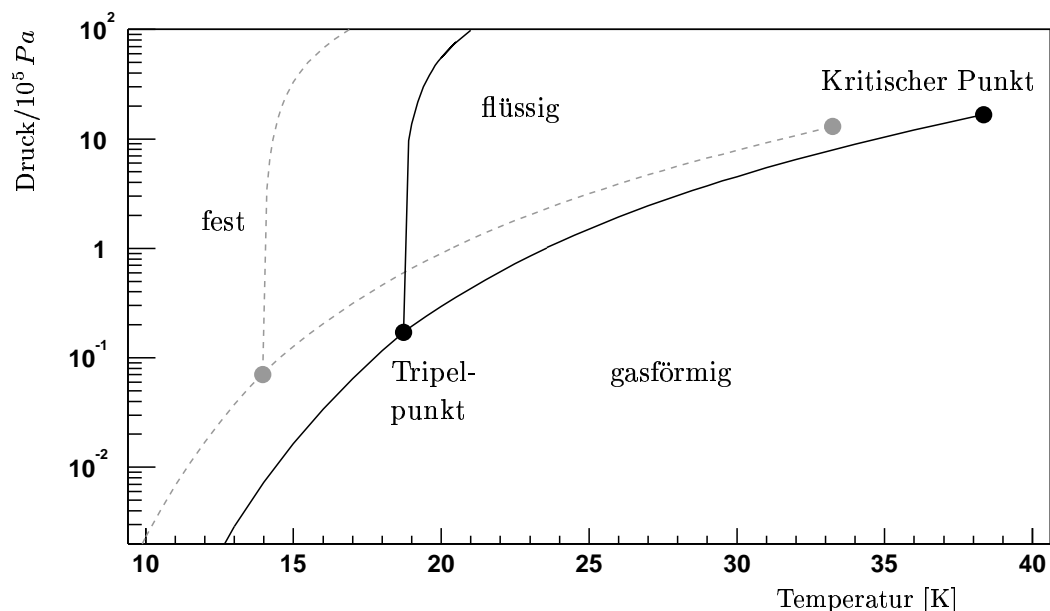


Abbildung A.5: Das Phasendiagramm von $n\text{-D}_2$ (durchgezogene schwarze Linie) weist Unterschiede zu jenem von $n\text{-H}_2$ auf (gestrichelte graue Linie). Die zugrundeliegenden Werte wurden aus [53] entnommen.

dem vorhandenen Target auch der Betrieb mit flüssigem Deuterium möglich. Hierfür kann im Kühlsystem gewöhnlicher Wasserstoff als Kühlmittel verwendet und lediglich das Zellen-system mit dem teuren Deuteriumgas versorgt werden⁸. Jedoch muß darauf geachtet werden, daß die Temperatur des Kühlsystems jederzeit oberhalb der Schmelztemperatur von Deuterium liegt, da ansonsten das Zuleitungsrohr der Zelle im Bereich des Wärmetauschers einfrieren kann. Darüber hinaus darf deshalb auch nur Deuteriumgas verwendet werden, dessen Restgasbestandteile aus schwereren Elementen insgesamt geringer als 10^{-6} (relativer Volumenanteil) sind. Tests in dieser Konfiguration sind bisher noch nicht durchgeführt worden.

A.5 Zusatzinformationen zum Flüssig-Wasserstoff-Target

A.5.1 Physikalische und thermische Eigenschaften verschiedener Kältemittel

Tabellarisch aufgelistet sind die wichtigsten physikalischen Eigenschaften der Kältemittel Helium, Wasserstoff, Stickstoff sowie Sauerstoff. Unter dem Begriff Kältemittel werden sämtliche Gase verstanden, deren Siedetemperaturen bei einem Druck von $10^5 Pa$ unterhalb von $120 K$ liegen.

Es fällt deutlich auf, daß Wasserstoff gegenüber allen anderen Kältemitteln eine Ausnahmestellung einnimmt. So ist Wasserstoff nicht nur das leichteste Gas, sondern weist darüber hinaus mit Abstand die größte Verdampfungswärme und spezifische Wärmekapazität auf. Desweiteren zeigen sich geringfügige Unterschiede zwischen p-H₂ und n-H₂. p-H₂ entspricht einem Para- zu Ortho-Verhältnis von 99.8:0.2, n-H₂ hingegen einem Gleichgewichtsverhältnis unter Zimmertemperatur von 1:3. Sämtliche Werte wurden aus [52] entnommen.

A.5.2 Das Prinzip der Gifford-Mc-Mahon-Kältemaschine

Das Prinzip nach Gifford-Mc-Mahon basiert auf einer regenerativen Übertragung von Wärme. Dies wird dadurch realisiert, daß ein Verdrängerkolben einen Zylinder in ein mit Heliumgas gefülltes warmes und kaltes Arbeitsvolumen unterteilt. Diese beiden Volumina sind durch einen Regenerator miteinander verbunden, der die Funktion eines Wärmespeichers übernimmt und deshalb eine große Wärmeübertragungsfläche besitzt.⁹ Aufgrund dessen herrscht am Regenerator ein Temperaturgefälle, welches sich von der Temperatur des warmen bis zu jener des kalten Arbeitsraumes erstreckt (Abb. A.6).

Befindet sich der Verdrängerkolben in der unteren Totpunktlage und wird dieser aufwärts bewegt, strömt warmes Gas über den Regenerator in das kalte Arbeitsvolumen und kühlt sich hierbei auf die Temperatur T_K ab. Dieser Abkühlvorgang des Gases ist gleichzeitig

⁸Für das Zellen-system werden insgesamt $50 l$ Gas unter einem Druck von etwa $2.5 \cdot 10^5 Pa$ bei Zimmertemperatur benötigt.

⁹Der Regenerator des CB-ELSA-Targets besteht aus feinem Blei-Granulat.

Größe	Einheit	⁴ He	p-H ₂	n-H ₂	N ₂	O ₂
Siedetemperatur						
T _{Sied} bei 10 ⁵ Pa	K	4,215	20,28	20,397	77,348	90,188
Dichte						
Gas(273K,10 ⁵ Pa)	kg/m ³	0,17847	0,08985	0,08985	1,2505	1,4289
Flüssigkeit bei T _{Sied}	kg/m ³	124,8	70,8	70,8	804,2	1140
Gasvol. (273K,10 ⁵ Pa) aus 1m ³ Flüssigkeit	m ³ /m ³	699	788	788	644	798
kritischer Punkt						
Temperatur T _K	K	5,22	32,98	33,24	125,98	154,78
Druck p _K	10 ⁵ Pa	2,50	12,93	12,98	33,94	50,82
Tripelpunkt						
Temperatur T _T	K	λ-Punkt 2,173	13,81	13,956	63,148	54,361
Druck p _T	hPa	50,52	70,4	72,0	126,12	1,52
latente Wärme						
Verdampfung bei T _{Sied}	kJ/kg	20,91	446,5	448,3	1,042	213,1
spezifische Wärme						
Gas(273K,10 ⁵ Pa)	kJ/kgK	5,233		14,21	1,2505	0,918
Flüssigkeit bei T _{Sied}	kJ/kgK	4,410	9,30	9,28	2,03	1,70
Wärmeleitfähigkeit						
Gas(273K,10 ⁵ Pa)	10 ⁻³ W/mK	143	175	168	24,0	24,5
Dampf bei T _{Sied}	10 ⁻³ W/mK	9,0	15,8	15,8	7,5	8,1
Flüssigkeit bei T _{Sied}	10 ⁻³ W/mK	27,2	119	119	139,8	148

Tabelle A.1: Thermische und physikalische Eigenschaften verschiedener Kältemittel

mit einer Druckabnahme des Systems verbunden. Bei einer entgegengesetzten Bewegung des Kolben in Richtung des kalten Arbeitsraumes gelangt das sich hierin befindliche Gas über den Regenerator in das warme Volumen, was eine Temperaturerwärmung auf T_W sowie eine entsprechende Druckerhöhung im System zur Folge hat.

Wird der Verdränger nur periodisch auf- und abwärts bewegt, kann keine Kühlleistung im kalten Arbeitsraum erzeugt werden, da sich Druck und Volumen im System gegenphasig zueinander ändern:

$$\dot{Q}_K = 1/T_0 \int_{t=0}^{t=T_0} p dV_K = 0 \quad (\text{A.2})$$

Wobei

\dot{Q}_K die Kühlleistung einer gesamten periodischen Bewegung des Verdrängerkolbens im kalten Arbeitsraum,

T_0 die Umlaufzeit einer gesamten Periode,

$p(t)$ der Druck des Systems, der sich periodisch mit der Zeit ändert,

und

$V_K(t)$ das Volumen des kalten Arbeitsraumes, das sich gegenphasig zum Druck ändert, ist.

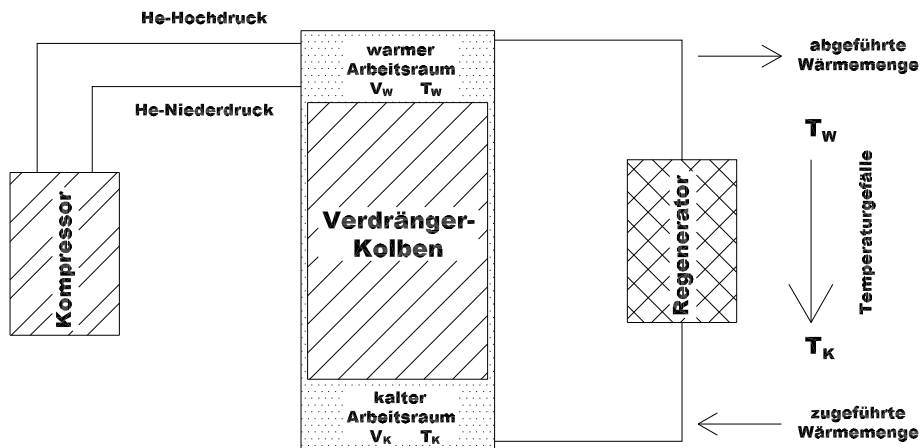


Abbildung A.6: Bei dem Gifford-Mc-Mahon-Kühlprinzip wird die Kälteleistung durch eine periodische Zufuhr von Hoch- und Niederdruck-Heliumgas erreicht, so daß die Druckschwankungen in den Arbeitsräumen eine geeignete Phasenverschiebung gegenüber der Bewegung des Verdrängerkolbens aufweisen.

Die Erzeugung von Kälteleistung kann aber dadurch erreicht werden, daß zusätzlich Arbeit durch Druckänderungen aufgebracht wird, die gegenüber der Bewegung des Verdrängerkolbens eine geeignete Phasenverschiebung besitzen. Bei dem Prinzip einer Gifford-Mc-Mahon-Kältemaschine wird dies mittels periodisch abwechselnder Zufuhr von Hoch- und Niederdruck-Heliumgas ermöglicht. Die durch Abkühlung eines externen Systems aufgenommene Wärmemenge wird über den warmen Arbeitsraum an die Umgebung abgeführt (Abb. A.2).

Mehrstufige Kältemaschinen bestehen aus sukzessive aneinandergeschalteten Zylindern, die jeweils einen eigenen Verdrängerkolben und Regenerator besitzen.

Eine detaillierte Beschreibung des Gifford-Mc-Mahon-Verfahrens findet sich in [52]. Der Aufbau sowie die Funktionsweise der im CB-ELSA-Experiment eingesetzten zweistufigen Kältemaschine wird ausführlich in [55] erläutert.

Anhang B

Vergleich zwischen den Ereignissen $p\pi^0\eta \rightarrow p4\gamma$ und $p\pi^0\eta \rightarrow p8\gamma$

In den Abbildungen B.1 und B.2 werden die invarianten Zweiteilchenmassen des $p\pi^0\eta$ -Endzustandes separat für die rekonstruierten Zerfallskanäle $p\pi^0\eta \rightarrow p4\gamma$ und $p\pi^0\eta \rightarrow p4\pi^0 \rightarrow p8\gamma$ betrachtet. Bei dieser Gegenüberstellung zeigen sich in den Histogrammen lediglich geringe Unterschiede im Rahmen der statistischen Fluktuationen. Insofern ist für die Untersuchung dieses Endzustandes (Kap. 5.2) die Zusammenfassung der beiden rekonstruierten Datensätze gerechtfertigt.

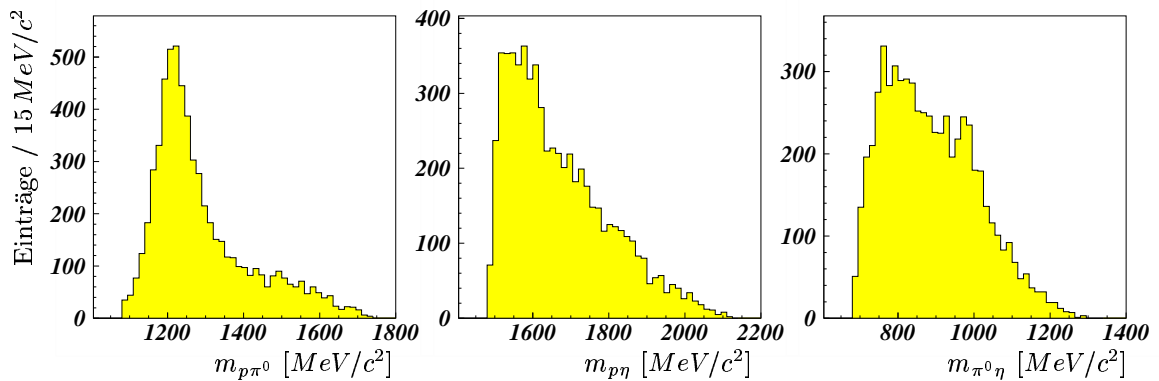


Abbildung B.1: Invariante Zweiteilchen-Massenspektren des Zerfallskanals $p\pi^0\eta \rightarrow p4\gamma$.

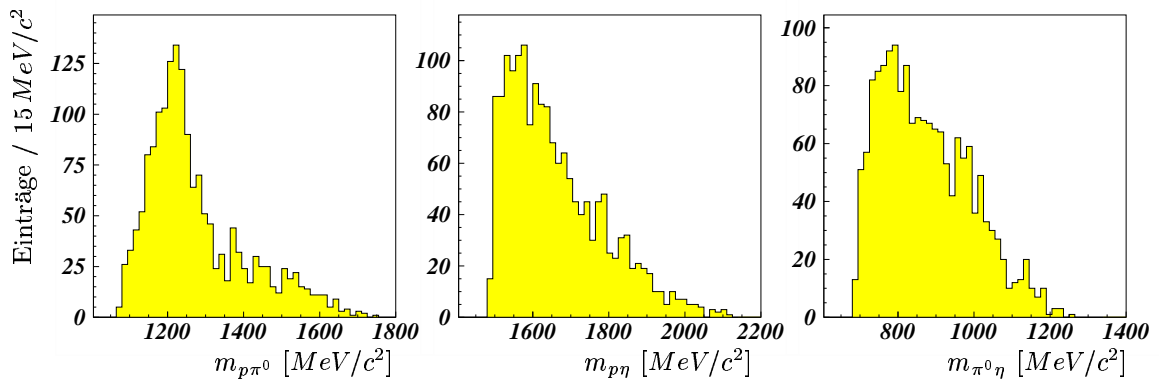


Abbildung B.2: Invariante Zweiteilchen-Massenspektren des Zerfallskanals $p\pi^0\eta \rightarrow p4\pi^0 \rightarrow p8\gamma$.

Anhang C

Weitere Ergebnisse

Mit den bei einem Elektronen-Strahlimpuls von $2.6 \text{ GeV}/c$ im Zeitraum vom 3. bis 18. Dezember 2000 aufgezeichneten Daten wurden im Hinblick auf zukünftig geplante Untersuchungen neben den $p\pi^0\pi^0$ - und $p\pi^0\eta$ -Ereignissen zusätzlich noch Ereignisse der ω -, η - sowie η' -Photoproduktion selektiert. Diese Selektionen wurden ebenfalls mit der in dieser Arbeit vorgestellten Methode der kinematischen Anpassung vorgenommen.

C.1 $p\omega \rightarrow p\pi^0\gamma \rightarrow p3\gamma$

Die CB-ELSA-Kollaboration hat zwei Proposal zur ω -Photoproduktion erstellt. Einerseits sollen mit einem linear polarisierten Photonenstrahl [56] Analysen im Bereich der Baryonenspektroskopie vorgenommen und andererseits die Resonanzbreite des ω -Mesons in Abhängigkeit verschiedener Kernmaterien [57] studiert werden. Um für diese Experimente bereits Aussagen über die zu erwartende Datenqualität treffen zu können, wurden $p\omega$ -Ereignisse selektiert, bei denen das ω -Meson in den neutralen Kanal $\pi^0\gamma$ zerfällt.

Bei dem linken Histogramm der Abbildung C.1 handelt es sich um die invariante $\pi^0\gamma$ -Masse von jenen Ereignissen, die die Hypothesen $p3\gamma$ und $p\pi^0\gamma$ erfüllen. Desweiteren wurde verlangt, daß der Photonenstrahlimpuls größer als $1165 \text{ MeV}/c$ ist und somit oberhalb der Produktionsschwelle dieses Vektormesons liegt. Aus der an das deutlich erkennbare ω -Signal angepaßten Gaußkurve mit linearem Untergrund ergibt sich eine Masse von $780.4 \text{ MeV}/c^2$ sowie eine σ -Breite von lediglich $18.7 \text{ MeV}/c^2$. Dies dokumentiert sehr eindrucksvoll die Qualität der mit dem kinematischen Fit angepaßten Daten.¹ Das invariante $p\omega$ -Massenspektrum (rechtes Histogramm der Abb. C.1) zeigt keine offensichtlichen Strukturen, die auf Baryonenresonanzen schließen lassen. Hierbei wurde keine kinematische Anpassung an die Hypothese $p\omega$ durchgeführt, sondern das ω -Meson lediglich mit Hilfe eines Massenfensters aus dem $m_{\pi^0\gamma}$ -Spektrum selektiert.

¹Laut PDB [11] beträgt die Masse des ω -Mesons $782.57 \text{ MeV}/c^2$ und seine natürliche totale Breite $8.44 \text{ MeV}/c^2$.

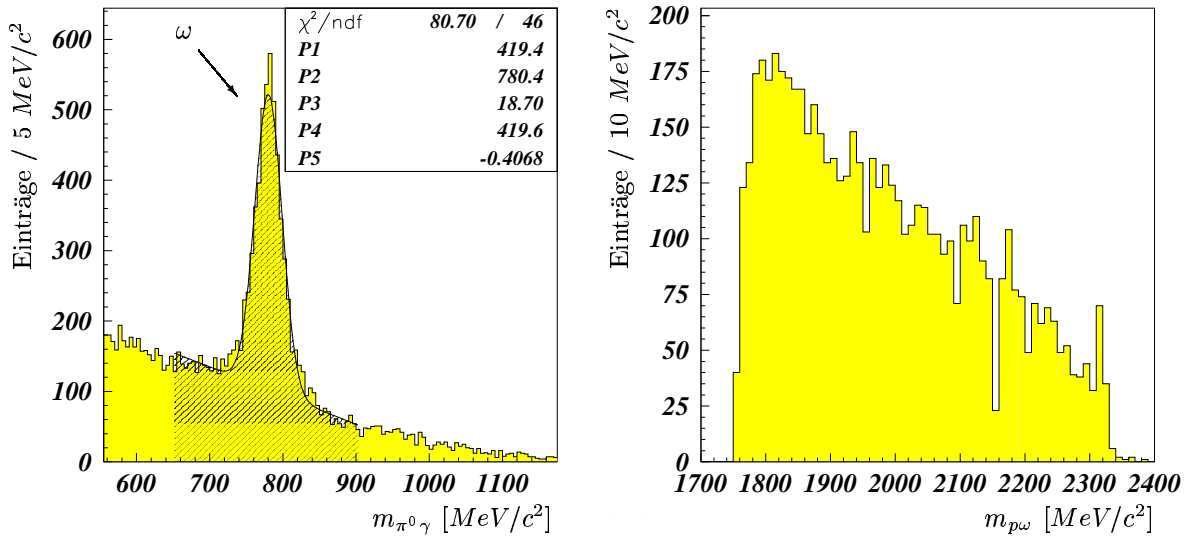


Abbildung C.1: Im linken Histogramm ist an das deutlich erkennbare ω -Signal eine Gaußkurve mit linearem Untergrund angepaßt worden (schraffierte Fläche mit P1=Höhe, P2=Schwerpunkt und P3= σ -Breite der Gaußkurve sowie P4=Schnittpunkt mit der y-Achse und P5=Steigung der Geraden.). Das rechte Histogramm zeigt die invariante $p\omega$ -Masse. Hierbei ist das ω -Meson mittels eines Fensters im $m_{\pi^0\gamma}$ -Spektrum selektiert worden ($730\text{MeV}/c^2 \leq m_{\pi^0\gamma} \leq 835\text{MeV}/c^2$).

C.2 $p\eta \rightarrow p\pi^0\pi^0\pi^0 \rightarrow p6\gamma$

Für das Auffinden möglicher *missing resonances* hat sich das CB-ELSA-Experiment auch zum Ziel gesetzt, eingehende Analysen in der η - sowie η' -Photoproduktion durchzuführen [58]. Das η -Meson wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht nur über den Zerfall in zwei Photonen rekonstruiert (siehe dazu Kap. 3.3 und Abb. 3.3), sondern auch über seinen Zerfall in drei neutrale Pionen. Im linken Histogramm der Abb. C.2 ist ein fast untergrundfreies η -Signal in der invarianten $\pi^0\pi^0\pi^0$ -Masse zu erkennen. Hierbei handelt es sich um Ereignisse, die die Hypothese $p\pi^0\pi^0\pi^0 \rightarrow p6\gamma$ erfüllen. Die σ -Breite der an dieses Signal angepaßten Gaußkurve ist mit $10.07\text{ MeV}/c^2$ sogar um fast $7\text{ MeV}/c^2$ geringer als das entsprechende Signal im $p\gamma\gamma$ -Zerfallskanal. Die hierbei deutlich bessere Qualität ist darauf zurückzuführen, daß bei der kinematischen Anpassung an die Hypothese $p\pi^0\pi^0\pi^0$ insgesamt sechs Nebenbedingungen erfüllt werden müssen. Dies sind gegenüber der Hypothese $p\gamma\gamma$ drei zusätzliche Nebenbedingungen.

In der invarianten $p\eta$ -Masse (Abb. C.2 rechts) ist die erwartete Dominanz der $S_{11}(1535)$ -Resonanz deutlich zu erkennen. Die Selektion der $p\eta$ -Ereignisse wurde ebenfalls nicht mit Hilfe einer kinematischen Anpassung an die Hypothese $p\eta$, sondern über ein Massenfenster im $m_{\pi^0\pi^0\pi^0}$ -Spektrum durchgeführt (mit $512\text{ MeV}/c^2 \leq m_{\pi^0\pi^0\pi^0} \leq 582\text{ MeV}/c^2$).

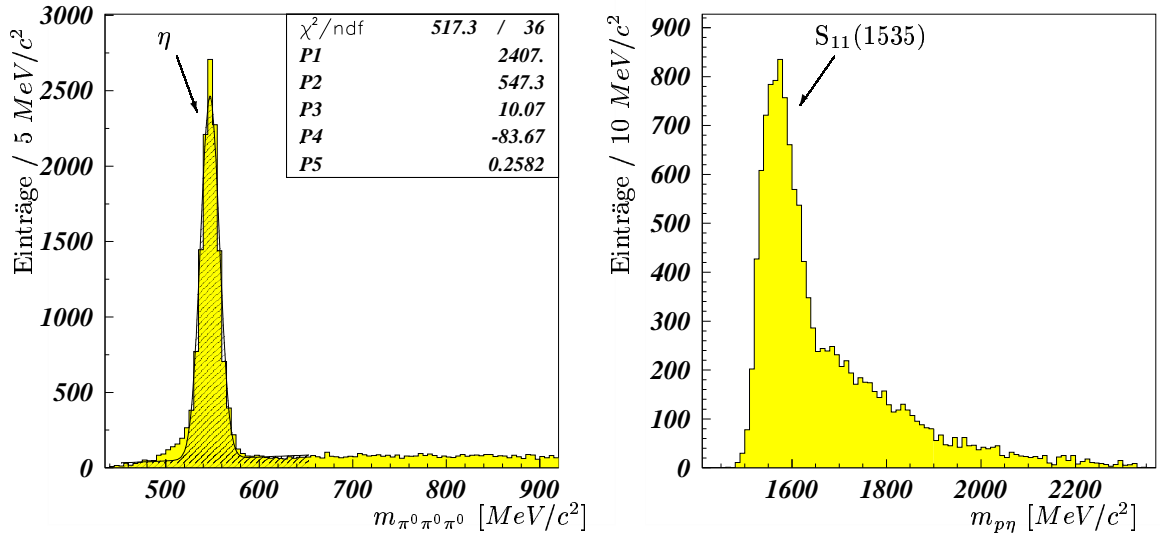


Abbildung C.2: Das η -Signal im Spektrum der invarianten $\pi^0\pi^0\pi^0$ -Masse der selektierten $p\pi^0\pi^0\pi^0$ -Ereignisse (links) besitzt nicht nur einen marginalen Untergrund, sondern bestätigt mit einer Masse von $547.3 \text{ MeV}/c^2$ sowie einer σ -Breite von nur $10.07 \text{ MeV}/c^2$ auch hier die hervorragende Qualität der Daten (analog zu Abb. C.1 stellt die schraffierte Fläche die Anpassung einer Gaußkurve mit linearem Untergrund an dieses Signal dar). In der invariante $p\eta$ -Masse (rechts) wird die Dominanz der $S_{11}(1535)$ -Resonanz deutlich sichtbar.

C.3 $p\eta' \rightarrow p\pi^0\pi^0\eta \rightarrow p6\gamma$

Das pseudoskalare η' -Meson zerfällt mit 20.9% in $\eta\pi^0\pi^0$. In der invarianten $\eta\pi^0\pi^0$ -Masse (Abb. C.3 links) aller kinematisch angepaßten $p\pi^0\pi^0\eta$ -Ereignisse kommt das Signal dieses Mesons sehr deutlich zum Vorschein und weist nur wenig Untergrund auf. Für die an dieses Signal angepaßte Gaußkurve mit einem Polynom 2. Grades zur Beschreibung des Untergrundes erhält man eine Masse von $958.4 \text{ MeV}/c^2$ und eine σ -Breite von $10.69 \text{ MeV}/c^2$. Im invarianten $p\eta'$ -Massenspektrum sind keine Resonanzstrukturen sichtbar. Jedoch ist die Anzahl von 279 $p\eta'$ -Ereignissen, die über das invariante Massenfenster mit $908 \text{ MeV}/c^2 \leq m_{\eta\pi^0\pi^0} \leq 1008 \text{ MeV}/c^2$ selektiert wurden, außerordentlich gering. Bisher konnte noch bei keinem Experiment eine Analyse der η' -Photoproduktion in diesem neutralen Zerfallskanal durchgeführt werden.

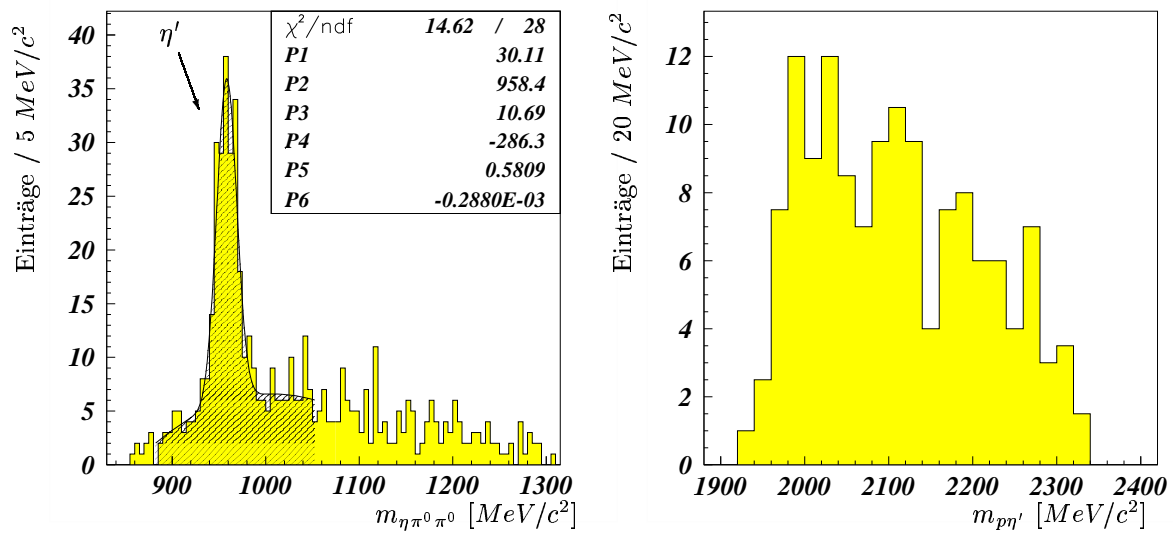


Abbildung C.3: Im invarianten $\eta\pi^0\pi^0$ -Massenspektrum der selektierten $p\eta\pi^0\pi^0$ -Ereignisse (links) zeigt sich ein deutliches η' -Signal mit einer Masse von $958.4 \text{ MeV}/c^2$ sowie einer σ -Breite von $10.69 \text{ MeV}/c^2$. An dieses Signal wurde eine Gaußkurve angepaßt, wobei der relativ geringe Untergrund mit Hilfe eines Polynoms 2. Grades beschrieben wurde (mit $P4 + P5 \cdot m_{\eta\pi^0\pi^0} + P6 \cdot m_{\eta\pi^0\pi^0}^2$). Im invarianten $p\eta'$ -Massenspektrum sind keine Resonanzstrukturen sichtbar.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Invariante $\pi^+\pi^-$ - und $p\pi^+$ -Masse des $p\pi^+\pi^-$ -Endzustandes (Saphir-Daten)	7
1.2	Nonett der skalaren Mesonen	11
2.1	Die Bonner Elektronen Stretcher Anlage	14
2.2	Gesamtübersicht des CB-ELSA-Experiments	15
2.3	Die Detektorkomponente des Taggingsystems	16
2.4	Schnittzeichnung des Crystal Barrel-Detektorsystems	17
2.5	Seiten- und Frontansicht der Flüssig-Wasserstoff-Zelle mit Wärmetauscher .	18
2.6	Der Innendetektor	19
2.7	Kristallanordnung des Kalorimeters	20
2.8	CsI-Kristallmodul	21
2.9	Die TOF-Wände	22
2.10	Modul des Gamma-Veto-Detektors	23
2.11	Crystal Barrel-Detektor mit TAPS	24
3.1	Matching der geladenen Teilchen	30
3.2	Konfidenzniveau und Pullverteilung für die Hypothese $p\gamma\gamma$	34
3.3	Invariante $\gamma\gamma$ -Masse der kinematischen Anpassung für den Endzustand $p\gamma\gamma$	35
3.4	Invariante $p\pi^0$ -Masse	36
3.5	Θ -Pullverteilung vor und nach der Targetverschiebung	37
3.6	Energiezuordnung zu den Taggerdrähten für den Elektronenstrahlimpuls von $2.6 \text{ GeV}/c$	38
4.1	Häufigkeitsverteilung der ansprechenden Kammerdrähte.	42
4.2	Verteilungen der Konfidenzniveaus für die Hypothese $p4\gamma$ und $p8\gamma$	43
4.3	Goldhaberdarstellung der $p4\gamma$ -Ereignisse	44

4.4	Pullverteilungen der Hypothese $p\pi^0\pi^0$	45
4.5	Invariante $\gamma\gamma$ -Masse der $p\pi^0\gamma\gamma$ -Ereignisse	47
4.6	Invariante $\gamma\gamma$ -Masse der $p8\gamma$ -Ereignisse.	48
4.7	Pullverteilungen der Hypothese $p4\pi^0$	49
4.8	Goldhaberdarstellung der $p2\pi^04\gamma$ -Ereignisse	51
4.9	Invariante $3\pi^0$ -Masse der $p4\pi^0$ -Ereignisse.	51
5.1	Invariante $p\pi^0\pi^0$ -Masse aller $p\pi^0\pi^0$ -Ereignisse.	54
5.2	Invariante $p\pi^0$ - und $\pi^0\pi^0$ -Masse sämtlicher $p\pi^0\pi^0$ -Ereignisse.	54
5.3	Dalitzplots und Spektren invarianter Massen für das Energieintervall A . . .	56
5.4	Dalitzplots und Spektren invarianter Massen für das Energieintervall B . . .	57
5.5	Dalitzplots und Spektren invarianter Massen für das Energieintervall C . . .	58
5.6	Dalitzplots und Spektren invarianter Massen für das Energieintervall D . . .	59
5.7	Dalitzplots und Spektren invarianter Massen für das Energieintervall E . . .	60
5.8	Dalitzplots und Spektren invarianter Massen für das Energieintervall F . . .	61
5.9	Dalitzplots und Spektren invarianter Massen für das Energieintervall G . . .	62
5.10	Dalitzplots und Spektren invarianter Massen für das Energieintervall H . . .	63
5.11	Invariante $p\pi^0\eta$ -Masse der $p\pi^0\eta$ -Ereignisse	64
5.12	Invariante $p\pi^0$ -, $p\eta$ - und $\pi^0\eta$ -Masse sämtlicher $p\pi^0\eta$ -Ereignisse	65
5.13	Dalitzplots und Spektren invarianter Massen für das Energieintervall A . . .	67
5.14	Dalitzplots und Spektren invarianter Massen für das Energieintervall B . . .	69
5.15	Dalitzplots und Spektren invarianter Massen für das Energieintervall C . . .	71
5.16	Dalitzplots und Spektren invarianter Massen für das Energieintervall D . . .	73
A.1	Phasendiagramm von n-H ₂	78
A.2	Schematische Darstellung des Ein- und Zweikreislaufsystems	83
A.3	Gesamtaufbau des Targetsystems	85
A.4	Schematischer Längsschnitt der Halterung für die horizontal angeordneten Targetkomponenten	88
A.5	Phasendiagramm von n-D ₂	89
A.6	Das Gifford-Mc-Mahon-Kühlprinzip	92
B.1	Invariante Zweiteilchen-Massenspektren des Zerfallskanals $p\pi^0\eta \rightarrow p4\gamma$. . .	93

B.2	Invariante Zweiteilchen–Massenspektren des Zerfallskanals $p\pi^0\eta \rightarrow p4\pi^0 \rightarrow p8\gamma$	93
C.1	Invariante $\pi^0\gamma$ – sowie $p\omega$ –Masse.	96
C.2	Invariante $\pi^0\pi^0\pi^0$ – sowie $p\eta$ –Masse.	97
C.3	Invariante $\pi^0\pi^0\eta$ – sowie $p\eta'$ –Masse.	98

Tabellenverzeichnis

1.1	Grundbausteine der Materie	2
1.2	Baryonen mit negativer Parität	9
3.1	Energiezuordnung der Taggerlaten für einen Elektronen-Strahlimpuls von 2.6 GeV/c^2	37
4.1	Statistik der rekonstruierten $p \pi^0 \pi^0$ - und $p \pi^0 \eta$ -Endzustände mit dem Zerfall in $p 4\gamma$	47
4.2	Statistik der rekonstruierten $p \pi^0 \eta$ -Ereignisse mit dem Zerfall in $p 8\gamma$	52
5.1	Unterteilung des $m_{p\pi^0\pi^0}$ -Massenbereiches mit den zugrundeliegenden Ereigniszahlen	55
5.2	Unterteilung des $m_{p\pi^0\eta}$ -Massenbereiches mit den zugrundeliegenden Ereigniszahlen	65
A.1	Thermische und physikalische Eigenschaften verschiedener Kältemittel	91

Literaturverzeichnis

- [1] G.S.Adams et al. (E852 Collaboration), Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 555
- [2] A. Abele et al. (Crystal Barrel Collaboration), Phys. Lett. B423 (1998) 175
- [3] A. Abele et al. (Crystal Barrel Collaboration), Phys. Lett. B446 (1999) 349
- [4] D.B. Lichtenberg, Phys. Rev. 178 (1996) 2197
- [5] R. Koniuk, N. Isgur, Phys. Rev. D21 (1980) 1868
- [6] CB-ELSA Collaboration, *Study of baryon resonances decaying into $\Delta(1232)\pi^0$ in the reaction $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ with the Crystal Barrel detector at ELSA*, Proposal to the PAC (1998)
- [7] M. Härter et al., *Two neutral pion photoproduction off the proton between threshold and 800 MeV*, Physics Letters B 401, 229-233 (1997)
- [8] M. Wolf et al., *Photoproduction of neutral pion pairs from the proton.*, The European Physical Journal A 9, 5-8 (2000)
- [9] F.J. Klein, *Untersuchung zur Photoproduktion von Vektormesonen mit dem Saphir-Detektor*, Dissertation, Universität Bonn (1996)
- [10] CB-ELSA-Kollaboration, *A search for the exotic meson $\bar{\rho}(1380)$ and for new baryonic resonances in the reaction $\gamma p \rightarrow p\pi^0\eta$ using then CB-ELSA detektor at ELSA*, Proposal to the PAC (1998)
- [11] Baryon Particle Listings, The Eurpean Physical Journal C 15, 1-4 (2000)
- [12] L.Y. Glozman and D.O. Riska , Phys. Lett. 72B (1977) 109
- [13] N. Kaiser, P.B. Siegel, W. Weise, *Chiral dynamics and the $S_{11}(1535)$ nucleon resonance*, Phys. Lett. B362 (1995) 23
- [14] E. Berger, UCLA Report UCLA-10-P25-261, (1997)
- [15] B.M.K. Nefkens, *Decay of Heavy Δ^* Resonances by η Emission*, Proceeding MANU 1997, πN -Newsletter No. 13 270-275 (1997)
- [16] S. Capstick and W. Roberts, *New baryons in the $\Delta\eta$ and $\Delta\omega$ channels*, Phys. Rev. D57, 4301-4309 (1998)

- [17] C. Amsler et al. (Crystal Barrel Collaboration) , Phys. Lett. B340 , 259 (1994)
C. Amsler et al. (Crystal Barrel Collaboration) , Phys. Lett. B342 , 433 (1995)
C. Amsler et al. (Crystal Barrel Collaboration) , Phys. Lett. B353 , 571 (1995)
C. Amsler et al. (Crystal Barrel Collaboration) , Phys. Lett. B355 , 425 (1995)
C. Amsler et al. (Crystal Barrel Collaboration) , Phys. Lett. B380 , 453 (1996)
C. Amsler et al. (Crystal Barrel Collaboration) , Phys. Lett. B385 , 425 (1996)
C. Amsler et al. (Crystal Barrel Collaboration) , Phys. Atom. Nucl. 59 , 1415 (1996)
- [18] C. Amsler and F.E. Close, *Is $f_0(1500)$ a scalar glueball?*, Phys. Rev. D53, 295-311 (1996)
- [19] The Omega Photon Collaboration, *Inclusive photoproduction of $\delta(980)$ and $B(1235)$ at high x_F* , Physics Letters 138B, 459-463 (1984)
- [20] J. Link, *Aufbau und Test der Proportionalkammer für das neue Taggingssystem an SAPHIR*, Diplomarbeit, BONN-IR-94-26 (1993).
- [21] R. Burgwinkel, *Aufbau und Test und Eichung des hochauflösenden Tagging-Systems TOPAS II am Bonner Saphir-Detektor*, Dissertation, Universität Bonn (1996).
- [22] K. Küppersbusch, *Simulation zur Konzeption eines Innendetektors aus szintillierenden Fasern für das Crystal Barrel-Experiment an ELSA*, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg (1998)
- [23] A. Fösel, *Entwicklung und Bau eines Innendetektors für das Crystal Barrel-Experiment an ELSA/Bonn* Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg (2000)
- [24] E.Aker et al. (Crystal Barrel Collaboration), *The Crystal Barrel spectrometer at LEAR*, Nucl. Instr. Meth. A 321(1992) 69
- [25] A. Ehmans, *Entwicklung, Aufbau und Test eines neuen Auslesesystems für den Crystal-Barrel-Detektor zur Messung photoinduzierter Reaktionen an ELSA*, Dissertation, Universität Bonn (2000)
- [26] J. Junkersfeld, *Kalibration des Crystal-Barrel-ELSA Detektors mit Hilfe der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$* , Diplomarbeit, Universität Bonn (2000)
- [27] S. Höffgen, *Einbindung eines großflächigen Flugzeitspektrometers als Vorwärtsdetektor für Experimente mit CB-ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn (2000)
- [28] H. Flemming, *Entwurf und Aufbau eines Zellularlogik-Triggers für das Crystal Barrel-Experiment an der Elektronenbeschleunigeranlage ELSA*, Dissertation, Universität Bochum (2001)
- [29] C. Schmidt, *Optimierung des Datenaquisitions-Systems des Crystal Barrel-Experimentes an ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn (1999)
- [30] R. Brun und J. Zoll, *ZEBRA User's Guide*, CERN Program Library Q100, CERN (1987)

- [31] M. Fuchs, *Entwicklung einer Run-Control zur Steuerung des Crystal Barrel-Experiments an ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn (1999)
- [32] R. Novotny, *The BaF₂ Photon Spectrometer TAPS*, IEEE Transactions on Nuclear Science 38 (1991) 378
- [33] O. Stutzke, *Algorithmen zur Rekonstruktion von Photonen in elektromagnetischen Kalorimetern*, Diplomarbeit, Bochum (1998)
- [34] T. Degener, *Untersuchung elektromagnetischer Schauer im Crystal Barrel-Kalorimeter mit künstlich neuronalen Netzen*, Diplomarbeit, Bochum (1993)
- [35] S. Brandt, *Datenanalyse*, BI-Wissenschaftsverlag, (1992)
- [36] P. Avery, *Applied Fitting Theory I: General Least Squares Theory*, CBX 91-72, www.phys.edu/avery/fitting.html
- [37] P. Avery, *Applied Fitting Theory IV: Formulas for Track Fitting*, CBX 92-45, www.phys.edu/avery/fitting.html
- [38] CB-ELSA-Kollaboration, *CB-ELSA-Offline manual*, CB-ELSA-note in Vorbereitung
- [39] G. Folger, M. Doser, *Offline reconstruction software*, CB-note 121 (1989), unveröffentlicht
- [40] M. Burchell, *Global Tracking Particle Bank Structure*, CB-note 118 (1991), unveröffentlicht
- [41] T. Degener, M. Kunze, J. Lüdemann, K. Peters, *Object Oriented Offline Analysis for C++ Programmers*, Bochum (1994), unveröffentlicht
- [42] R. Berlich, *Visualisierung hadronischer Splitoffs und ihre Erkennung mit neuronalen Netzen*, Diplomarbeit, Bochum (1994)
- [43] B. Kopf, *Untersuchung des 10γ -Endzustandes bei der $\bar{p}p$ -Annihilation im Fluge*, Diplomarbeit, Bochum (1997)
- [44] K. Peters, *Beobachtung des $X_2(1515)$ in der Proton-Antiproton-Vernichtung in $3\pi^0$ in Ruhe*, Dissertation, Universität Mainz (1991)
- [45] Meson Particle Listings, *The European Physical Journal C15 (2000)*, Springer-Verlag
- [46] P. Lebrun, *Observations of the scalar Meson $f_0(980)$ in the Photoproduction Experiment E687 at Fermilab*, 7th International Conference on Hadron Spectroscopy (Hadron '97), Upton, NY(1997) 353.
- [47] J.A. Gomez-Tejedor and E. Oset, Nucl. Phys. A **600**, 413 (1996)
- [48] C. Caso et al., Review of Particle Physics, Eur. Phys. J. C **3**, 1 (1998)
- [49] D. Mark Manley et al., *Isobar-model partial-wave analysis of $\pi N \rightarrow \pi \pi N$ in the c.m. energy range 1320–1930 MeV.*, Physical Review D 30, 905-936 (1984)

- [50] R.S. Longacre and J. Dolbeau., *K-Matrix Fits to $\pi N \rightarrow N \pi$ and $N \pi \pi$ in the resonanz region $\sqrt{s} = 1380$ to 1740 MeV/c²*, Nuclear Physics B 122, 493-524 (1977)
- [51] Plots of cross sections and related quantities, *The European Physical Journal C15 (2000)*, Springer-Verlag
- [52] H. Frey, R. Haefer, *Tieftemperaturtechnologie*, VDI-Verlag (1981)
- [53] Landolt-Börnstein, R. Haefer, *Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaft und Technik, Bd. 2: Eigenschaften der Materie in ihren Aggregatzuständen*, Springer Verlag (1968)
- [54] Persönlich Mitteilung von V. Crede
- [55] Air Products, *Technical Manual for Displex Closed-Cycle Refrigerator System (Models CSA-208L, CSW-208R, CSA-208R and CSW-208R)*, Technisches Manual der Firma Air Products, (1976)
- [56] CB-ELSA Collaboration, *Production of ω -mesons with linearly polarised photons*, Proposal to the PAC (2000)
- [57] CB-ELSA Collaboration, *Studying the in-medium ω -mass in $\gamma + A \rightarrow \pi^0 \gamma + X$ reactions*, Proposal to the PAC (2000)
- [58] CB-ELSA Collaboration, *Photoproduction of η and η' Mesons Using the Crystal Barrel Detector at ELSA*, Proposal to the PAC (1999)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Zuerst gilt mein Dank Herrn Prof. Dr. H. Freiesleben für das Vertrauen, das er mir entgegengebracht hat. Insbesondere möchte ich seine fachliche und organisatorische Unterstützung hervorheben, die wegen der großen Entfernung zwischen Dresden und meinen Arbeitsplätzen in Bochum und Bonn mit einem außergewöhnlichen Engagement verbunden war.

Nicht minder danken möchte ich Herrn Prof. Dr. E. Klempt für das ebenfalls sehr rege Interesse am Fortgang meiner Arbeit und für die vielen fruchtbaren fachlichen Gespräche in Bonn.

Zusätzlich wurde ich in Bonn auch von Herrn Prof. Dr. B. Schoch unterstützt, dem ich hiermit auch danken möchte.

Herrn Prof. Dr. H. Koch bin ich zu einem besonderen Dank verpflichtet, da er mir gerade in der Anfangsphase meiner Tätigkeit als Doktorand geholfen hat und da er mir die Möglichkeit gab, meine Arbeit in dem überaus netten Arbeitsklima am Lehrstuhl Experimentalphysik I der Ruhr-Universität Bochum anzufertigen.

An dieser Stelle möchte ich deshalb auch allen Kolleginnen und Kollegen dieses Lehrstuhls danken, die im folgenden namentlich nicht aufgeführt werden.

Herrn Dr. Matthias Steinke möchte ich in meiner Danksagung besonders hervorheben, da sein Engagement weit über das Korrekturlesen dieser Arbeit hinausging. So stand er mir bei unzähligen technischen und physikalischen Problemen zur Seite, so daß ohne seine Hilfe die Datenanalyse an den Bochumern Institutsrechnern kaum möglich gewesen wäre. Dies hat sogar dazu geführt, daß meine Sympathien zum VfL Bochum etwas gestiegen sind.

Herrn Dieter Walther sei für die intensive Zusammenarbeit bei der Entwicklung und Installation des Flüssig-Wasserstoff-Targets gedankt. Ohne seine Kenntnisse über die vielen technischen Details und ohne seinem handwerklichen Geschick wäre ein solches Target, das an Zuverlässigkeit kaum zu überbieten ist, nie zustande gekommen.

Nicht unerwähnt bleiben sollten hierbei auch Herr Karthaus und Herr Neff für die guten Ratschläge, die für das Kleben der Targetzelle und für die Konstruktion des Kupfer-

Wärmetauschers notwendig waren, und die Mitarbeiter der Bonner Werkstätten, insbesondere Herr Kotz, der wesentlich zum Bau des Targets beigetragen hat.

Für die gute Zusammenarbeit sei auch Herrn Dr. Holger Flemming als Bochumer Mitarbeiter der CB-ELSA-Kollaboration gedankt.

Vielen Dank an Herrn Dr. Volker Crede für die Ratschläge und Tipps zur Anwendung der Analysesoftware und dafür, daß einige Zugfahrten nach Bonn kurzweilig wurden.

Nicht zuletzt möchte ich mich auch bei allen übrigen hier nicht namentlich aufgeführten Mitgliedern der CB-ELSA-Kollaboration bedanken, die mir bei vielen kleinen und großen Problemen helfen konnten.

Ein letzter aber dafür ganz besonderer Dank gilt meiner Mutter, die mir bis zum heutigen Tage in jeder Beziehung ihre größtmögliche Unterstützung gab, und meinem viel zu früh verstorbenen Vater, der den Erfolg dieser Arbeit leider nicht mehr miterleben kann.

Versicherung

Hiermit versichere ich, daß ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe; die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Diese Dissertation wurde unter der wissenschaftlichen Betreuung von Prof. Dr. H. Freiesleben, Institut für Kern- und Teilchenphysik der Technischen Universität Dresden, angefertigt.

Ich erkenne die Promotionsordnung der Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften der TU Dresden vom 20. März 2000 an.

Dresden, den 17. Mai 2002

Bertram Kopf

HSSS AdminTools (c) 2001, last visited: Mon Nov 11 11:55:24 GMT+01:00 2002