

Messung des totalen Wirkungsquerschnitts für die Photoproduktion von Omegamesonen am Proton

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Stefan Klaus Höffgen

aus

Bayreuth

Bonn 2006

UNIVERSITÄT BONN

Physikalisches Institut

Messung des totalen Wirkungsquerschnitts für die Photoproduktion von Omegamesonen am Proton

von
Stefan Klaus Höffgen

Dieser Forschungsbericht wurde als Dissertation von der Mathematisch - Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Bonn angenommen und ist auf dem Hochschulschriftenserver der ULB Bonn http://hss.ulb.uni-bonn.de/diss_online elektronisch publiziert.

Angenommen am: 11.10.2006
Mündliche Prüfung: 09.01.2007
Referent: Prof. Dr. Berthold Schoch
Korreferent: Prof. Dr. Ulrike Thoma

Erscheinungsjahr: 2007

Zusammenfassung

Die starke Wechselwirkung bei Abständen von ca. 1 fm bestimmt die Struktur der Hadronen, zu denen auch Neutron und Proton gehören. Mit Hilfe der in den letzten 30 Jahren entwickelten Quantenchromodynamik (QCD) sollte es mit ab initio Rechnungen möglich sein, die Struktur der Hadronen quantitativ zu beschreiben. Gitterrechnungen kommen diesem Anspruch am nächsten, sind aber noch nicht präzise genug. Auf der experimentellen Seite sind die Anregungsspektren der Hadronen exzellente Observable, um theoretische Vorhersagen zu testen. Zu diesem Zweck wurde der Crystal-Barrel-Detektor am Bonner Elektronenbeschleuniger ELSA aufgebaut.

In der ersten Phase des CB-ELSA Experiments wurde mit dem Elektronenstrahl von ELSA über ein Radiatortarget ein Photonenstrahl mit Energien von 300 MeV bis 3000 MeV erzeugt und auf ein Target aus flüssigem Wasserstoff gegeben. Sowohl der Photonenstrahl als auch das Target sind in dieser Phase unpolarisiert. Um das Target herum steht der Crystal-Barrel-Detektor, der mit seinen 1380 CsI(Tl) Kristallen ideal zur genauen Vermessung von Vielphotonen-Endzuständen geeignet ist. Dazwischen sorgt ein Innendetektor aus szintillierenden Fasern für die Identifikation von geladenen Teilchen. Diejenigen Teilchen, die den Crystal-Barrel-Detektor durch eine Öffnung in Vorwärtsrichtung verlassen, werden von einem großflächigem Flugzeitspektrometer gemessen.

In der vorliegenden Arbeit wird der totale Wirkungsquerschnitt des Prozesses $\gamma p \rightarrow \omega p$ direkt an der Schwelle in bisher nicht dagewesener Genauigkeit gemessen. Dabei werden die Protonen im Laborsystem aus kinematischen Gründen sehr stark in Vorwärtsrichtung fokussiert. Somit kommt dem Flugzeitspektrometer bei dieser Messung eine besondere Bedeutung zu. Es werden deshalb in dieser Arbeit detailliert die Protonrekonstruktion im Flugzeitspektrometer sowie ein Überblick über die Messmöglichkeiten dieses Spektrometers dargestellt.

Inhaltsverzeichnis

1	Theoretischer Hintergrund	1
1.1	Die Hadronen und die starke Wechselwirkung	3
1.1.1	Mesonen	6
1.1.2	Baryonen	10
1.2	Photoproduktion von Mesonen	12
1.2.1	Photoproduktion des η und η'	13
1.2.2	Photoproduktion des ω	16
2	Das CB-ELSA-Experiment	21
2.1	Die Elektronen-Stretcher-Anlage (ELSA)	21
2.2	Der experimentelle Aufbau	23
2.2.1	Das Tagging-System	24
2.2.2	Das Flüssigwasserstofftarget	25
2.2.3	Der Crystal-Barrel-Detektor	26
2.2.4	Der Innendetektor	28
2.2.5	Das Flugzeitspektrometer	28
2.2.6	Der Gamma-Veto-Detektor	31
2.2.7	Der Trigger	31
2.2.8	Das Datenerfassungssystem	32
3	Teilchenrekonstruktion	35
3.1	Teilchenrekonstruktion im Crystal-Barrel-Kalorimeter	35
3.1.1	Photonenrekonstruktion	35
3.1.2	Identifikation geladener Teilchen	38
3.2	Rekonstruktion der Tagging-Energie	40
3.3	Teilchenrekonstruktion im Flugzeitspektrometer	42
3.3.1	Kalibration des Ortes	44
3.3.2	Kalibration der Flugzeit	45
3.3.3	Identifikation des Protons	48
4	Überblick über erste Messungen mit dem Flugzeitspektrometer	53
4.1	Messung mit Einschussenergie von 1.4 GeV	56
4.2	Messung mit Einschussenergie von 3.2 GeV	63

5	Der totale Omega-Wirkungsquerschnitt	69
5.1	Untergrundabzug	69
5.2	Akzeptanz	75
5.3	Ergebnisse	79
6	Zusammenfassung und Ausblick	87
A	Kalibration der Startzeit	91
B	Kinematik der Schwellenproduktion	95
B.1	Transformation des azimuthalen Winkels	96
B.2	Transformation in cartesischen Koordinaten	96
B.3	Transformation in Kugelkoordinaten	97
B.4	Abhängigkeit von θ_{max} von E_γ an der Schwelle	98
C	Simulation	101
C.1	Erste Untersuchungen	102
C.2	Vollständige Simulation des Flugzeitspektrometers	104
	Literaturverzeichnis	109
	Verzeichnis der Abbildungen	114

1. Theoretischer Hintergrund

Im Streben nach einem immer besseren Verständnis dessen, was die Welt im Innersten zusammen hält, ist der Mensch in immer kleinere Dimensionen in Raum und Zeit vorgedrungen. Den vorläufigen Höhepunkt dieses Strebens stellt das sogenannte Standardmodell der Elementarteilchen dar. Nach dem Standardmodell besteht die Materie aus drei Generationen fundamentaler Teilchen, den Quarks und Leptonen, welche durch vier fundamentale Kräfte miteinander wechselwirken (siehe Tabelle 1.1). Diese vier Kräfte sind die Gravitation, die elektromagnetische Kraft, die starke und die schwache Kraft.

Obwohl die Gravitation die für die Menschen im Alltag am direktesten erfahrbare Kraft ist, ist sie doch die schwächste der vier. Der Umstand, dass sie unser Leben so dominiert, liegt daran, dass die anderen Kräfte entweder eine zu kurze Reichweite haben ($r_{\text{schwach}} \approx 10^{-18}$, $r_{\text{stark}} \approx 10^{-15}$ m) oder die meiste Materie neutral ist. Deshalb bestimmt die Gravitation die Bewegung der Galaxien, Sterne, und Planeten. Ihre „Ladung“ ist die Masse, welche immer anziehend wirkt. In der von Albert Einstein entwickelten allgemeinen Relativitätstheorie wird die Wirkung der Gravitationskraft dadurch beschrieben, dass die Masse die sie umgebende Raum-Zeit-Mannigfaltigkeit krümmt und die Körper sich auf Bahnen kürzesten Weges in dieser gekrümmten Mannigfaltigkeit bewegen. Diese Erklärung ist in der Astronomie außerordentlich erfolgreich, es ist jedoch bisher nicht gelungen diese Theorie mit der Quantenphysik zu verbinden.

Ist die allgemeine Relativitätstheorie die Theorie zur Beschreibung makroskopischer Phänomene, so ist es die Quantenphysik für die Welt der Atome und ihrer Bestandteile. In atomaren und subatomaren Größenordnungen spielt die Gravitation keine Rolle, da sie gegenüber der Stärke der anderen Kräfte vernachlässigbar ist (siehe Tabelle 1.2). Werden Atome von der elektromagnetischen Kraft dominiert, so sind im subatomaren Bereich zusätzlich die starke und schwache Kraft von Bedeutung.

	Stark	EM	Schwach	Gravitation
relative Stärke	1	10^{-2}	10^{-6}	10^{-38}
Reichweite [m]	10^{-15}	∞	10^{-18}	∞
Austauschteilchen	8 Gluonen	Photon	W^{\pm}, Z^0	Graviton
Masse [GeV]	0	0	81, 91	0
Ladung	Farbe	el. Ladung	schw. Ladung	Masse

Tabelle 1.1: Die fundamentalen Kräfte.

Generation	Quark	Q [e]	M [MeV]	Lepton	Q [e]	M [MeV]
1.	u	+2/3	3	e	-1	0.511
	d	-1/3	6	ν_e	0	$< 3 \cdot 10^{-6}$
2.	s	-1/3	100	μ	-1	105.7
	c	+2/3	1200	ν_μ	0	< 0.19
3.	b	-1/3	4200	τ	-1	1777
	t	+2/3	$175 \cdot 10^3$	ν_τ	0	< 18.2

Tabelle 1.2: Die fundamentalen Teilchen. Q ist die elektrische Ladung. M ist die Masse (Werte aus [Eid 04]).

Hier verschwinden die Unterschiede zwischen Teilchen und (Kraft-)Feldern, und beide werden durch relativistische Quantenfeldtheorien beschrieben, weshalb man die fundamentalen Kräfte auch durch ihre quantenfeldtheoretischen Austauschteilchen charakterisiert.

Die am besten verstandene Quantenfeldtheorie ist die Quantenelektrodynamik (QED), welche die elektromagnetische Kraft beschreibt. Es gibt zwei entgegengesetzte Ladungen, wobei sich gleichnamige Ladungen abstoßen und ungleichnamige anziehen. Es gibt ein Austauschteilchen, das Photon, welches selbst ungeladen und masselos ist.

Die starke Kraft ist die stärkste der fundamentalen Kräfte. Sie ist verantwortlich für den Zusammenhalt der Atomkerne und ihrer Bestandteile, der Nukleonen Proton und Neutron. Die starke Kraft kennt drei Ladungen. Da die Grundfarben bei richtiger Mischung farblos werden, nennt man die starken Ladungen auch Farbladungen. Es gibt acht Austauschteilchen, die Gluonen. Diese sind masselos, tragen aber selbst Farbladungen und können miteinander wechselwirken. Die starke Kraft und die dazugehörige Quantenfeldtheorie, die Quantenchromodynamik (QCD) werden im nächsten Kapitel ausführlicher dargestellt.

Die schwache Kraft ist, wie der Name vermuten lässt, nach der Gravitation die zweitschwächste fundamentale Kraft. Die schwache Kraft nimmt eine interessante Sonderstellung ein, da sie Parität und C-Parität verletzt. Es gibt eine schwache Ladung und drei massive Austauschteilchen: W^\pm und Z^0 . Die schwache Kraft ist die Ursache des radioaktiven β -Zerfalls.

Von den fundamentalen Teilchen unterliegen die Quarks allen vier Kräften. Es gibt sechs Stück, welche durch ihre Flavorquantenzahl unterschieden werden. Die Leptonen werden zum einen durch ihre Leptonzahl klassifiziert, welche die jeweilige Generation festlegt. Innerhalb der Generation existiert jeweils ein geladenes Teilchen, Elektron, Myon und Tau, und sein zugehöriges Neutrino. Leptonen unterliegen nicht

der starken Kraft, das heißt sie besitzen keine Farbe. Da die Neutrinos ungeladen sind, unterliegen sie auch nicht der elektromagnetischen Kraft, und sind somit ideal zum Untersuchen der schwachen Kraft.

1.1 Die Hadronen und die starke Wechselwirkung

Teilchen, die der starken Kraft unterliegen, werden Hadronen genannt. Hadronen mit halbzahligem Spin heißen Baryonen, solche mit ganzzahligem Spin Mesonen. Die bekanntesten Vertreter der Hadronen sind das Proton und das Neutron, welche allerdings keine fundamentalen Teilchen sind. Die fundamentalen stark wechselwirkenden Teilchen sind die im vorigen Kapitel erwähnten Quarks. Nach den derzeitigen Vorstellungen bestehen die Mesonen aus zwei und die Baryonen aus drei Quarks. Mit Hilfe der Quantenchromodynamik sollte es möglich sein, die experimentellen Eigenschaften der Hadronen zu berechnen. Leider ist die QCD aber wegen ihrer Komplexität analytisch nicht lösbar.

Alle Quantenfeldtheorien bestehen mathematisch aus nichtlinearen partiellen Differentialgleichungen, für die es bis heute keine geschlossene Lösungstheorie gibt. Für die elektromagnetische und die schwache Kraft kann die Lagrangedichte allerdings nach der Kopplungskonstante in einer Reihe entwickelt werden. Da die Kopplungskonstanten klein gegen 1 sind, konvergieren diese Entwicklungen schnell, und die ersten Glieder liefern eine sehr gute Näherung des Endergebnisses. In den Entwicklungskoeffizienten treten allerdings noch divergierende Integrale auf, welche durch eine Renormalisierungsprozedur zu sinnvollen endlichen Ausdrücken umgeformt werden müssen. Im Rahmen dieser Prozedur wird die Kopplungskonstante abhängig vom Abstand des betrachteten Teilchens.

Die Ergebnisse der QED lassen sich wie folgt physikalisch interpretieren. Bewegt sich ein Elektron durch das Vakuum, so erzeugt es um sich herum eine Wolke von virtuellen Elektron-Positron Paaren und polarisiert so das Vakuum. Dadurch wird die Ladung bei größerer Entfernung stärker abgeschirmt und wirkt kleiner.

In der QCD tragen die Gluonen Farbe und können so direkt miteinander wechselwirken. Dies führt nach der Renormierung zu einer Antiabschirmung, welche zu einem Anstieg der Kopplungskonstante bei größeren Abständen führt. Dieser Effekt überwiegt die ebenfalls vorhandene Abschirmung der Quark-Antiquark Paare. Entsprechend der geringen Kopplung bei kleinen Abständen spricht man hier von asymptotischer Freiheit. Nur in diesem Bereich ist die QCD einer störungstheoretischen Behandlung zugänglich. Für die Entdeckung obigen Verhaltens wurde im Jahr 2004 D. J. Gross, H. D. Politzer und F. Wilczek der Nobelpreis verliehen.

Bei einem Abstand in der Größenordnung von 1 fm ist die Kopplungskonstante in der Größenordnung von 1, und es ist nicht mehr möglich, konvergent nach ihr zu entwickeln. Dies ist der Bereich der starken QCD. Um in diesem Bereich theoretische Aussagen treffen zu können, haben sich verschiedene Ansätze herausgebildet.

Der erste ist der Versuch, die QCD auf einem diskreten euklidischen Raumzeitgitter mit Hilfe von Computern numerisch zu lösen. Diese sogenannte Gitter-QCD profitiert stark von Moores Law¹ und konnte in der letzten Zeit eine Vielzahl an Erkenntnissen zum Verständnis der QCD beitragen. So wurde zur Erklärung des *Confinements*, dem Umstand, dass man keine freien Quarks beobachten kann, ein Potential mit linearem Anstieg postuliert:

$$V = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + kr. \quad (1.1)$$

Vergrößert man zum Beispiel den Abstand zwischen den beiden Quarks eines Mesons, so erhöht sich die Energie linear bis das System genug Energie besitzt zur Erzeugung eines neuen Quark-Antiquark Paares und man zwei Mesonen erhält. Abbildung 1.1 rechts zeigt Gitter-QCD Berechnungen zweier statischer Quarks, die den Verlauf des Potentials aus Gleichung 1.1 bestätigen. Weiterhin zeigt die Gitter-QCD, dass die Farbfelder zwischen den Quarks in einem Fluss-Schlauch konzentriert sind (Abbildung 1.1 links). Trotz der Fortschritte in der Rechengeschwindigkeit und der Verwendung hochmoderner numerischer Algorithmen stellt die Gitter-QCD immer noch eine Herausforderung an die Rechenleistung heutiger Computer dar. Noch benötigt man bei der Berechnung eine Reihe von Näherungen, und es gibt Unsicherheiten bei der Extrapolation zu realistischen Quarkmassen mit Hilfe der Chiralen Störungstheorie.

Ein weiterer Ansatz sind effektive Feldtheorien. Diese Theorien basieren auf den gleichen fundamentalen Symmetrien wie die QCD, allerdings mit effektiven Freiheitsgraden anstelle von Quarks. Diese Freiheitsgrade sind zusammengesetzte Hadronen. Effektive Feldtheorien erlauben eine gute Näherung der QCD für niedrige Energien.

Weiterhin gibt es verschiedene Modelle, von denen hier eine Auswahl hervorgehoben werden soll.

- **(Nicht-)Relativistische Konstituenten-Quarkmodelle:**

Während sich das Proton bei der tiefinelastischen Streuung als ein kompliziertes Vielteilchensystem präsentiert, in dem neben den drei fundamentalen Strom oder Valenzquarks auch die sogenannten Seequarks eine Rolle spielen, scheinen die gluonischen Freiheitsgrade bei niedrigen Energien nicht spektroskopisch aktiv zu sein. In Konstituenten-Quarkmodellen werden die gluoni-

¹Benannt nach Gordon Moore, einem der Mitbegründer von Intel, besagt Moores Law einen exponentiellen Anstieg der Transistordichte in Mikrochips mit einer Verdopplung alle 18 Monate.

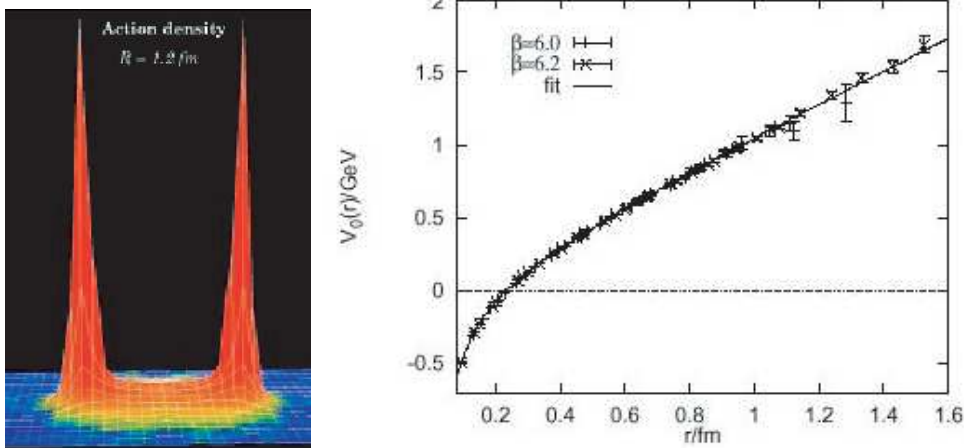


Abbildung 1.1: Berechnungen der Gitter-QCD zeigen die Existenz eines Fluss-Schlauchs zwischen zwei entfernten schweren Quarks (links), welcher auf ein linear ansteigendes Potential führt (rechts) (Bilder aus [BSW 97, BSW 00]).

schen Freiheitsgrade weitestgehend in der Masse der sogenannten Konstituentenquarks absorbiert, welche dann noch über eine Restwechselwirkung miteinander reagieren. Die einfachsten Modelle sind nichtrelativistisch. Allerdings ist für die leichten Quarkflavors selbst die effektive Konstituentenmasse noch zu klein um einen nichtrelativistischen Ansatz zu rechtfertigen. Ein Versuch der Verbesserung stellen sogenannte relativisierte Quarkmodelle dar, die für den kinetischen Term des Hamiltonoperators die relativistische Formulierung benutzen und zusätzliche relativistische Korrekturen anwenden. Eine relativistisch korrekte Formulierung basiert auf der (näherungsweise) Lösung der Bethe-Salpeter Gleichung.

Die Restwechselwirkung wurde zuerst durch eine nichtrelativistische Näherung von Teilen des Ein-Gluon-Austausches modelliert. Auch dieses Vorgehen lässt sich aus heutiger Sicht für leichte Quarks schwer rechtfertigen. Ein alternativer Ansatz ist eine effektive Wechselwirkung, die auf Instantonen basiert. Instantonen sind kollektive Fluktuationen der Eichfelder, verbunden mit dem Tunneln zwischen klassisch topologisch getrennten Vakua.

- **Bag Modelle:**

In Bag Modellen wird das Confinement durch eine geeignete Randbedingung für die Einteilchen-Quarkfelder modelliert. Die Quarks werden sozusagen in einen Sack (engl. Bag) eingesperrt. Im einfachsten Fall löst man dann die Dirac-Gleichung für freie Quarks in einem sphärischen Hohlraum und nimmt diese Lösungen als Ausgangspunkt für eine Berechnung von perturbativen Restwechselwirkungen. Es gibt auch kompliziertere Modelle, wie zum Beispiel das Cloudy-Bag Modell, bei dem der Sack noch von einer Pionwolke umgeben

ist.

- **Solitonen Modelle:**

In Solitonen Modellen wird zum Beispiel das Nukleon als lokalisierter Klumpen von Energiedichte, bestehend aus Quarks und Mesonen beschrieben. Eine besonders interessante Version ist das Skyrme Modell, in dem die Baryonenzahl als topologische Windungszahl in Zusammenhang mit der Mesonenfeldkonfiguration gebracht werden kann.

Es gibt also beim Verständnis der Hadronen und der starken Kraft noch große Herausforderungen zu bewältigen. Präzise Messungen des Hadronenspektrums sind dabei entscheidend für die Weiterentwicklung der Theorien. Deshalb werden in den nächsten beiden Unterkapiteln noch einmal die Grundeigenschaften von Mesonen und Baryonen zusammengefasst, bevor in Kapitel 1.2 in das für diese Arbeit relevante Spezialgebiet eingeführt wird.

1.1.1 Mesonen

Wie bereits erwähnt sind Mesonen Hadronen mit ganzzahligem Spin, also Bosonen. Im Quarkmodell werden sie als Bindungszustand zwischen einem Quark und einem Antiquark beschrieben. In diesem Kapitel werden nur die leichten Mesonen, die sich aus den u , d , und s Quarks zusammensetzen, betrachtet, da nur sie im Rahmen des CBELSA-Experiments nachgewiesen werden können. Die Produktionsschwelle der schweren Mesonen liegt deutlich über den 3.5 GeV Photonenenergie, die maximal mit dem ELSA-Beschleuniger erreicht werden kann. Leichte Mesonen werden über ihren Gesamtdrehimpuls J^{PC} , sowie über die Strangeness S und die I_3 -Komponente des Isospins klassifiziert. Im Folgenden seien diese Größen kurz erklärt:

Gesamtdrehimpuls J Quarks haben einen Spin von $\frac{1}{2}$. Damit können sie im Meson zu einem Gesamtspin S von 0 oder 1 koppeln. Haben sie zusätzlich einen relativen Bahndrehimpuls L , koppelt dieser mit dem Gesamtspin zum Gesamtdrehimpuls J . Nach der Quantenmechanik kann J Werte von $|L - S| \leq J \leq |L + S|$ annehmen.

Parität P Die Parität beschreibt das Verhalten eines Zustandes unter Invertierung aller Raumkoordinaten. Sie ist entweder $+1$ oder -1 und ist eine multiplikative Quantenzahl. Man unterscheidet weiterhin zwischen der intrinsischen Parität eines Teilchens und der Gesamtparität eines Systems von Teilchen. Die intrinsische Parität ist für alle Quarks nach Konvention positiv und für die Antiquarks demnach negativ. Haben mehrere Teilchen einen relativen Drehimpuls L so gibt es zu den intrinsischen Paritäten der beteiligten Teilchen noch einen Beitrag von $(-1)^L$. Für Mesonen gilt dementsprechend $P = (-1)^{L+1}$.

Isospin I Die Ladungsunabhängigkeit der starken Kraft hat zu der Idee geführt, Proton und Neutron als zwei Zustände eines Nukleons zu beschreiben. Analog

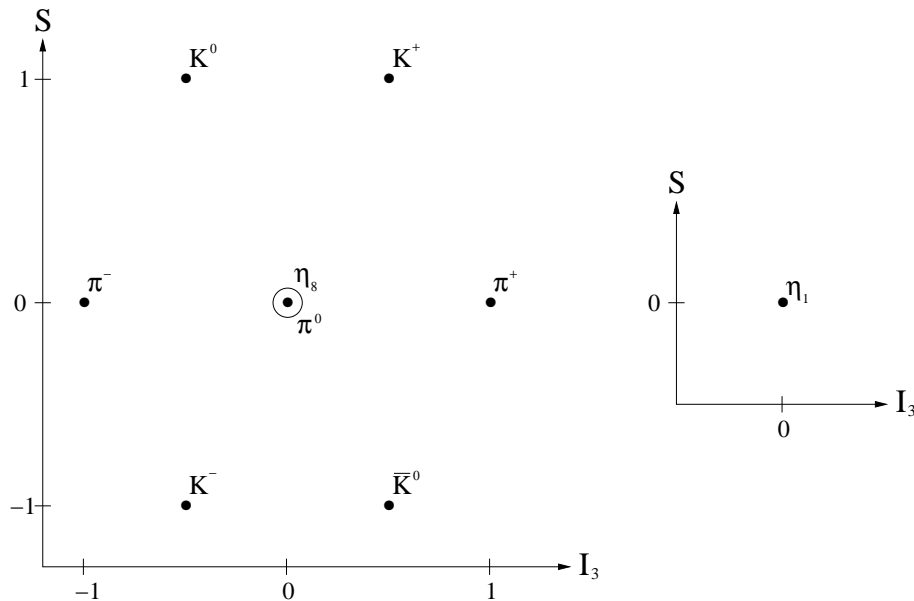


Abbildung 1.2: Nonett der pseudoskalaren Mesonen, aufgeteilt in Oktett (links) und Singulett (rechts).

zum Spin hat man für das Nukleon einen internen Freiheitsgrad eingeführt und ihn Isospin genannt. Für die Quarks bedeutet das, dass u und d Quark ein Isospin-Dublett bilden, wobei $I_3^u = +\frac{1}{2}$ und $I_3^d = -\frac{1}{2}$ ist. Für die Antiteilchen gilt jeweils das Gegenteil.

Strangeness S Betrachtet man außer den u und d Quarks auch noch s Quarks, benötigt man zusätzlich zum Isospin noch eine Quantenzahl, die man Strangeness nennt. Die Strangeness von s Quarks ist -1 und für die anti s Quarks +1. Strangeness ist eine Erhaltungsgröße in der starken Wechselwirkung. Aus diesem Grund können Teilchen, die nur ein einzelnes s Quark besitzen (man spricht auch von offener Strangeness), nicht mit Zuständen anderer Seltsamkeit mischen. Enthält ein Zustand ein $s\bar{s}$ Paar, so ist die Gesamtstrangeness 0, und der Zustand kann mit beliebigen anderen Zuständen mischen.

Die drei leichten Quarks u, d und s haben näherungsweise eine $SU(3)$ Flavorsymmetrie. Es gibt grundsätzlich neun Möglichkeiten mit diesen drei Quarks Mesonen mit gleichem J^{PC} zu bilden. Nach der Guppentheorie folgt $3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1$, das heißt, die neun Mesonen zerfallen in ein Oktett und ein Singulett. Innerhalb dieser Multiplette werden die Mesonen dann nach der I_3 -Komponente des Isospins und der Strangeness klassifiziert. Abbildungen 1.2 und 1.3 zeigen die beiden Grundmultiplette mit $L = 0$. Koppeln die beiden Spins zu einem Gesamtspin von 0, so folgt $J = 0^{-+}$, und man spricht von pseudoskalaren Mesonen. Koppeln die beiden Spins dagegen zu 1, so gilt $J = 1^{-}$, und man nennt sie Vektormesonen. In Tabelle 1.3 ist der Quarkinhalt

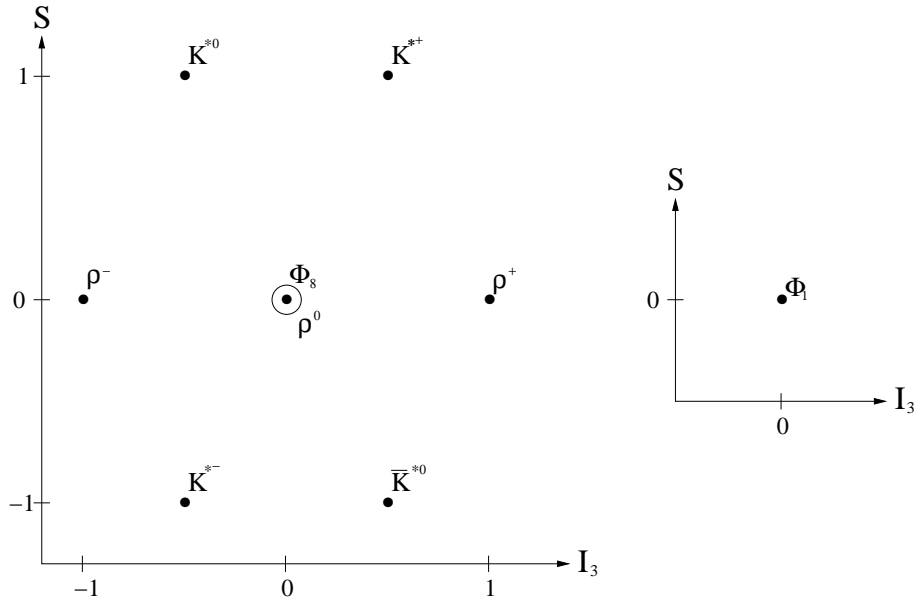


Abbildung 1.3: Nonett der Vektormesonen, aufgeteilt in Oktett (links) und Singulett (rechts).

Meson	Quarkinhalt	Masse [MeV]
π^+, π^-	$-u\bar{d}, \bar{u}d$	140
π^0	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{1}$	135
K^0, \bar{K}^0	$d\bar{s}, \bar{d}s$	498
K^+, K^-	$u\bar{s}, \bar{u}s$	493
η	$(u\bar{u} + d\bar{d} - s\bar{s})/\sqrt{6}$	547
η'	$(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})/\sqrt{3}$	957

Tabelle 1.3: Pseudoskalare Mesonen.

und die Masse der pseudoskalaren Mesonen, in Tabelle 1.4 der der Vektormesonen zusammengefasst. Wäre die $SU(3)$ Flavorsymmetrie exakt, so wären auch die Massen eines Multipletts gleich. Die Symmetrie wird aber durch die unterschiedlichen Massen der Quarks gebrochen.

Die Mesonen η_1 und η_2 , sowie Φ_1 und Φ_2 stellen keine physikalisch messbaren Zustände dar. Aufgrund ihrer gleichen Quantenzahlen können sie mischen. Für die beobachtbaren Mesonen gilt dann:

Meson	Quarkinhalt	Masse [MeV]
ρ^+, ρ^-	$-u\bar{d}, \bar{u}d$	768
ρ^0	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{1}$	768
K^{0*}, \bar{K}^{0*}	$d\bar{s}, \bar{d}s$	892
K^{+*}, K^{-*}	$u\bar{s}, \bar{u}s$	892
ω	$(u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$	782
Φ	$s\bar{s}$	1019

Tabelle 1.4: Vektormesonen.

$$|\eta\rangle = \cos\theta_{ps}|\eta_8\rangle - \sin\theta_{ps}|\eta_1\rangle \quad (1.2)$$

$$|\eta'\rangle = \sin\theta_{ps}|\eta_8\rangle + \cos\theta_{ps}|\eta_1\rangle \quad (1.3)$$

$$(1.4)$$

und

$$|\Phi\rangle = \cos\theta_V|\Phi_8\rangle - \sin\theta_V|\Phi_1\rangle \quad (1.5)$$

$$|\omega\rangle = \sin\theta_V|\Phi_8\rangle + \cos\theta_V|\Phi_1\rangle. \quad (1.6)$$

$$(1.7)$$

Für die pseudoskalaren Mesonen ist der Mischungswinkel $\theta_{ps} \approx 15^\circ$ und liegt damit näherungsweise bei dem Winkel von $\theta_{ps} = 19.5^\circ$, bei dem der Anteil von s Quarks beim η' doppelt so groß ist wie bei dem η . Bei den Vektormesonen liegt der Mischungswinkel bei $\theta_V \approx 39^\circ$. Dies liegt nahe bei dem idealen Mischungswinkel von $\theta_V = 35.3^\circ$, bei dem gilt:

$$|\omega\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|u\bar{u} + d\bar{d}\rangle \quad (1.8)$$

$$|\Phi\rangle = |s\bar{s}\rangle. \quad (1.9)$$

$$(1.10)$$

Der Quarkinhalt der Mesonen in den Tabellen 1.3 und 1.4 basiert auf diesen Idealisierungen.

Experimentell sind für den Nachweis der Mesonen deren mögliche Zerfallskanäle wichtig. Tabelle 1.5 zeigt die experimentell wichtigen Eigenschaften der Mesonen, die für diese Arbeit eine Rolle spielen.

Meson	Masse	$I^G(J^{PC})$	Zerfälle	Verzweigungsverhältnisse
π^\pm	(139.57017 ± 0.00035) MeV	$1^-(0^-)$	$\mu^\pm\nu_\mu$	(99.98770 ± 0.00004) %
π^0	(134.9766 ± 0.0006) MeV	$1^-(0^{++})$	2γ	(98.798 ± 0.032) %
η	(547.75 ± 0.12) MeV	$0^+(0^{++})$	2γ $3\pi^0$ $\pi^+\pi^-\pi^0$	(39.43 ± 0.026) % (32.51 ± 0.29) % (22.6 ± 0.4) %
η'	(957.78 ± 0.14) MeV	$0^+(0^{++})$	$\pi^+\pi^-\eta$ $\pi^0\pi^0\eta$ 2γ	(44.3 ± 1.5) % (20.9 ± 1.2) % (2.12 ± 0.14) %
ω	(782.59 ± 0.11) MeV	$0^-(1^{--})$	$\pi^+\pi^-\pi^0$ $\pi^0\gamma$	(89.1 ± 0.7) % $(8.92^{+0.28}_{-0.24})$ %

Tabelle 1.5: Experimentelle Eigenschaften der für diese Arbeit wichtigen Mesonen. Es sind nur die in dieser Arbeit benutzten Zerfallskanäle dargestellt (aus [Eid04]).

1.1.2 Baryonen

Baryonen sind Hadronen mit einem halbzahligen Spin, also Fermionen. Sie werden im Quarkmodell durch einen Dreiquarkzustand beschrieben. Baryonwellenfunktionen zu bestimmen ist aus zwei Gründen schwieriger als bei Mesonen. Zum einen hat man ein Dreikörperproblem und damit zum Beispiel zwei anstelle von einem Drehimpuls. Zum anderen sind Baryonen Fermionen und die drei Konstituentenquarks dürfen nicht in allen Quantenzahlen übereinstimmen. Eine andere Formulierung ist, dass die Gesamtwellenfunktion antisymmetrisch unter dem Austausch zweier Quarks sein muss. Dies war historisch einer der Gründe die Farbe einzuführen. Die Wellenfunktion besteht somit aus folgenden Anteilen:

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

Betrachtet man nur den Flavoranteil der Symmetrie, so hat man, wenn man sich wieder auf die drei leichtesten Quarks beschränkt, eine $SU(3)$ Symmetrie. Für drei Quarks gilt dann $3 \otimes 3 \otimes 3 = 10_s \oplus 8_g \oplus 8_g \oplus 1_a$. Man erhält also ein symmetrisches Dekuplett, zwei gemischt symmetrische Oktette und ein antisymmetrisches Singulett. Abbildung 1.4 und 1.5 zeigen das niederenergetischste Oktett, welches das Nukleon enthält, und das Dekuplett.

Die am häufigsten verwendete Methode, das Anregungsspektrum der Baryonen zu klassifizieren hat historische Gründe. Die ersten Experimente zur Messung von Baryonresonanzen wurden mit πN -Streuung durchgeführt. Dabei wird das πN -System mit Quantenzahlen ähnlich der Atomphysik beschrieben:

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

Das X bezeichnet das Teilchen, wie zum Beispiel N oder Δ , M ist die Masse in

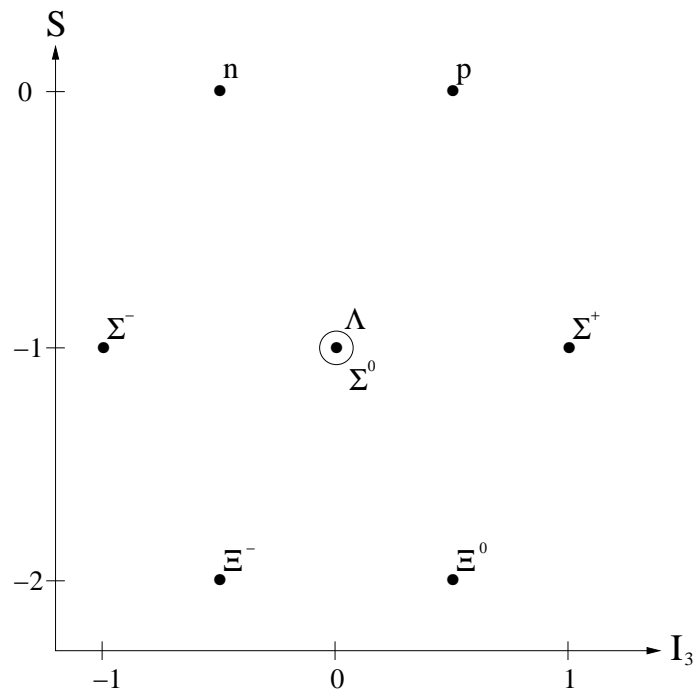


Abbildung 1.4: Das Baryonoktett.

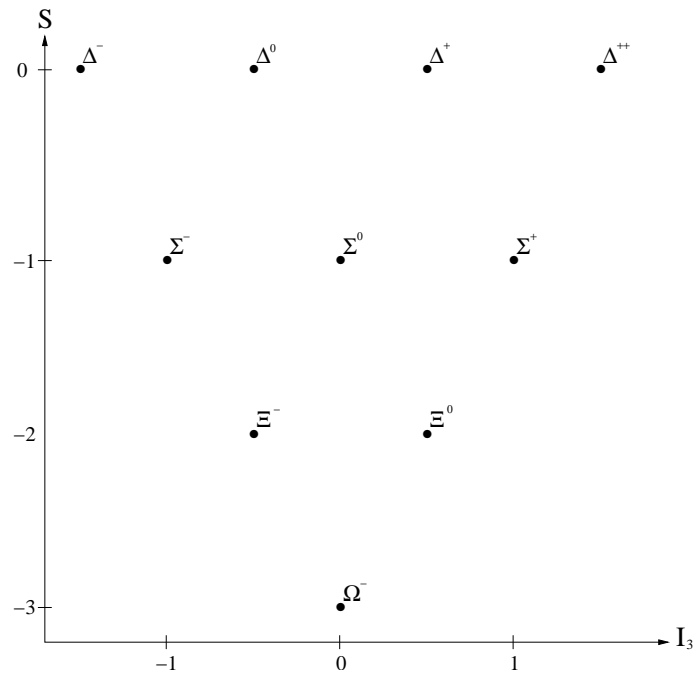


Abbildung 1.5: Das Baryondekuplett.

MeV, L ist der Drehimpuls des πN -Systems, mit den aus der Atomphysik üblichen Bezeichnungen S, P, D ..., I ist der Isospin und J der Gesamtdrehimpuls. Der Grundzustand des Nukleons ist somit $N(938)P_{11}$, der Grundzustand des Deltas ist $\Delta(1232)P_{13}$.

Diese Bezeichnungsweise wird auch von der Particle Data Group (PDG) [Eid 04] verwendet. Sie listet regelmäßig alle aus gemessenen Wirkungsquerschnitten extrahierten Baryonresonanzen auf. Weiterhin versucht die PDG, die Glaubwürdigkeit der Existenz dieser Resonanzen mit einer Skala von ein bis vier Sternchen zu bewerten, wobei vier Sternchen die größte Sicherheit beschreibt. Es zeigt sich, dass die Quarkmodelle wesentlich mehr Resonanzen vorhersagen als experimentell bisher gefunden wurden. Dieses Phänomen wird allgemein als das Problem der *Missing Resonances* bezeichnet. Eine mögliche Erklärung ist, dass viele Resonanzen zu schwach an den πN -Kanal koppeln. Die Messung möglichst vieler Endzustände in der Photoproduktion am Nukleon ist eine Möglichkeit, hier neue Erkenntnisse zu gewinnen.

1.2 Photoproduktion von Mesonen

Am CBELSA-Experiment werden Experimente zur Photoproduktion am Proton, Deuteron und an leichten Kernen gemacht. In den für diese Arbeit relevanten Anfangsstrahlzeiten wurde mit einem unpolarisiertem Photonenstrahl auf ein ebenfalls unpolarisiertes Wasserstofftarget geschossen. Der eigentliche Detektor besteht aus dem Crystal-Barrel, einem fassförmigen Detektor aus 1380 CsI Kristallen mit einer azimuthalen Winkelabdeckung von 12° bis 168° , einem Innendetektor aus szintillierenden Fasern und einem Flugzeitspektrometer in Vorwärtsrichtung (für eine genaue Beschreibung siehe Kapitel 2).

In dieser Arbeit soll das Proton im Flugzeitspektrometer nachgewiesen werden. Das macht diesen Aufbau ideal, um die Schwellenproduktion von Mesonen zu studieren. An der Schwelle werden aus kinematischen Gründen alle Teilchen stark nach vorne fokussiert (siehe Anhang B). Durch diesen Umstand kann durch Nachweis des Protons im Flugzeitspektrometer und der Identifikation des Mesons im Crystal-Barrel-Detektor der totale Wirkungsquerschnitt bestimmt werden. Dabei steht für den maximalen Laborwinkel ein Bereich bis 9° zur Verfügung (siehe Anhang C.1). Mit den kinematischen Methoden aus Anhang B lässt sich der Energiebereich über der Schwelle berechnen, in der der maximale Laborwinkel unter diesen 9° liegt.

Die in den ersten Messungen mit dem oben beschriebenen Aufbau gesehenen Mesonen sind η , η' und ω . Eine Zusammenfassung des für die Schwellenproduktion relevanten theoretischen Hintergrunds und der bisherigen Datenlage wird in den folgenden Kapiteln beschrieben.

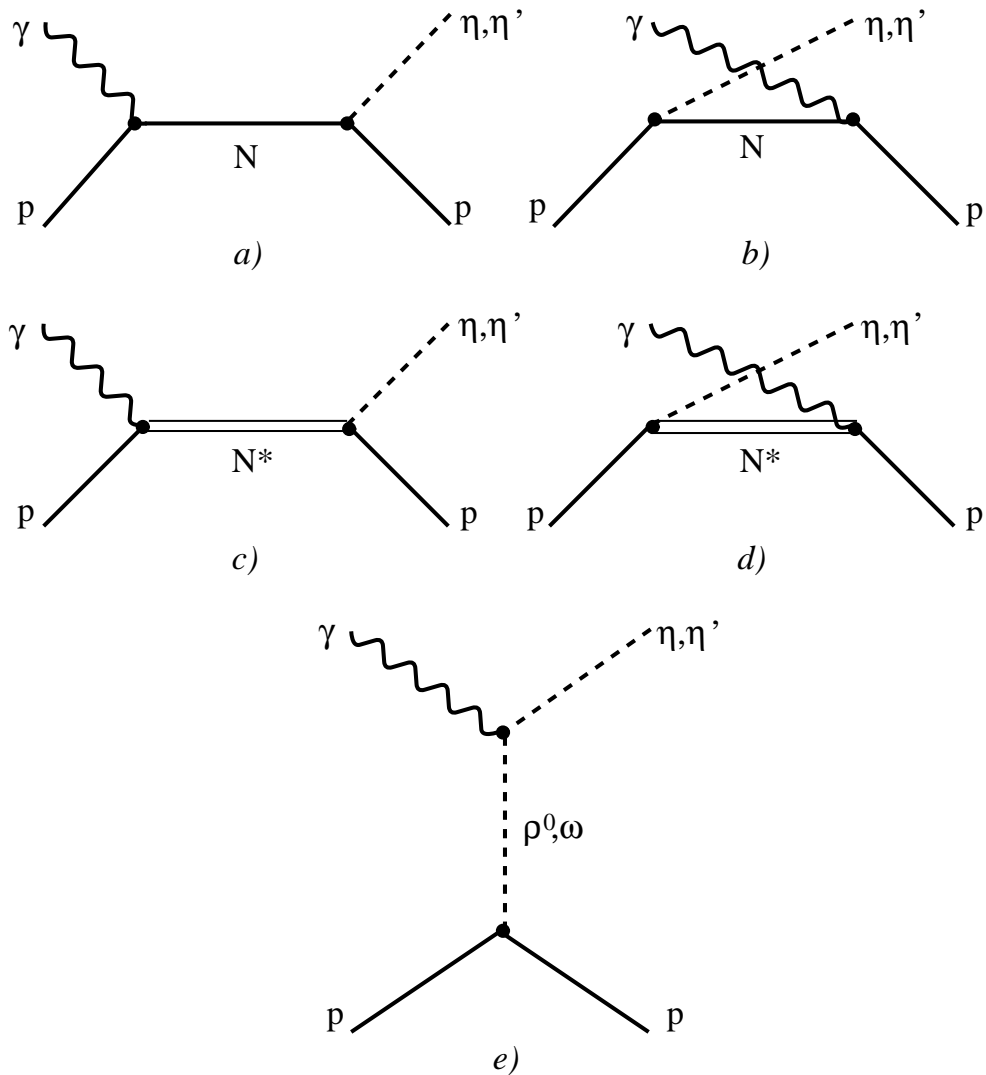


Abbildung 1.6: Die fundamentalen Feynmangraphen der Photoproduktion des η und η' .

1.2.1 Photoproduktion des η und η'

Es ist sinnvoll, η und η' gemeinsam zu behandeln, da sie, wie in Kapitel 1.1.1 erwähnt, beide die gleichen Quantenzahlen haben und aus einer Mischung der reinen Zustände η_8 und η_0 hervorgehen. Weiterhin koppeln beide nur an Nukleonresonanzen mit Isospin $I = \frac{1}{2}$, was zu einer leichteren Extraktion der Resonanzen führen sollte.

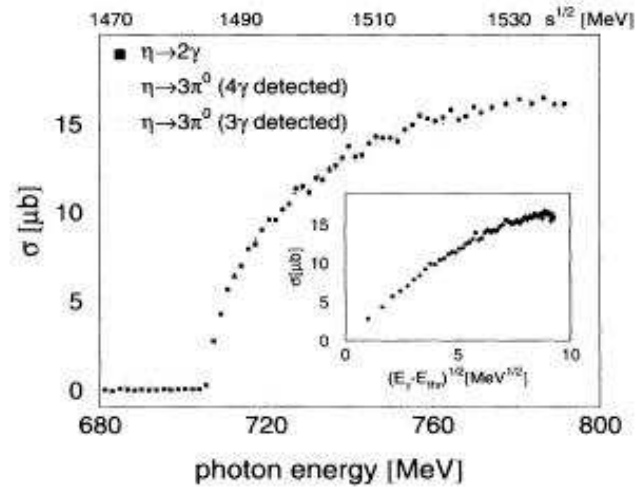


Abbildung 1.7: Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion von η s an der Schwelle (aus [Kru 95]).

Die grundlegenden Feynmandiagramme zur Photoproduktion zeigt Abbildung 1.6. Dabei sind die Resonanzbeiträge am interessantesten, da man in den experimentellen Daten nach fehlenden Resonanzen suchen, und diese mit den Vorhersagen der Quarkmodelle vergleichen kann. Die anderen Beiträge bilden dann den Untergrund. Eine vertrauenswürdige Bestimmung der Resonanzen setzt jedoch ein sehr gutes Verständnis dieser Untergrundprozesse voraus.

Für das η bilden die Messungen von Krusche et al. [Kru 95, Kru 95a] mit dem TAPS-Detektor am Mainzer Beschleuniger MAMI ² eine sehr genaue Vermessung der Schwellenproduktion. Die Messung verlief von der Schwelle von $E_\gamma \approx 707$ MeV ($\sqrt{s} \approx 1485$ MeV) bis $E_\gamma \approx 790$ MeV ($\sqrt{s} \approx 1537$ MeV). Die Ergebnisse zeigt Abbildung 1.7. Der flache Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts und insbesondere der $\sqrt{E - E_{Schwelle}}$ Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts zeigen, dass der Schwellenbereich deutlich von der $N(1535)S_{11}$ dominiert wird. Neuere Experimente [Ren 02, Dug 02, Cre 05] haben wichtige Beiträge für das theoretische Verständnis der Beiträge höherer Resonanzen geleistet, liefern aber keine neuen Beiträge direkt an der Schwelle.

Die hervorragenden Daten aus [Kru 95] erlauben es, den in dieser Arbeit extrahierten Wirkungsquerschnitt an der TAPS-Messung zu kalibrieren. Dies ist eine große Hilfe im Lichte von Problemen der Flussbestimmung im CBELSA-Experiment [Bar 04].

Die Datenlage beim η' ist wesentlich spärlicher als beim η . Lange Zeit basierten die

²MAinzer MIkrotron

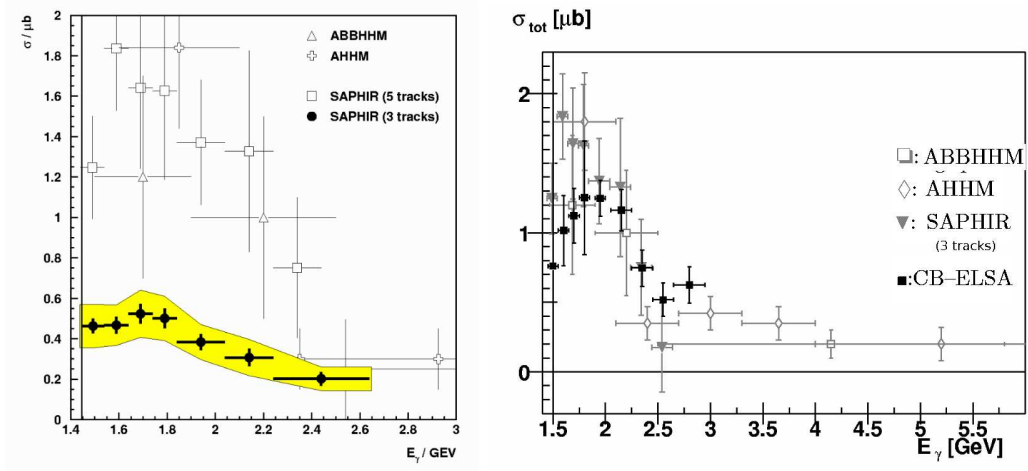


Abbildung 1.8: Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion des η' . Links aus [Lin 00], rechts aus [Bar 04]

einzigsten Daten auf 18 Ereignissen aus zwei Experimenten:

Die **Aachen-Berlin-Bonn-Hamburg-Heidelberg-München** - Kollaboration (ABBH-HM) hat 1968 mit einem Blasenkammerdetektor an einem unmarkierten Photonenstrahl 11 Ereignisse gemessen [ABBHMM 68]. Der betrachtete Zerfallskanal ist $\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ mit $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, der Energiebereich reichte von der Schwelle von 1.447 GeV bis 5.8 GeV. Das Signal im Spektrum der Masse $m(\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0)$ ist relativ untergrundfrei, weshalb auf einen Untergrundabzug verzichtet wurde.

Die Messungen der **Aachen-Hamburg-Heidelberg-München**-Kollaboration (AHHM) fanden 1976 mit einem energiemarkierten Photonenstrahl und einer Streamer-Kammer statt. Es wurden etwa 7 Ereignisse mit starkem Untergrundanteil extrahiert. Der verwendete Zerfallskanal ist derselbe wie bei der ABBHMM-Messung und der Energiebereich verlief von der Schwelle bis 6.3 GeV [AHHM 76].

Aus Messungen mit dem SAPHIR³-Detektor am Bonner Elektronenbeschleuniger ELSA aus den Jahren 1997/98 liegen mittlerweile Daten mit höherer Statistik vor. Der Energiebereich ging von der Schwelle bis 2.65 GeV. Es wurden zwei Analysen durchgeführt. Die erste benutzte den selben Zerfallskanal wie oben. Es wurden etwa 200 Ereignisse verwendet [Plö 98, Plö 98a]. Die zweite Analyse wertete den Zerfallskanal $\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ mit fehlendem η aus. Es konnten 4200 η' -Ereignisse identifiziert werden [Lin 00]. Die totalen Wirkungsquerschnitte der bisher besprochenen Messungen zeigt Abbildung 1.8 links. Man sieht deutlich eine Diskrepanz zwischen der letzten Analyse, die auf der deutlich größten Ereignisanzahl beruht, und den vorherigen Messungen. Insbesondere fällt der Unterschied zwischen beiden SAPHIR-Messungen

³Spektrometer **A**rrangement for **P**hoton **I**nduced **R**eactions

auf. Der Autor von [Lin 00] macht dafür hauptsächlich einen Fehler in den Akzeptanzrechnungen der älteren SAPHIR-Analyse verantwortlich. Zu einer Abschätzung deren Einflusses auf den Wirkungsquerschnitt müsste jedoch die ältere Analyse erneut durchgeführt werden.

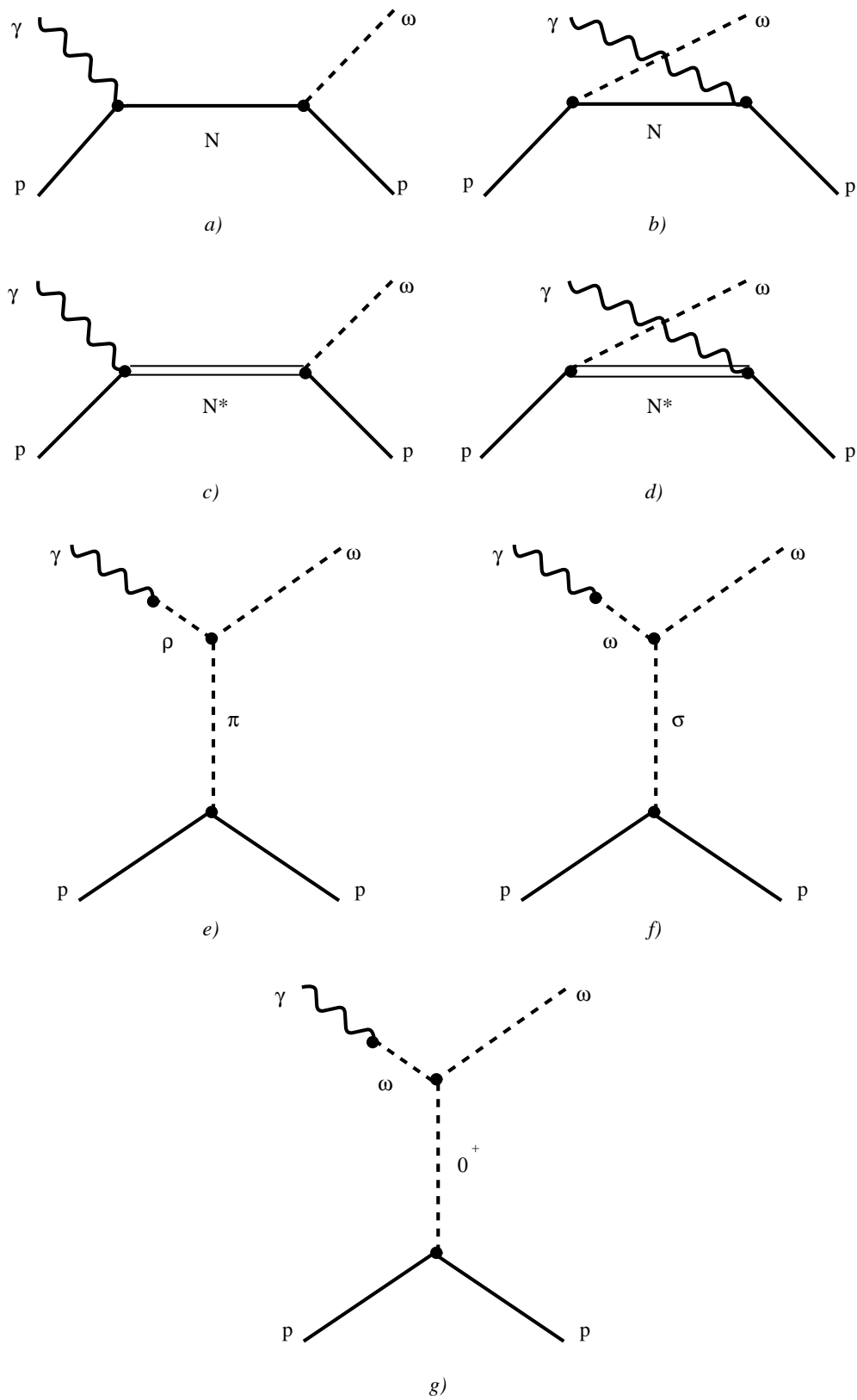
Die neueste Messung des η' -Wirkungsquerschnitts stammt von der CBELSA-Kollaboration [Bar 04]. Diese Analyse untersucht die Zerfallskanäle $\eta' \rightarrow 2\gamma$ und $\eta' \rightarrow \pi^0\pi^0\eta$ mit $\eta \rightarrow 2\gamma$. Dabei wurden etwa 850 η' Ereignisse rekonstruiert. Die Ergebnisse zeigt Abbildung 1.8 rechts. Die CBELSA-Ergebnisse sind gut mit den älteren Messungen verträglich.

1.2.2 Photoproduktion des ω

Analog zu η und η' bei den pseudoskalaren Mesonen verhält es sich mit ω und Φ bei den Vektormesonen. Auch hier gehen beide durch eine Mischung aus den beiden reinen Zuständen Φ_1 und Φ_2 hervor, allerdings mit einem anderen Mischungswinkel, so dass der Strangenessanteil nahezu vollständig im Φ enthalten ist (siehe Kapitel 1.1.1). Weiterhin sind auch ω und Φ ebenfalls Isoskalare, so dass auch hier nur N^* -Resonanzen angeregt werden können. Da das Φ in den in dieser Arbeit analysierten Daten nicht ausgewertet werden konnte, wird in diesem Kapitel nur das ω diskutiert.

Die Grundprozesse bei der Photoproduktion des ω sind ähnlich denen des η , es gibt aber wichtige Unterschiede, bedingt durch den Vektorcharakter des ω , wodurch es die gleichen Quantenzahlen wie das Photon aufweist. Im sogenannten Vektor Dominanz Modell dissoziiert das Photon in ein $q\bar{q}$ -Paar, welches dann am Target streut. Bei einer elastischen Streuung spricht man von einem Pomeron Austausch (Abbildung 1.9 g). Dabei werden die Quantenzahlen des Vakuums 0^+ ausgetauscht. Diese Reaktion heisst auch diffraktiv, da die generellen Eigenschaften denen der Streuung an einer grauen Scheibe in der Optik entsprechen. Reaktionen mit Photonenenergien über 3 GeV sind hauptsächlich diffraktiv.

Bei niedrigeren Energien müssen zur Beschreibung der Daten weitere Prozesse hinzugenommen werden. Friman und Soyer [FrS 96] modellieren die Niederenergie Daten mit dem Austausch leichter Mesonen im t-Kanal 1.9 e) und f). Wegen der Isospinvarianz koppelt das π^0 nur an den isovektoriellen Anteil des Photons, während das σ nur an den isoskalaren Anteil koppelt. Das σ ist dabei ein effektiver Freiheitsgrad, resultierend aus der Propagation von zwei Pionen in einem relativen s-Wellen Zustand. Nach dem Vektor Dominanz Modell wird der isovektorielle Anteil des Photons durch das ρ und der isoskalare durch das ω dargestellt. Das η ist bereits stark unterdrückt und wird nicht berücksichtigt. Vektormesonaustausch ist durch die Invarianz unter Ladungsaustausch (C-Parität) verboten. Alle Rechnungen sagen voraus, dass

Abbildung 1.9: Die fundamentalen Feynmangraphen der Photoproduktion des ω .

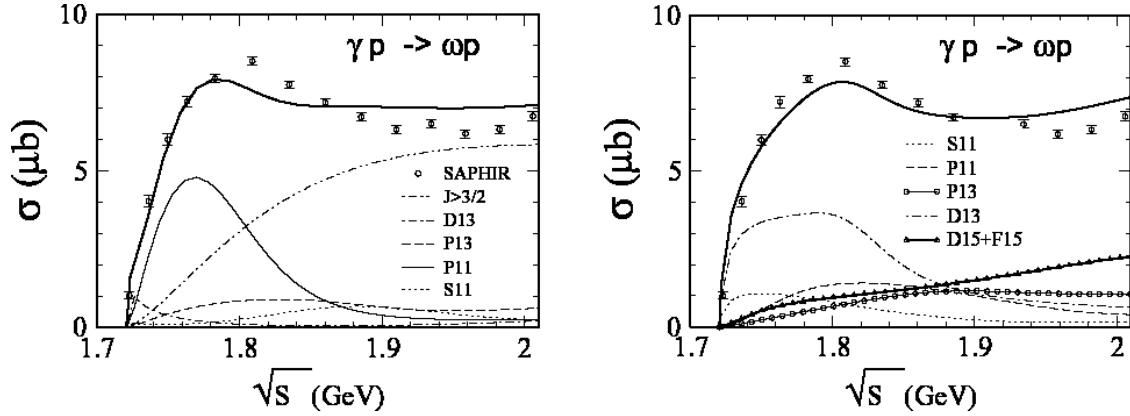


Abbildung 1.10: Partialwellenzerlegung des ω Wirkungsquerschnitts. Links eine ältere Analyse aus [PeM 02], rechts eine neuere Analyse von [Shk 05].

der Pion austausch der dominante Untergrundprozess im Bereich niedriger Energien ist [Kle 04].

Aus Sicht des Problems der fehlenden Resonanzen ist der interessanteste Produktionsmechanismus der Beitrag von N^* -Resonanzen im s- und u-Kanal (Abbildung 1.9 b) und c). Es gibt eine Reihe von verschiedenen Modellvorhersagen [OTL 01, TiL 02, ZLB 98, Zha 01, PeM 02, Shk 05]. Die Berechnungen von Titov und Lee [TiL 02] haben sich speziell mit der unmittelbaren Schwellenregion beschäftigt. Sie finden als dominanten resonanten Beitrag die $N(1680)F_{15}$ mit weiteren Beiträgen der $N(1520)D_{13}$, $N(1650)S_{11}$ und $N(1720)P_{13}$. Mosel et al. haben eine Analyse mit einem Coupled-Channel Modell unter der Berücksichtigung der Endzustände γN , πN , $2\pi N$, ηN und ωN durchgeführt [PeM 02]. Die Ergebnisse der neuesten Analyse [Shk 05] zeigt Abbildung 1.10 rechts und Abbildung 1.11. Das linke Bild aus Abbildung 1.10 zeigt eine Partialwellenzerlegung des totalen Wirkungsquerschnitts, während das Bild aus Abbildung 1.11 den Einfluss der einzelnen Resonanzen zeigt. Einen starken Einfluss haben die Spin- $\frac{5}{2}$ Resonanzen $N(1675)D_{15}$ und $N(1680)F_{15}$. Obwohl der Beitrag der D_{15} und F_{15} Wellen zur ω Photoproduktion nur gering ist, wird der Wirkungsquerschnitt stark von einer destruktiven Interferenz zwischen den Spin- $\frac{5}{2}$ Resonanzen und dem π_0 -Austausch beeinflusst (siehe Abbildung 1.11). Anders als bei [TiL 02] konnte hier jedoch kein signifikanter Effekt durch die $N(1520)D_{15}$ Resonanz gefunden werden. Der starke Beitrag zur D_{13} Welle in Abbildung 1.11 kommt nach [Shk 05] hauptsächlich vom π_0 -Austausch. In Abbildung 1.10 links sieht man die Partialwellenzerlegung mit dem Modell aus [PeM 02]. Man sieht deutliche Unterschiede zu der späteren Arbeit, die im Bild rechts dargestellt ist.

Die bisherigen Daten beruhen zum Einen, wie auch die η' -Daten auf den Experimenten der ABBHHM und AHHM Kollaborationen. Weiterhin gibt es Daten

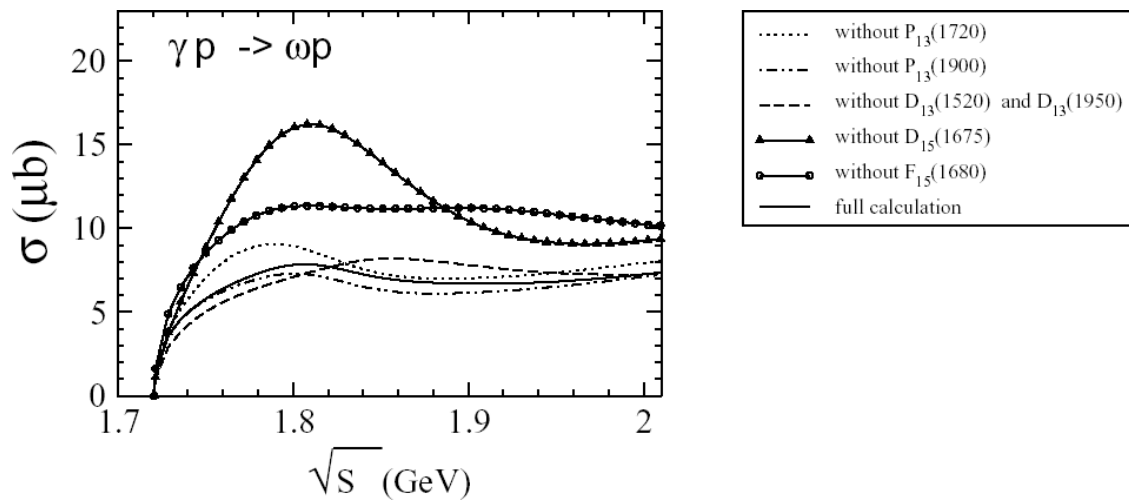


Abbildung 1.11: Beiträge der einzelnen Resonanzen zum ω Wirkungsquerschnitt aus [Shk 05].

durch ein 1973 von Ballam et al. am SLAC durchgeführtes Experiment mit einem durch Laserrückstreuung erzeugten monochromatischen linear polarisierten Photonenstrahl [Bal 72]. Die Energien waren 2.8, 4.7 und 9.3 GeV und die untersuchte Reaktion war $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Die SAPHIR-Kollaboration hat 1997/98 im gleichen Kanal mit Photonenergien von der Schwelle bis 2.6 GeV etwa 32000 Ereignisse im gleichen Kanal gemessen [Bar 02, Bar 03]. Den totalen Wirkungsquerschnitt zeigt Abbildung 1.12. Eine neue Analyse von 10000 Ereignissen des Kanals $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ im Rahmen des CBELSA-Experiments [Lot 05] ist mit diesen Daten verträglich.

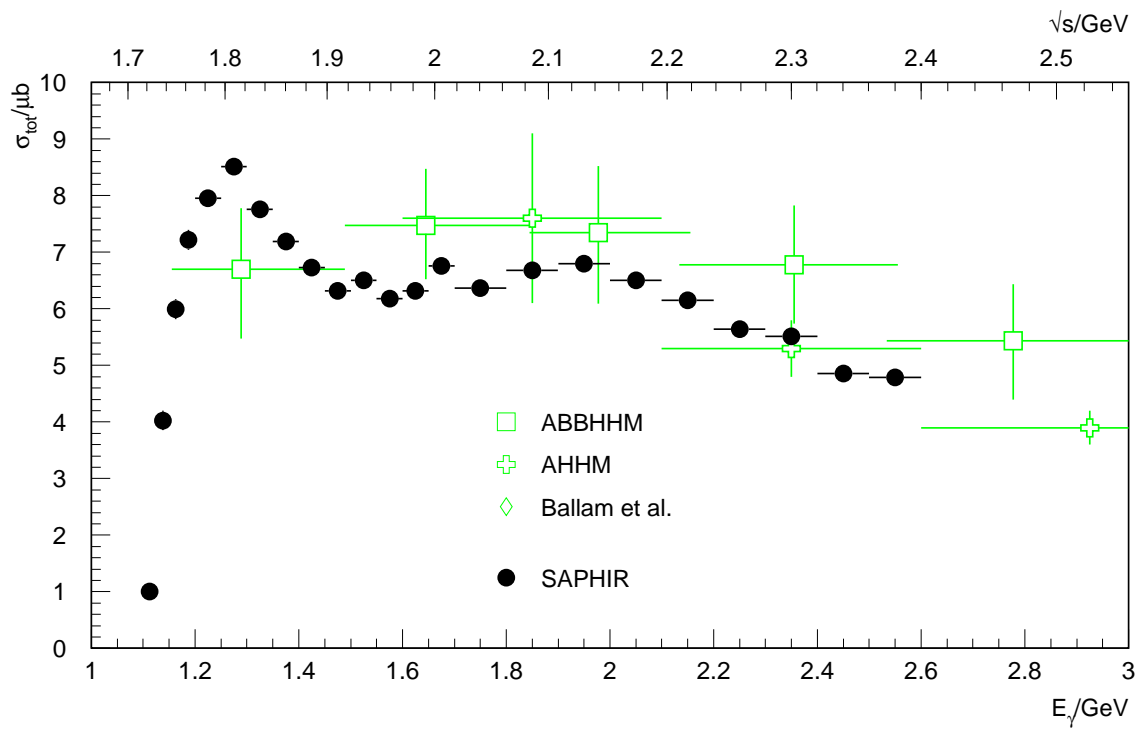


Abbildung 1.12: Totaler Wirkungsquerschnitt des ω -Mesons aus [Bar 02].

2. Das CB-ELSA-Experiment

2.1 Die Elektronen-Stretcher-Anlage (ELSA)

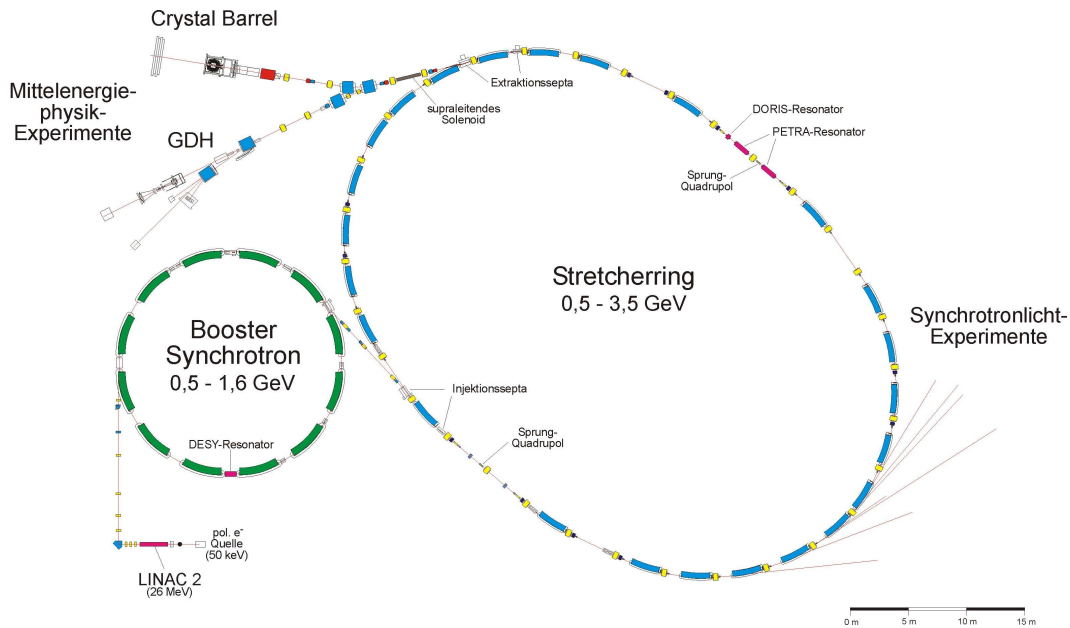


Abbildung 2.1: Die Elektronen-Stretcher-Anlage (ELSA) der Universität Bonn.

Einen Überblick über die Beschleunigeranlage der Universität Bonn zeigt Abbildung 2.1. Es werden sowohl unpolarisierte als auch polarisierte Elektronen beschleunigt. Im Betrieb mit unpolarisierten Elektronen werden diese von einer thermischen Quelle emittiert und auf 120 keV beschleunigt. Sie werden im weiteren Verlauf im LINAC1 auf 20 MeV weiterbeschleunigt und in das Synchrotron [Alt 68] injiziert. Dort wird die Energie der Elektronen auf 0.5 bis 1.6 GeV erhöht. Das Synchrotron arbeitet netzsynchron mit einer Wiederholungsrate von 50 Hz und erreicht bauartbedingt ein maximales makroskopisches Tastverhältnis von 5%. Da Koinzidenzexperimente mit Mehrteilchenendzuständen ein möglichst großes Tastverhältnis benötigen, wurde die Elektronen Stretcher Anlage (ELSA) gebaut [Hus 85-88]. Für die aus dem Synchrotron nach ELSA transferierten Elektronen stehen nun drei Betriebsmodi zur Verfügung.

Die erste Betriebsart ist der Stretchermodus. Hier wird ELSA mit den vom Synchrotron beschleunigten Elektronen homogen gefüllt. Danach werden die Elektronen sofort gleichmäßig aus ELSA extrahiert. Für die Füllung werden etwa 0.3 ms

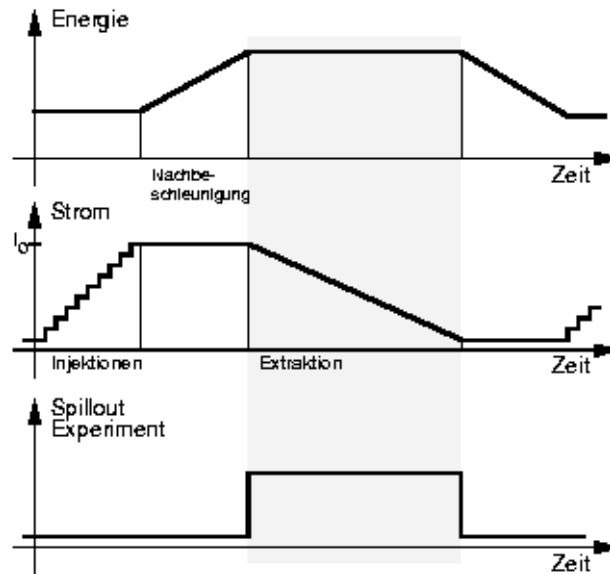


Abbildung 2.2: Der ELSA-Betrieb im Nachbeschleunigungsmodus.

benötigt, wodurch für die Extraktion 19.7 ms zur Verfügung stehen. Dies führt zu einem makroskopischen Tastverhältnis von bis zu 98%.

Zum Erreichen höherer Energien als 1.6 GeV steht als zweite Betriebsart der Nachbeschleunigungsmodus (Abb. 2.2) zur Verfügung. Hier werden die Elektronen in ELSA zuerst auf eine Energie von bis zu 3.5 GeV beschleunigt und anschließend langsam extrahiert. Durch die zum Nachbeschleunigen benötigte Zeit verschlechtert sich das makroskopische Tastverhältnis. Um dies auszugleichen, muss die Extraktionszeit im Vergleich zur Nachbeschleunigungszeit möglichst lang sein. Eine lange Extraktionszeit bei hoher Intensität kann aber nur erreicht werden, wenn in ELSA über mehrere Synchrotronzyklen ein genügend hoher Strom akkumuliert wird. Die Dauer der Füllzyklen verschlechtert ihrerseits aber wieder das makroskopische Tastverhältnis, so dass immer ein Kompromiss zwischen extrahiertem Elektronenstrom und Tastverhältnis gesucht werden muss. Da bei der Nachbeschleunigung unerwünschte Strahlunregelmäßigkeiten gedämpft werden, wurde dieser Modus beim CB-ELSA Experiment auch bei niedrigeren Energien als 1.6 GeV dem Stretchermodus vorgezogen.

Die dritte Betriebsart ist der Speichermodus. Diese Betriebsart ist für Experimente gedacht, die ELSA als Synchrotronlichtquelle nutzen. Auch hier wird ELSA über mehrere Synchrotronzyklen gefüllt und die Elektronen auf die gewünschte Energie beschleunigt. Danach wird der Strahl im Ring gespeichert. Durch die endliche Lebensdauer der Elektronen im Ring sinkt die Intensität jedoch langsam wieder ab,

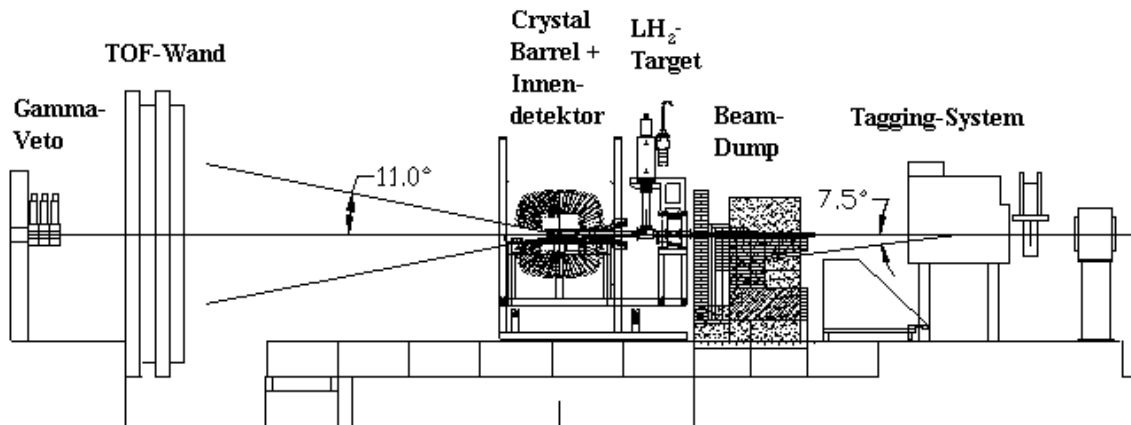


Abbildung 2.3: Der Aufbau des CB-ELSA Experiments.

und die Prozedur wird nach etwa ein bis zwei Stunden wiederholt.

Für den Betrieb mit polarisierten Elektronen stehen zwei Quellen zur Verfügung. Beide setzen polarisierte Elektronen über Photoemission an einem GaAs-Kristall bei Beschuss mit zirkular polarisiertem Laserlicht frei. Eine 120-keV-Quelle war seit Oktober 1996 zu Teststudien des Polarisationsgrades der Elektronen bei der Beschleunigung an ELSA im Einsatz [Nak 98]. Im Februar 2000 wurde das neue Injektionssystem für polarisierte Elektronenstrahlen in Betrieb genommen. Es besteht aus einer verbesserten 50-keV-Quelle [Hil 00] und der ersten Stufe des ehemaligen Linearbeschleunigers der Universität Mainz (in Abb. 2.1 als LINAC II bezeichnet). Eine Herausforderung beim polarisierten Betrieb an ELSA ist das verlustfreie Überschreiten depolarisierender Resonanzen, die bei bestimmten Energien im Synchrotron und in ELSA auftreten. Die benötigten Verfahren zum Polarisationserhalt bei der Hochbeschleunigung wurden entwickelt und bereits erfolgreich eingesetzt [Ste 99].

Die für diese Arbeit relevanten Messungen mit CB-ELSA fanden mit unpolarisierten Elektronen statt. Es ist allerdings für zukünftige Doppelpolarisationsexperimente neben der Polarisation der Elektronen auch die Verwendung eines polarisierten Targets vorgesehen, welches im GDH-Experiment eingesetzt wurde.

2.2 Der experimentelle Aufbau

Eine Gesamtübersicht des CB-ELSA Detektoraufbaus zeigt Abbildung 2.3. Der aus ELSA extrahierte Elektronenstrahl trifft von rechts kommend auf das Tagging-System. Hier erzeugen die Elektronen an einem Bremsstrahltarget, dem Radiator, Photonen. Diese fliegen geradlinig weiter und treffen auf ein im Zentrum des Crystal-Barrel-Detektors liegendes Wasserstofftarget. Die durch die Anregung der Protonen

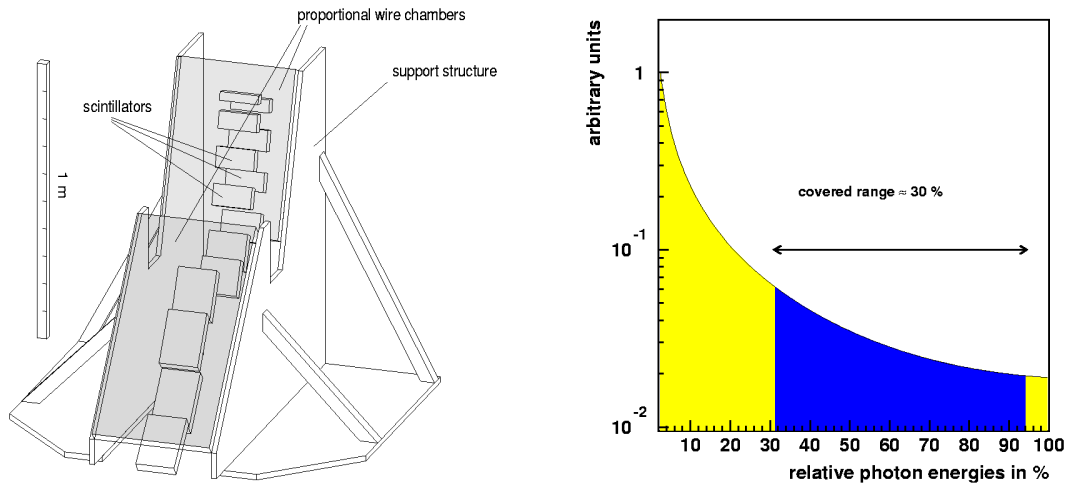


Abbildung 2.4: Das Tagging-Hodoskop TOPAS II.

erzeugten Reaktionsprodukte werden schließlich im Crystal-Barrel-Detektor und im Flugzeitspektrometer nachgewiesen. Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten näher beschrieben.

2.2.1 Das Tagging-System

Die Photonmarkierungsanlage TOPAS II¹, auch als Tagging-System bezeichnet, wurde von dem SAPHIR-Experiment übernommen, welches sich bereits zuvor an dem Experimentierplatz befand [Bur 96]. Es besteht aus einem Bremsstrahltarget, einem Dipolmagneten und einem Hodoskop.

Ein Elektron des Primärstrahls erzeugt im Radiator ein Bremsstrahl-Photon und verliert dabei Energie. Im Datennahmezeitraum dieser Arbeit standen als Radiator drei Kupferfolien mit einer Dicke von $1/100$, $3/1000$ und $1/1000$ Strahlungslängen zur Verfügung. Danach wird das Elektron im Dipolmagneten nach unten abgelenkt, während das Photon weiter in Richtung des Targets fliegt. Das abgelenkte Elektron trifft schließlich auf das Hodoskop. Dieses hat zwei Aufgaben.

Die erste ist die Ortsmessung der Eintrittsstelle des Elektrons im Hodoskop. Da die Ablenkung eines geladenen Teilchens in einem Magnetfeld von dessen Energie E_e abhängt, kann diese so bestimmt werden, so dass sich aus der Energie E_0 mit der die Elektronen den Radiator treffen, die Energie E_γ des Bremsstrahlphotons nach $E_\gamma = E_0 - E_e$ bestimmen lässt. Man sagt auch, dass das Photon so markiert (engl.

¹Tagging Of Photons At SAPHIR

tagged) wurde.

Die zweite Aufgabe des Hodoskops ist die Erzeugung eines Zeitsignals. Da die Photonen mit Lichtgeschwindigkeit fliegen, ist die Zeit vom Bremsstrahltarget zum Wasserstofftarget unabhängig von der Photonenergie immer gleich. Erzeugt ein Reaktionsprodukt in der Flugzeitwand ein zweites Zeitsignal, so bestimmt das so gemessene Zeitintervall die Geschwindigkeit des Reaktionsproduktes.

Beim Tagging-System TOPAS II werden beide Aufgaben von unterschiedlichen Komponenten wahrgenommen. Die Ortsmessung zur Photonmarkierung wird von zwei MWPCs² übernommen. Insgesamt befinden sich in beiden Kammern 352 aktive Drähte im Abstand von jeweils 4 mm. Damit deckt der Tagger den Bereich von 23 % bis 94 % der Energie E_0 des primären Elektronenstrahls ab (siehe Abb. 2.4). Die Energieauflösung $\Delta E_e/E_e$ des Taggers liegt für hochenergetische Elektronen bei 0.04 % und für niederenergetische Elektronen bei 4 %. Das Zeitsignal wird von einer aus vierzehn 4.5 cm dicken Szintillatoren bestehenden Leiter erzeugt, welche sich hinter den beiden MWPCs befindet. Um die Lichtlaufzeit im Szintillator zu eliminieren, werden diese für das Crystal-Barrel-Experiment beidseitig ausgelesen (siehe auch Kapitel 3.3). Den Aufbau des Tagginghodoskops zeigt Abbildung 2.4.

2.2.2 Das Flüssigwasserstofftarget

Im Zentrum des Experiments befindet sich das Flüssigwasserstofftarget [Kop02]. Die eigentliche Targetzelle ist ein aus Kapton bestehender Zylinder mit einer Länge von 5.2 cm und einer Dicke von 3 cm. In ihm sollen die vom Radiator kommenden Photonen mit den Protonen des Wasserstoffes reagieren. Um die Zahl der Untergrundereignisse möglichst gering zu halten, ist die Kaptonfolie nur 125 μm , am Ein- und Austrittsfenster sogar nur 80 μm , dick. Aus dem selben Grund befindet sich der Verflüssiger außerhalb des Crystal-Barrel Kalorimeters in einem Abstand von 2.5 m. Diese Bedingungen machen eine Anordnung mit zwei getrennten Wasserstoffkreisläufen notwendig. Es gibt einerseits den Kühlkreislauf, in dem vom Kaltkopf flüssiger Wasserstoff erzeugt wird, und andererseits die Targetzelle mit einem separaten Reservoir an gasförmigen Wasserstoff. Die Verflüssigung in der Zelle erfolgt über einen zwischen beiden Kreisläufen befindlichen Wärmetauscher. Bei der Platzierung des Wärmetauschers wurde darauf geachtet, dass er außerhalb des 12° Winkelbereichs des Eintrittslochs, und damit außerhalb der Akzeptanz des Crystal-Barrel Kalorimeters, liegt. Diese Anordnung hat den Vorteil, dass durch die Messung des Gasdrucks in der Targetzelle eine permanente Messung des Füllstands während des Experimentes möglich ist.

²Multi-Wire-Proportional-Chamber

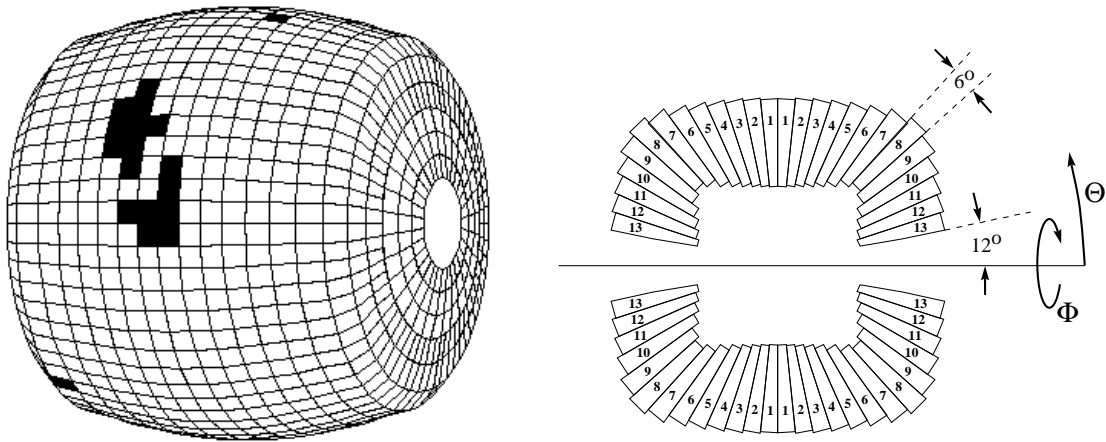


Abbildung 2.5: Der Crystal-Barrel-Detektor; links Blick von außen auf die Kristalle mit schwarz hervorgehobenen Clustern (siehe dazu Kapitel 3.1.1), rechts seitlicher Schnitt.

2.2.3 Der Crystal-Barrel-Detektor

Der zentrale Detektor des CB-ELSA Experiments ist das Crystal-Barrel Kalorimeter selbst. Es wurde in den Jahren 1985 - 1989 am CERN³ in Genf entwickelt und aufgebaut. Dort diente es am LEAR⁴, einem Speicherring für Antiprotonen, zur Untersuchung von $\bar{p}p$ - und $\bar{p}n$ -Reaktionen in Ruhe und im Flug bis zu einem Impuls von 2 GeV.

Der innerste Teil des Detektors bestand am LEAR aus einem targetnahen Siliziumstreifendetektor als Vertexdetektor. Um diesen herum lag eine Jet-Driftkammer (JDC), welche zusammen mit einem von außen angelegten Magnetfeld von 1.5 T zur Impulsbestimmung von geladenen Teilchen diente. Den Vertexdetektor und die JDC umschließt schließlich ein elektromagnetisches Kalorimeter, das namensgebende Crystal-Barrel. Es besteht aus einer fassförmigen (engl. Barrel) Anordnung von 1380 CsI(Tl) Kristallen (siehe Abb. 2.5). Diese decken einen azimuthalen Winkelbereich von 360° und einen polaren Winkelbereich von 12° bis 168° und damit den gesamten Raumwinkel zu 97.8% ab. Die Ringe 11 - 13 enthalten je 30 und die übrigen Ringe je 60 Kristalle. Damit deckt ein Kristall einen Winkel von $\Delta\theta = 6^\circ$ und $\Delta\phi = 6^\circ$ respektive $\Delta\phi = 12^\circ$ für die Ringe 11 - 13 ab.

Die Kristalle selbst sind 30 cm lang (siehe Abb. 2.6) und von einer dünnen Ti-

³Centre Européen pour la Recherche Nucléaire

⁴Low Energy Antiproton Ring

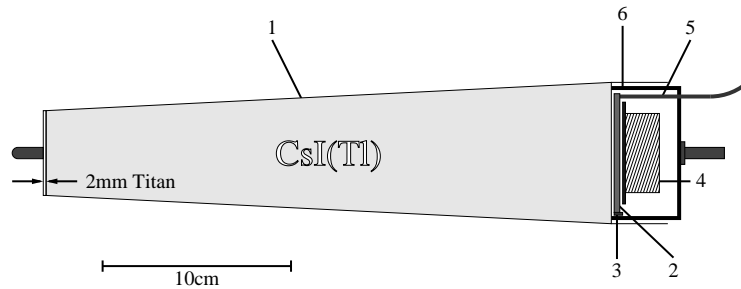


Abbildung 2.6: Bild eines der Crystal-Barrel Kristalle mit der Titanhülle (1), dem Wellenlängenschieber (2), der Photodiode (3), der Vorverstärkerelektronik (4), dem Lichtleiter (5) und der Haltestruktur (6).

tanhülle umgeben. An der dem Target abgewandten Seite befinden sich ein Wellenlängenschieber und eine Photodiode. Der Wellenlängenschieber passt die Wellenlänge des szintillierenden Lichts an das Empfindlichkeitsmaximum der Photodioden an. Das Licht wird beim Crystal-Barrel-Detektor nicht mit Sekundärelektronenvervielfachern ausgelesen, da der Detektor, wie oben beschrieben, am LEAR in einem Magnetfeld betrieben wurde.

Das Signal der Photodiode wird von einem am Kristall befindlichen Vorverstärker verstärkt und als differentielles Signal über ein 50 m langes Kabel auf einen Signalformer (engl. Shaper) gegeben. Hier wird das Signal in einen $6 \mu\text{s}$ langen unipolaren Puls geformt und danach von einem Lecroy 1885F Fastbus ADC⁵ digitalisiert.

Bei einer Strahlungslänge für Photonen in CsI(Tl) von $X_0 = 1.86 \text{ cm}$ deckt ein Kristall $16.1 X_0$ ab. Dadurch wird der größte Teil der longitudinalen Schauerenergie eines 2-GeV-Photons im Kristall deponiert, so dass die Einschränkung der Energieauflösung durch Leckfluktuationen an der Rückseite weniger als 1% beträgt. Da sich der Schauer transversal über mehr als einen Kristall erstreckt, kann der Ort durch Mittelwertbildung genauer als auf die Abmessungen eines Kristalls bestimmt werden.

Mit den Kristallen können neben Photonen auch geladene Teilchen nachgewiesen werden. Diese deponieren jedoch nur einen Teil ihrer Energie im Kristall, so dass nur Aussagen über die Richtung des Teilchens gemacht werden können. Da die schwereren geladenen Teilchen nicht aufschauern, ist die Genauigkeit der Richtung, anders als bei den Photonen, auf die Ausdehnung eines Kristalls begrenzt.

Nach Abschluss der Experimente am CERN im Jahr 1997 wurde beschlossen, den Crystal-Barrel-Detektor nach Bonn zu holen. Dabei wurden auf den Siliziumstreifen-

⁵Analog to Digital Converter

Detektor und die JDC verzichtet. An deren Stelle trat ein neu entwickelter Innendetektor aus szintillierenden Fasern (siehe Kapitel 2.2.4).

2.2.4 Der Innendetektor

Bei dem Innendetektor handelt es sich um einen neuen Detektor aus szintillierenden Fasern, der den Siliziumstreifen-Detektor und die JDC aus dem LEAR-Experiment ersetzen soll [Fös00, Bog01]. Seine primäre Aufgabe besteht darin, zwischen geladenen und ungeladenen Teilchen zu unterscheiden und für die geladenen eine Spur-rekonstruktion zu ermöglichen.

Der Detektor setzt sich aus drei Lagen je 2 mm dicker szintillierender Fasern zusammen, die auf einen Kohlefaserzylinder aufgeklebt sind (siehe Abb. 2.7). Dabei ist die äußerste Lage parallel zur Strahlführung ausgerichtet, während die inneren Lagen diesbezüglich um einen Winkel von -25° beziehungsweise $+25^\circ$ verdreht werden. Dadurch ist selbst bei einem Ansprecher in nur einer gedrehten und der parallelen Faser der Durchstoßpunkt eindeutig bestimmt.

Aus Kostengründen werden jeweils 16 der 513 Fasern von einem 16fach SEV Hamamatsu H6568 ausgelesen. Die Signale werden dann auf 16fach „Leading-Edge“ Diskriminatoren gegeben. Das Ausgangssignal eines Diskriminators wird zweifach aufgeteilt. Das eine Signal dient zur Generierung des Innendetektoranteils des Triggers und wird in Kapitel 2.2.7 weiter beschrieben. Das andere Signal wird durch LeCroy F1875A TDCs digitalisiert. Die Verwendung von Vielfach-Diskriminatoren hat den Nachteil, dass es zu Mehrdeutigkeiten durch sogenanntes Übersprechen kommen kann. Dabei kann das Licht der verschiedenen Fasern in einem SEV-Modul nicht vollständig voneinander getrennt werden.

2.2.5 Das Flugzeitspektrometer

Das Flugzeitspektrometer wurde ursprünglich für das ELAN⁶-Experiment gebaut. Es handelt sich um vier Wände mit je 15 beidseitig ausgelesenen Szintillationsplatten (siehe Abb. 2.8 links). Eine Latte hat die Maße 300 cm x 20 cm x 5 cm und besteht aus dem Plastiksintillatormaterial NE110. An beiden Enden befinden sich Lichtleiter in „Fischschwanz“ Geometrie gefolgt von SEVs⁷ des Typs Hamamatsu H2431. Diese Anordnung wurde in ausgiebigen Tests unter dem Gesichtspunkt maximaler Zeitauflösung zusammengestellt [Kun93].

⁶ELektronenstreuung An Nukleonen

⁷Sekundär Elektronen Vervielfacher

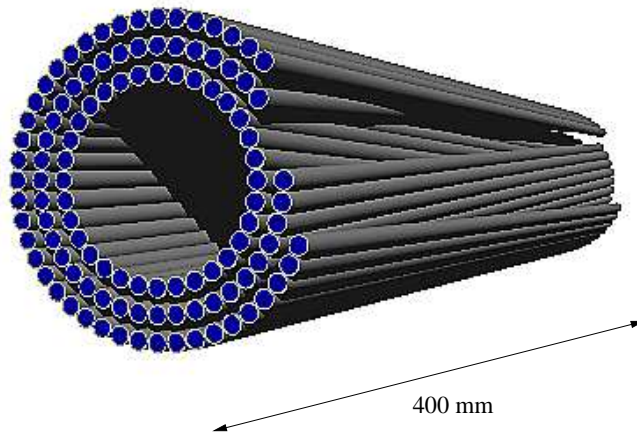


Abbildung 2.7: Der Innendetektor.

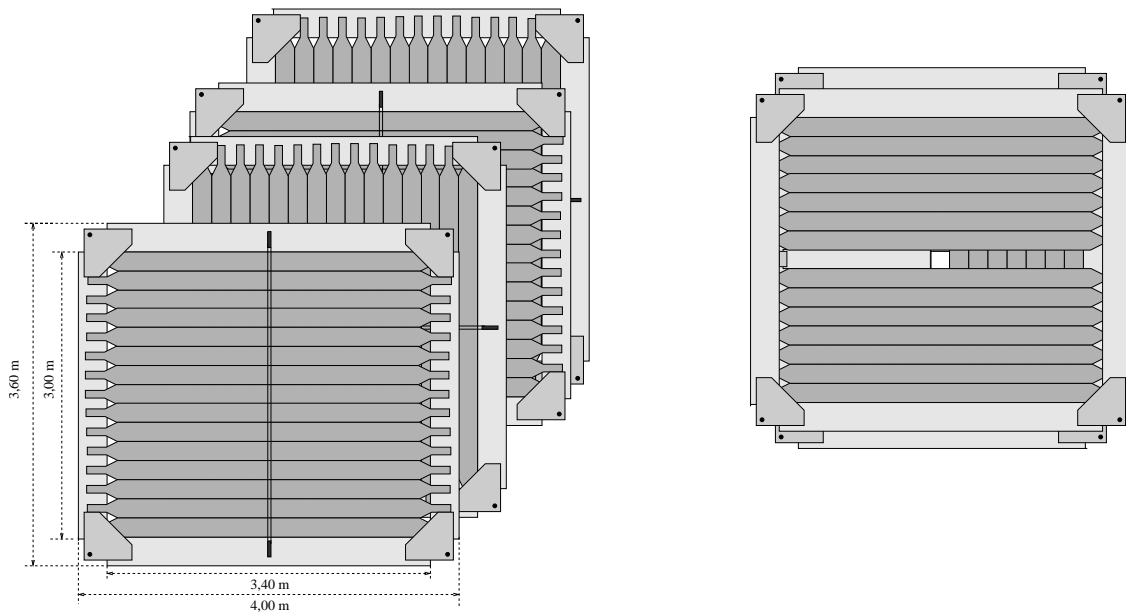


Abbildung 2.8: Zeichnung des Flugzeitspektrometers. Links zur Zeit des ELAN-Experiments. Rechts nach dem Umbau für das CB-ELSA-Experiment. Zur Anschauung wurde das rechte Aluminiumhohlprofil weggelassen.

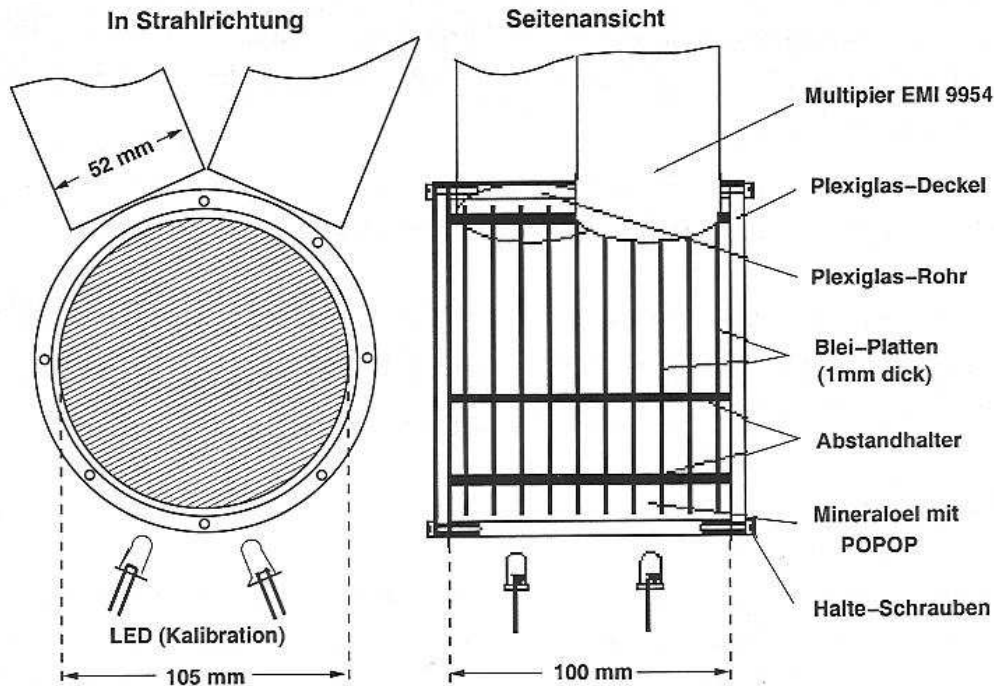


Abbildung 2.9: Der Aufbau eines der drei Gamma-Veto-Detektor-Module.

Die Signale der SEVs werden geteilt. Das eine Signal wird über BNC-Kabel direkt auf LeCroy 1885F Fastbus ADC gegeben und digitalisiert. Das andere Signal wird auf einen Diskriminator gegeben. Dieses Signal wird danach erneut geteilt und zum einen über dämpfungsarme Flachbandkabel auf LeCroy 1875F Fastbus TDCs⁸ gegeben und dort digitalisiert. Weiterhin dient es zur Generierung des Wandtriggers und wird dann an den Experimenttrigger weitergeleitet (siehe Kapitel 2.2.7).

Das Flugzeitspektrometer dient der Energie- und Impulsmessung von durch die vordere 12°-Öffnung des Crystal Barrel entweichenden Protonen und Neutronen. Um das Flugzeitspektrometer im Crystal-Barrel-Experiment in Vorwärtsrichtung betreiben zu können, musste in jeder Wand die jeweils mittlere Latte entfernt werden um Platz für den Photonenstrahl zu schaffen (siehe Abb. 2.8 rechts). Diese und weitere Modifikationen werden in [Höf99] ausführlich beschrieben.

2.2.6 Der Gamma-Veto-Detektor

In Strahlrichtung hinter dem Flugzeitspektrometer steht der Gamma-Veto-Detektor (Abb. 2.9). Er besteht aus drei Modulen, die jeweils 10 Bleiplatten enthalten, deren Zwischenräume mit einem Mineralöl POPOP⁹ Gemisch gefüllt sind. Die hochenergetischen Photonen schauern in den Bleiplatten auf, das heißt, sie erzeugen durch die Wechselwirkung mit den Bleiatomen eine Vielzahl niederenergetischer Elektronen, Positronen und Photonen. Die Elektronen und Positronen fliegen schneller als das Licht in der Flüssigkeit und erzeugen so Čerenkov Licht [Leo 87]. Dieses wird von jeweils zwei SEVs pro Modul nachgewiesen.

Es ist Aufgabe des Gamma-Veto-Detektors alle Photonen nachzuweisen, die im Target **nicht** reagiert haben. Für die Definition eines Ereignisses fordert man deshalb eine Antikoinzidenz mit dem Gamma-Veto-Detektor.

2.2.7 Der Trigger

Die von modernen Multisegment-Detektoren erzeugten digitalen Datenmengen stellen auch zu Zeiten beständig fallender Speicherpreise einen nicht zu unterschätzenden Kostenfaktor dar. Aus diesem Grund ist es wünschenswert, vor dem Wegschreiben auf den Datenträger möglichst viele Untergrundereignisse zu verwerfen. Diese Aufgabe übernimmt der sogenannte Hardwaretrigger.

Der Trigger des Crystal-Barrel-Experiments ist zur Minimierung der Totzeit zweistufig aufgebaut. Dadurch werden die zeitlich aufwendigeren Entscheidungen in der zweiten Stufe durchgeführt, da die Ereignisrate durch die schnelle erste Stufe dort schon deutlich reduziert wurde.

In die erste Triggerstufe gehen Informationen aller Detektoren ein, die ein schnelles Signal liefern, also der Tagger, der Innendetektor, der Gamma-Veto-Detektor und das Flugzeitspektrometer. Der Tagger liefert als Triggersignal ein logisches ODER der Signale der 14 szintillierenden Latten, welches auch als Startsignal für alle TDCs fungiert. Die Signale der Fasern des Innendetektors werden auf Multiplizitätsmodule (MALU) gegeben, welche einen Strom liefern, der proportional der Anzahl der Signale mit logisch 1 an den 32 Eingängen ist. Die MALUs sind entsprechend der drei Lagen des Innendetektors gruppiert und lassen eine Auswahl der minimal und maximal angesprochenen Anzahl Fasern zu [Bog 01]. Für das Flugzeitspektrometer steht pro Wand ein logisches ODER der angesprochenen Latten zur Verfügung.

Die zweite Triggerstufe wird durch den Multiplizitätstrigger des sogenannten Fast Cluster Encoder (FACE) gebildet [Fle 01]. Dabei handelt es sich um ein aus Zellular-

⁸Time to Digital Converter

⁹1,4-Bis-[2-(5-Phenylloxazolyl)]-Benzen ($C_{24}H_{16}N_2O_2$)

logik-Chips aufgebautes Clustererkennungssystem. Jeder Kristall wird dabei logisch mit seinen Nachbarn verknüpft. Ein Cluster ist eine zusammenhängende Menge benachbarter Kristalle, die ein Signal geliefert haben. Er wird durch die in den Crystal-Barrel-Detektor treffenden Photonen ausgelöst. Die Zahl der Cluster liefert also die Multiplizität der an einem Ereignis beteiligten Photonen.

Die in der für diese Arbeit relevanten Strahlzeit benutzten Trigger sind zum einen ein reiner Taggeror Trigger. Bei diesem wird nur auf den Tagger getriggert und es findet keinerlei Unterdrückung von unerwünschten Ereignissen statt. Dieser Trigger findet hauptsächlich für die Flussbestimmung Anwendung. Für die Selektion der hadronischen Ereignisse setzt sich der Trigger folgendermaßen zusammen:

- **erste Stufe:** Taggeror UND NICHT Gamma-Veto UND (mindestens zwei beliebige Lagen im Innendetektor mit mindestens einem Ansprechere ODER ein Ansprechere in mindestens einer der ersten beiden Wände des Flugzeitspektrometers).
- **zweite Stufe:** Zwei oder drei Cluster Signal von FACE.

2.2.8 Das Datenerfassungssystem

Eine schematische Darstellung der CB-ELSA-Datenerfassung [Sch 99] zeigt Abbildung 2.10. Die analogen Signale der einzelnen Detektoren werden durch ADC- und TDC-Elektronikmodule digitalisiert. Die Steuerung eines Teildetektors (eine Hälfte des Crystal-Barrels zählt dabei als eigener Detektor) erfolgt über einen sogenannten lokalen Event-Builder [Ehm 00]. Hierbei handelt es sich durchweg um Motorola 68040 CPUs welche unter dem Echtzeitbetriebssystem OS-9 laufen. Die einzelnen lokalen Eventbuilder sind über einen VIC-Bus mit dem globalen Event-Builder verbunden, ebenfalls eine 68040 CPU unter OS-9. Dessen Aufgabe ist es die Daten der einzelnen Subdetektoren zusammenzufassen und an den Event-Handler weiterzuleiten. Zur Übertragung an den Event-Handler dient eine optische Verbindung über Glasfaser. Der Event-Handler ist ein Personal-Computer unter dem Betriebssystem LINUX. Seine Aufgabe ist es, die Daten eines Ereignisses (engl. Event) in das ZEBRA Datenbankformat zu konvertieren und auf einem DLT Magnetband zu speichern. Zur Bedienung der Datenerfassung wurde als Benutzerschnittstelle eine Run-Control in der Plattform unabhängigen Sprache JAVA entwickelt [Fuc 99].

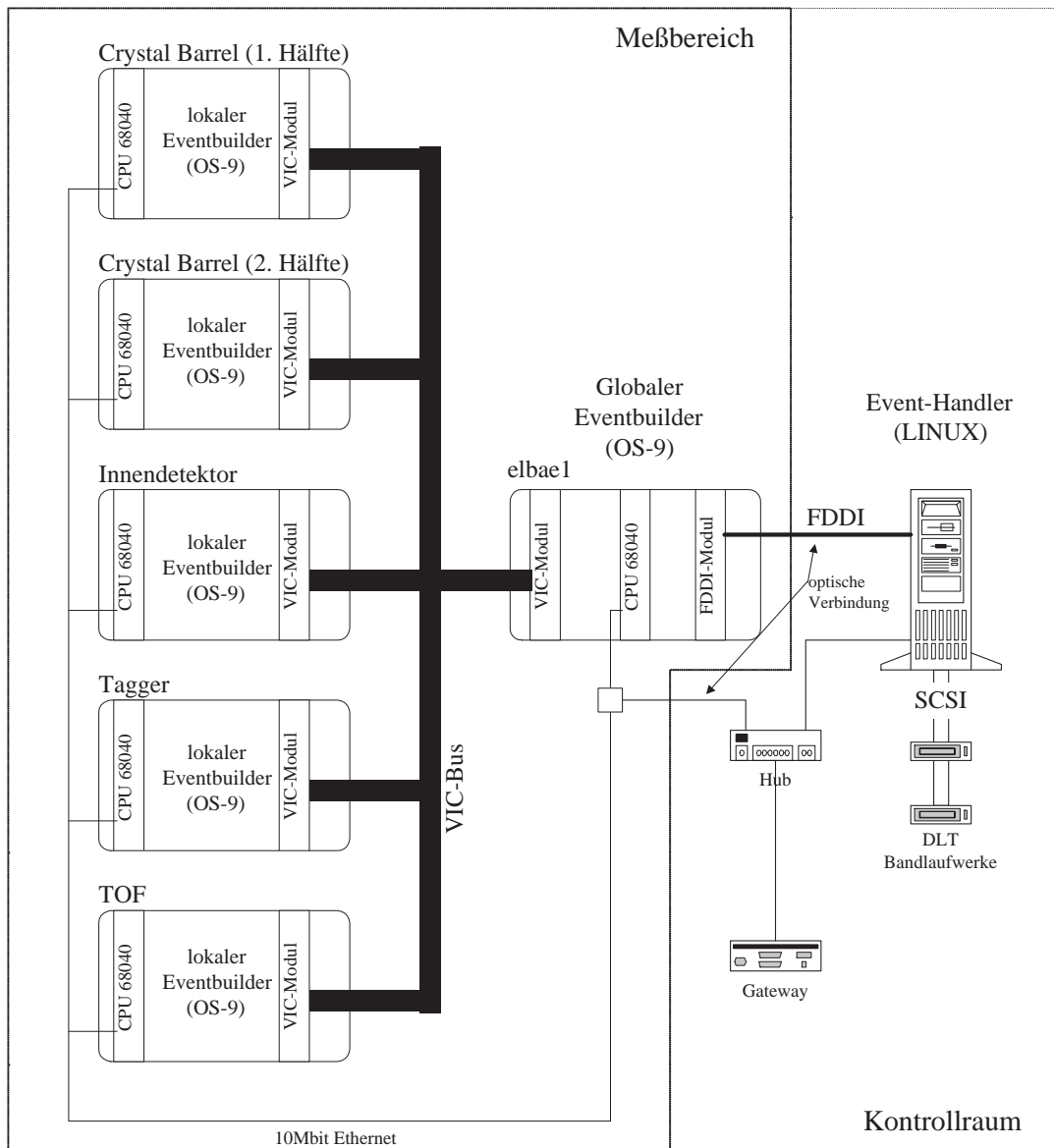


Abbildung 2.10: Schematischer Aufbau der Datenerfassung.

3. Teilchenrekonstruktion

In diesem Kapitel wird die Teilchenrekonstruktion in den jeweiligen Detektorkomponenten des CB-ELSA Experiments beschrieben. Auf die Präparation bestimmter Endzustände wird im nächsten Kapitel eingegangen.

Aus einem Ereignis können folgende Informationen gewonnen werden, die dann der weiteren Analyse zur Verfügung stehen:

- Das Crystal-Barrel-Kalorimeter liefert für Photonen den vollständigen Vierervektor. Für geladene Teilchen steht nur die Ortsinformation zur Verfügung, da diese nicht ihre ganze Energie in den Kristallen deponieren (Kapitel 3.1.1).
- Der Innendetektor liefert die Information, ob ein Teilchen, welches das Crystal-Barrel-Kalorimeter getroffen hat, geladen war oder nicht (Kapitel 3.1.2).
- Der Tagger liefert die Energie des primären Bremsstrahlphotons, welches auf das Target getroffen ist (Kapitel 3.2).
- Das Flugzeitspektrometer liefert den Viererimpuls eines durch die vordere Öffnung des Crystal-Barrel-Kalorimeters entwichenen Protons (Kapitel 3.3).

3.1 Teilchenrekonstruktion im Crystal-Barrel-Kalorimeter

3.1.1 Photonenrekonstruktion

Trifft ein Photon auf einen der CsI(Tl)-Kristalle des Crystal-Barrel-Detektors, so zerfällt es bei den im Experiment vorherrschenden Photonenenergien von bis zu 2000 MeV sofort durch Paarerzeugung in ein Positron-Elektron Paar. Diese beiden Teilchen wiederum emittieren hochenergetische Photonen, welche weitere Positron-Elektron Paare erzeugen. Dieser Prozess setzt sich fort, bis die Teilchen niederenergetisch genug sind, dass sie ihre Energie ohne weitere Teilchenerzeugung an den Kristall abgeben. Dort wird die Energie in Szintillationslicht umgewandelt.

Dieser lawinenartige Prozess wird als Schauer bezeichnet. Seine longitudinale Ausdehnung wird durch die Strahlungslänge X_0 und seine transversale Ausdehnung durch den Molière-Radius R_M bestimmt. Beide sind materialabhängig und betragen für CsI(Tl) $X_0 = 1.86$ cm und $R_M = 3.8$ cm. Eine Kristall-Länge von 30 cm entspricht dann 16.1 Strahlungslängen und enthält über 99 % der Schauerenergie.

Transversal entsprechen 99 % der Schauerenergie einer Ausdehnung von 3.5 Molière-Radien, also 13.3 cm. Dies bedeutet, dass sich ein Schauer über mehrere Kristalle erstreckt.

Als ersten Schritt der Rekonstruktion muss dem ADC-Wert des Detektors eine Energie zugewiesen werden. Da die Vorgänge in Kristall, Wellenlängenschieber, Photodiode, Vorverstärker, Kabel, Shaper und ADC linear bezüglich der Energie sind, reicht es, jedem Kristall eine Kalibrationskonstante zuzuweisen. Diese wird iterativ bestimmt, indem die Konstanten so lange verändert werden, bis der π^0 -Peak im invarianten Massenspektrum der beiden Zerfallsphotonen auf dem Wert 134.98 MeV liegt. Eine ausführliche Beschreibung der Kalibration des Crystal-Barrel-Detektors findet man in [Jun 00].

Ist jedem angesprochenem Kristall eine Energie zugewiesen, wird als nächstes überprüft, ob die Kristallenergie über 1 MeV liegt, um das Rauschen zu unterdrücken. Benachbarte Kristalle werden dann zu einem Cluster zusammengefasst. Könnte man sicher sein, dass der Cluster nur von einem Teilchen erzeugt wird, würde man seine gesamte Energie einem PED¹ zuordnen. Dabei repräsentiert ein PED ein im Crystal-Barrel-Kalorimeter rekonstruiertes Teilchen. Es kann aber sein, dass ein Cluster von zwei oder mehreren Teilchen, die das Crystal-Barrel-Kalorimeter in geringem Abstand getroffen haben, erzeugt wird. Um diesen Fall zu berücksichtigen wird überprüft ob der Cluster mehrere Energiemaxima enthält. Ist dies der Fall muss die Clusterenergie auf mehrere PEDs verteilt werden. Dies geschieht mit Hilfe der sogenannten Neun-Energien. Die Neun-Energie E_9^i des i-ten Kristalls eines Clusters ist definiert als die Kristallenergie E_{ZKr}^i plus die Summe seiner acht Nachbarkristalle:

$$E_9^i = E_{ZKr}^i + \sum_{j=1}^8 E_j. \quad (3.1)$$

Für einen Kristall k, der sich in unmittelbarer Nachbarschaft mehrerer lokaler Maxima befindet, berechnet sich sein Anteil an der Neun-Energie des Kristalls i nach folgender Formel:

$$E_{\text{Anteil-von-i}}^k = \frac{E_{ZKr}^i}{\sum_j E_{ZKr}^j} \cdot E^k. \quad (3.2)$$

Dabei läuft der Index j über die k benachbarten Kristalle. Die PED-Energie ist nun die mit den Neun-Energien gewichtete Clusterenergie.

$$E_{PED}^i = \frac{E_9^i}{\sum_j E_9^j} \cdot E_{Cl}. \quad (3.3)$$

¹Particle Energy Deposit.

	Schwelle [MeV]
Einzelkristall	1
Zentralkristall	13
PED	20
Cluster	20

Tabelle 3.1: Typische Schwellenwerte.

Hier läuft der Index j über die lokalen Maxima.

Eine Struktur mit mehreren lokalen Maxima in einem Cluster kann nicht nur durch mehrere Teilchen hervorgerufen werden, sondern auch durch statistische Fluktuationen eines Schauers. Diese Maxima werden als Split-Offs bezeichnet. Sie haben eine geringe Energie, welche bei 10 MeV einen scharfen Peak aufweist. Um eine falsche Identifizierung der Photonenzahl zu vermeiden, werden weitere Schwellen eingeführt. Diese dürfen allerdings nicht zu hoch angesetzt werden, um die Identifikation der niederenergetischen Photonen nicht zu unterdrücken. Die Werte in Tabelle 3.1 liefern nach Untersuchungen das beste Ergebnis.

Die nach obigem Verfahren bestimmte Energie muss noch bezüglich des Materials, welches sich zwischen Target und Kristallen befindet, korrigiert werden. Da das Crystal-Barrel-Kalorimeter ϕ -symmetrisch ist, hängt diese Korrektur nur von θ und der Energie E ab. Aus Monte-Carlo-Studien hat sich folgender empirischer Verlauf der Korrekturfunktion ergeben [Fab 03]:

$$E_{korr}(\Theta, E) = (k_0(\Theta) + k_1(\Theta) \cdot e^{-k_2(\Theta) \cdot E}) \cdot k_3 \cdot E^{k_4} + k_5. \quad (3.4)$$

Dabei gibt es 13 diskrete Θ -Werte für die 13 Kristallringe einer Barrelhälfte. Da beide Barrelhälften symmetrisch sind, müssen die Korrekturfunktionen nur für eine Barrelhälfte bestimmt werden. Eine typische Korrekturfunktion für $\Theta = 3$ zeigt Abbildung 3.1.

Neben der Energie benötigt man für jedes PED zusätzlich noch den Winkel. Würde man den Winkel über den Mittelpunkt des hauptsächlich angesprochenen Zentralkristalls bestimmen, hätte man eine Winkelauflösung von etwa 6° sowohl in θ als auch in ϕ . Einen genaueren Wert erhält man, wenn man die Informationen der Nachbarkristalle hinzunimmt und eine gewichtete Rekonstruktion vornimmt. Dabei wird für jeden Kristall ein Wichtungsfaktor bestimmt und dann über die Positionen aller Kristalle summiert:

$$\phi_{PED} = \sum_{kr} \frac{w_{Kr}}{W} \cdot \phi_{Kr} \quad (3.5)$$

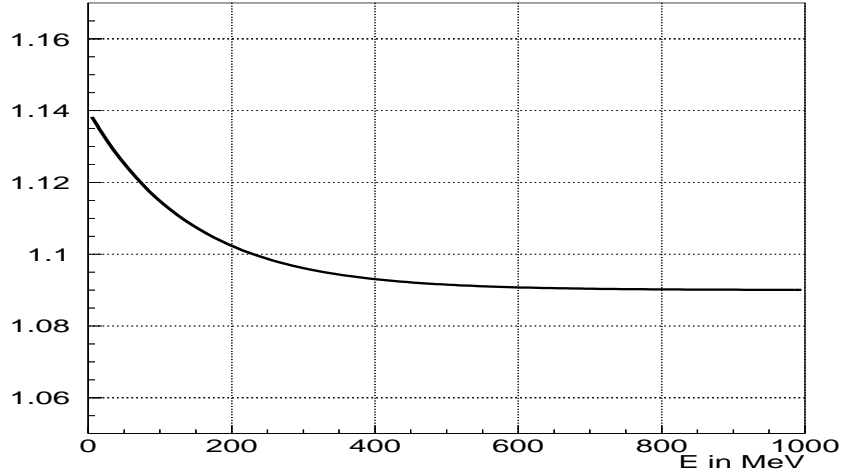


Abbildung 3.1: Verlauf einer typischen Energie-Korrekturfunktion (aus [Fab 03])

$$\theta_{PED} = \sum_{kr} \frac{w_{Kr}}{W} \cdot \theta_{Kr} \quad (3.6)$$

mit

$$W = \sum_{kr} w_{Kr}. \quad (3.7)$$

Es bleibt noch die Art der Wichtung zu bestimmen. Naheliegender erscheint zunächst eine lineare Wichtungsfunktion,

$$w_{Kr} = \frac{E_{Kr}}{E_{PED}} \quad (3.8)$$

wie sie auch am CB-LEAR Experiment eingesetzt wurde. In Monte-Carlo-Simulationen zeigte sich jedoch, dass eine logarithmische Wichtung zu besseren Resultaten führt [Jun 00]. Die hier benutzte Wichtung ist dementsprechend die folgende:

$$w_{Kr} = \max \left\{ 0; P + \ln \left(\frac{E_{kr}}{E_{PED}} \right) \right\} \quad (3.9)$$

Der Parameter P legt dabei sowohl den minimalen Anteil an der Schauerenergie eines Kristalls fest, um noch in der Wichtung berücksichtigt zu werden, als auch die Stärke der Gewichtung der Kristalle mit zunehmender Energie. Die besten Ergebnisse wurden in den Monte-Carlo-Simulationen mit einem Wert von $P = 4.25$ erzielt.

3.1.2 Identifikation geladener Teilchen

Für die Feststellung, ob ein Teilchen, welches den Crystal-Barrel-Detektor getroffen hat, geladen war, reicht der Crystal-Barrel-Detektor alleine nicht aus. Diese Frage

ist jedoch sehr wichtig, da geladene Teilchen in den Kristallen nur einen Teil ihrer Energie deponieren. Aus diesem Grund kann für sie im Gegensatz zu den Photonen kein Vierervektor angegeben werden.

In mehreren bereits erschienenen, oder in Vorbereitung befindlichen Arbeiten [Kop 02, Bar 04, Pee 03, Fab 03, Hor 04, Lot 05, Jun 05, Fuc 05] wurden primär Reaktionen der Art $\gamma p \rightarrow p + n\gamma$, also die Produktion von Mesonen, welche direkt oder indirekt in Photonen zerfallen, untersucht. Dabei wurde das Proton im Endzustand ebenfalls im Crystal-Barrel-Detektor nachgewiesen. In dieser Arbeit wird dagegen das finale Proton im Flugzeitspektrometer nachgewiesen. Es werden aber auch Reaktionen untersucht, die im Endzustand zwei geladene Pionen enthalten, welche den Crystal-Barrel-Detektor treffen. Dabei geht leider die Überbestimmtheit verloren, was zu mehr Untergrundereignissen führt (siehe auch Kapitel 5.1).

Zusätzlich zur Identifizierung geladener Teilchen bei der Offline-Analyse wird im Trigger verlangt, dass entweder ein Ereignis im Flugzeitspektrometer und/oder ein geladenes Ereignis im Crystal-Barrel-Detektor stattgefunden hat. Auf diese Weise wird sichergestellt, dass Ereignisse mit Protonen im Endzustand zu den vom Trigger vorselektierten gehören.

Zur Identifikation der geladenen Ansprecher dient der Innendetektor (siehe Kapitel 2.2.4). Auf seinem Weg vom Target zu den Kristallen durchfliegt ein geladenes Teilchen den Innendetektor und erzeugt Ansprecher in den szintillierenden Fasern. Idealerweise würde in jeder der drei Lagen jeweils eine Faser ansprechen, in der Realität kann es jedoch vorkommen, dass ein Teilchen Ansprecher in mehreren nebeneinanderliegenden Fasern erzeugt. Um dies zu berücksichtigen werden solche Ansprecher zu einem Faser-Cluster gemittelt. Da immer 16 Fasern auf einen 16-Kanal-SEV gelegt werden, kann es zu Übersprechern kommen, die Ansprecher in der gleichen Lage vortäuschen. Diese Übersprecher werden von der Rekonstruktionssoftware erkannt und dem Cluster hinzugefügt [Jun 04].

Um aus den Ansprechern in den verschiedenen Lagen den Durchstoßpunkt zu berechnen, werden die Zylindermäntel der Lagen von der Rekonstruktionssoftware imaginär „aufgeschnitten“, abgerollt und übereinandergelegt. Da die Zylindermäntel unterschiedlich groß sind, werden die beiden inneren auf die Größe des äußeren gestreckt. Der Durchstoßpunkt ergibt sich dadurch als der Schnittpunkt der Geraden der angesprochenen Fasern.

Zur endgültigen Identifikation werden die Informationen aus dem Innendetektor und dem Crystal-Barrel-Detektor kombiniert. Dieser Vorgang wird als „global Tracking“ bezeichnet. Dabei werden die Ortsvektoren der rekonstruierten Ereignisse im Innendetektor und im Crystal-Barrel-Detektor miteinander verglichen. Für jeden Ortsvektor des Innendetektors wird der Ortsvektor des Crystal-Barrel-Detektors gesucht,

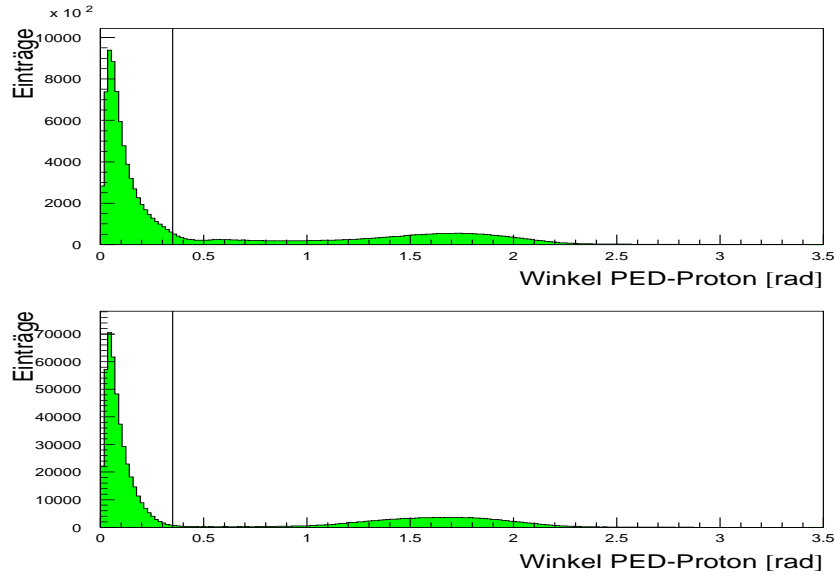


Abbildung 3.2: Minimale Winkel für Trffer im Innendetektor und PED im Crystal-Barrel-Kalorimeter für für reale Daten(oben) und simulierte $p\pi^0$ -Ereignisse (aus [Fab 03]).

der den kleinsten Winkel zu ersterem bildet. Die Verteilung dieser Winkel zeigt Abbildung 3.2. Wie erwartet liegt das scharf gepeakte Maximum bei kleinen Winkeln. Es existiert jedoch ein „Schwanz“ aus Ereignissen, für die es keine sinnvolle Kombination der Informationen der beiden Detektoren gibt. Aus diesem Grund wird bei einem Winkel von 20° geschnitten.

3.2 Rekonstruktion der Tagging-Energie

Die Energie des primären Photons wird mit der Tagging-Anlage bestimmt (siehe Kapitel 2.2.1). Idealerweise würde das im Magneten abgelenkte Elektron einen Draht in der Proportionalkammer und den dahinter liegenden Szintillator treffen. Mit einer vorher angefertigten Kalibration hätte man dann eindeutig die zu diesem Draht gehörende Photonenergie. Im realen Experiment kommt es jedoch aus verschiedenen Gründen zu Mehrfachansprechern. Ein durchfliegendes Elektron führt in der Proportionalkammer häufig zu mehr als einem Drahtansprecher. Außerdem können im Zeitfenster mehrere Elektronen des Magneten den Tagger treffen, oder es werden gleichzeitig rückgestreute Elektronen aus dem Beamdump nachgewiesen. Desweiteren können zusätzliche Treffer durch Rauschen in der Elektronik vorgetäuscht werden. Um diesen Untergrund zu unterdrücken, wurden bei der Taggerrekonstruktion folgende Maßnahmen ergriffen [Fab 03, CrF 01]:

Da sich die beiden Proportionalkammern des Taggers überlappen, werden Drähte im Überlappungsbereich verworfen und die Drähte neu durchnummeriert. Auf diese Weise stehen der Analyse 348 virtuelle Drahtnummern zur Verfügung. Von den angesprochenen Drähten werden alle die verworfen, die keinen Ansprechere in dem zugehörigen Szintillator aufweisen. Ein Ansprechere im Szintillator liegt vor, wenn mindestens einer der ADC-Werte über einer festgelegten Schwelle von typisch 50 Kanälen liegt und die beiden TDC-Werte in einem Fenster von 200 Kanälen um den Prompt-Peak liegen. Alle verbleibenden Drähte werden zu sogenannten Clustern zusammengefasst. Ein Cluster besteht aus allen Drahtansprechern, die entweder direkt nebeneinander liegen oder zwischen denen maximal ein Drahtansprecher fehlt. Der zentrale Draht des Clusters wird dann zur Energiebestimmung verwendet.

Um die zu dem Draht zugehörige Energie zu bestimmen, benötigt man zuerst eine Kalibrationsfunktion. Diese wurde über zwei unterschiedliche Methoden gewonnen [Fab 03]. Die eine ist eine sogenannte *Einschusseichung*. Dabei wird das Radia-tortarget vor dem Tagging-Magneten entfernt und der Elektronenstrahl direkt auf den Tagger geschossen. Aus der bekannten Energie des ELSA Elektronenstrahls lässt sich damit der Tagger kalibrieren. Diese Methode hat jedoch einige Nachteile. Aufgrund der Sättigungsgrenze des Taggingmagneten kann so nur die obere Kammer kalibriert werden. Die andere Kammer muss anschließend durch eine Extrapolation unter Benutzung einer Simulation des Taggingssystems kalibriert werden. Da die Proportionalkammern keine zu großen Raten vertragen, muss der Strahlstrom bei der Kalibrationsmessung gegenüber dem normalen Experiment reduziert werden, was zu zusätzlichen Unsicherheiten führt. Außerdem ist die Einschusseichung aufwendig und kann nicht bei jeder Strahlzeit wiederholt werden. Mit Hilfe der Einschusseichung wurde für die 1.4 GeV und die 3.2 GeV Strahlzeit jeweils ein Polynom 7. Ordnung bestimmt.

Dieses Ergebnis wurde mit einer alternativen Methode überprüft [Fab 03]. Da die Messung z.B. der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ überbestimmt ist, kann man über einen kinematischen Fit die einlaufende Protonenenergie rekonstruieren. Dabei geht man davon aus, dass die Kalibrationsfunktion, welche aus der Einschussmessung bestimmt wurde, korrekt ist, und betrachtet dann die Pulls² der primären Photonenergie. Weicht das Maximum der Pulls von Null ab, bedeutet dies, dass die Energie systematisch falsch gemessen wurde. In einem iterativen Prozess wird die Kalibrationsfunktion skaliert und anschließend die Daten erneut analysiert, bis die Pulls symmetrisch um Null verteilt sind. Dabei stellte sich heraus, dass auch die Angabe der Elektronenenergie in ELSA korrigiert werden musste. Die rekonstruierte Energie ist nun [Fab 03]:

²Als Pulls bezeichnet man die auf den Messfehler normierten Residuen des Fits.

$$E_\gamma(x) = E_{ELSA} - k \cdot (E_0 - E_\gamma^{HW}(x)) \quad (3.10)$$

Dabei ist $E_\gamma^{HW}(x)$ die ursprüngliche Hardwarekalibration, E_0 die offizielle Elektronenenergie von 1400 MeV bzw. 3200 MeV, E_{ELSA} die korrigierte Elektronenenergie von 1395 MeV bzw. 3175 MeV und k ein Skalierungsfaktor. Der Wert für k liegt bei 1.0100 und man kann aus [Fab03] eine Unsicherheit für k von 0.0025 abschätzen. In Kapitel 5.3 wird gezeigt, dass durch Auswertung der η -Schwelle die Kalibrierung noch weiter verbessert werden kann.

Von den so rekonstruierten Ereignissen des Taggers werden für die Analyse in dieser Arbeit nur die Ereignisse berücksichtigt, die eine einzige eindeutige Photonenergie liefern.

3.3 Teilchenrekonstruktion im Flugzeitspektrometer

Wie in Kapitel 2.2.5 beschrieben, besteht das Flugzeitspektrometer aus vier Wänden zu je 14 szintillierenden Latten. Die Wände sind so aufgestellt, dass sie hintereinander stehen, wobei die Latten der ersten und dritten Wand horizontal und die der zweiten und vierten Wand vertikal stehen. Das in einer Latte erzeugte Licht wird auf beiden Seiten von einem SEV ausgelesen. Pro Röhre wird ein TDC- und ein ADC-Signal gebildet und gespeichert. Damit stehen pro Latte vier Informationen zur Verfügung, im Folgenden TDC_L , TDC_R , ADC_L und ADC_R genannt, aus denen man folgende Größen berechnen kann:

1. Aus der Summe $TDC_{sum} = TDC_L + TDC_R$ erhält man die Gesamtflugzeit des Teilchens, wie aus Abbildung 3.3 und folgender Formel deutlich wird:

$$\begin{aligned} TDC_{sum} &= TDC_L + TDC_R \\ &= T_L + T_R + 2T_F \\ &= 2T_F + const \end{aligned} \quad (3.11)$$

Die Flugzeit in der Latte ist unabhängig vom Auftreffort und kann in der Kalibration aufgehen. Aus der Flugzeit lässt sich bei bekannter Masse die Energie des Teilchens nach der Formel

$$E = \sqrt{\left(\frac{m}{\sqrt{\tau^2 - 1}}\right)^2 + m^2} \quad (3.12)$$

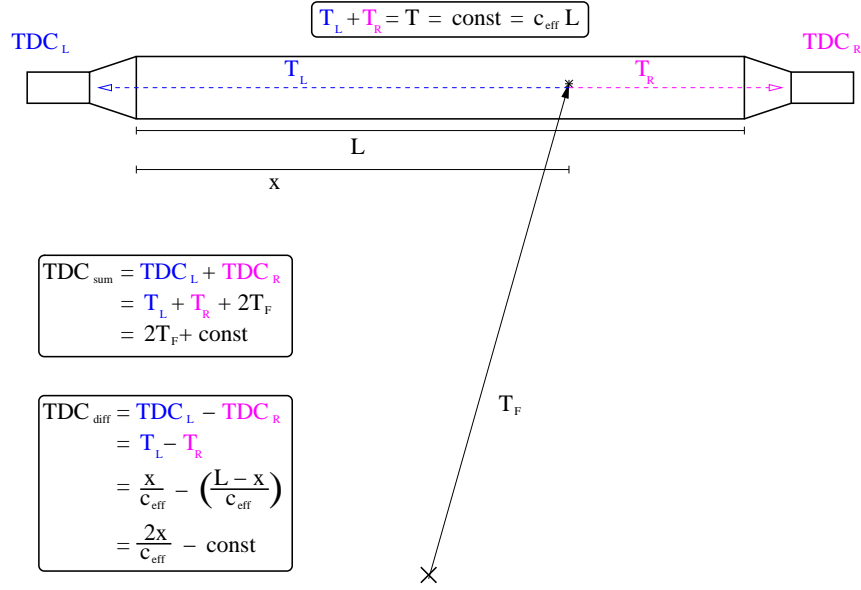


Abbildung 3.3: Diese Abbildung zeigt schematisch eine Latte des Flugzeitspektrometers, die von einem Teilchen getroffen wird. Das Teilchen startet im Target, welches als Kreuz am unteren Bildrand dargestellt ist. Nach der Flugzeit T_F trifft es die Latte der Breite L im Abstand x vom linken Rand des Szintillators. Das Szintillationslicht breitet sich mit der effektiven Lichtgeschwindigkeit c_{eff} aus und erreicht nach der Zeit T_L die linke bzw. nach der Zeit T_R die rechte Röhre. Die Gesamtzeit bis zum Erreichen der Röhren wird digitalisiert und als TDC_L und TDC_R bezeichnet.

mit

$$\tau = \frac{1}{\beta} = \frac{c}{v} = \frac{c}{\text{Flugstrecke}} \cdot T_F \quad (3.13)$$

berechnen. Im Folgenden wird anstelle der in der Kinematik üblichen Größe β deren Inverses, welches hier mit τ bezeichnet wird, benutzt. Der Vorteil dabei ist, dass τ direkt proportional zu der Flugzeit T_F ist.

2. Aus der Differenz $TDC_{\text{diff}} = TDC_L - TDC_R$ erhält man den Auftreffort des Teilchens in der Latte, da (siehe auch Abbildung 3.3)

$$\begin{aligned} TDC_{\text{diff}} &= TDC_L - TDC_R \\ &= T_L - T_R + T_F - T_F \\ &= \frac{x}{c_{\text{eff}}} - \left(\frac{L-x}{c_{\text{eff}}} \right) \\ &= \frac{2x}{c_{\text{eff}}} - \text{const.} \end{aligned} \quad (3.14)$$

3. Der Auftreffort lässt sich auch aus den ADCs berechnen. Die Lichtintensität folgt einem Exponentialgesetz

$$I = I_0 e^{-\frac{x}{\lambda}}. \quad (3.15)$$

wobei I_0 die ursprüngliche Intensität am Auftreffort und λ die Abschwächlänge ist. Da die ADCs die Lichtintensität am SEV angeben gilt für den Quotienten

$$\frac{ADC_L}{ADC_R} = \frac{I_0 e^{-\frac{x}{\lambda}}}{I_0 e^{-\frac{(L-x)}{\lambda}}} = e^{\frac{x}{\lambda}} e^{\frac{(L-x)}{\lambda}} = e^{\frac{2x-L}{\lambda}} \quad (3.16)$$

Somit ist der Logarithmus des Quotienten

$$\log \left(\frac{ADC_L}{ADC_R} \right) = \frac{2}{\lambda} x - \frac{L}{\lambda} \quad (3.17)$$

linear in x und kann zur Ortsbestimmung verwendet werden. Da die zu erreichende Ortsauflösung mit den ADCs deutlich unter der der TDCs liegt (siehe auch Kapitel 3.3.1), wird in der Rekonstruktion die TDC-Differenz bevorzugt und der ADC-Quotient nur bei Fehlen eines der TDCs zur Effizienzverbesserung herangezogen.

4. Aus der exponentiellen Abschwächung der Lichtintensität ergibt sich sofort für das Produkt der ADCs

$$ADC_L \cdot ADC_R = I_0 e^{-\frac{x}{\lambda}} \cdot I_0 e^{-\frac{L-x}{\lambda}} = I_0^2 \cdot e^{-\frac{L}{\lambda}}. \quad (3.18)$$

Damit ist das ADC-Produkt ein vom Auftreffort unabhängiges Maß für die vom Teilchen deponierte Energie. Dies kann zur Teilchenidentifikation herangezogen werden, wie in Kapitel 3.3.3 beschrieben ist.

3.3.1 Kalibration des Ortes

Wie in Kapitel 3.3 beschrieben, kann der Auftreffort des Teilchens beim Flugzeitspektrometer auf zwei Arten berechnet werden: Sowohl über die Differenz der TDCs als auch über den Logarithmus des Quotienten der ADCs.

Zur Kalibration benötigt man eine Information über den wirklichen Ort. Durch den besonderen Aufbau des Flugzeitspektrometers liegt es nahe, dafür eine benachbarte Wand zu benutzen. Dabei fordert man zusätzlich zum Ansprecher in der zu kalibrierenden Latte einen koinzidenten Ansprecher in einer Latte der benachbarten Wand. Da die Latten benachbarter Wände immer orthogonal zueinander sind, wird durch die Projektion der benachbarten Wand auf die Latte ein etwa 20 cm x 20 cm großer

Ausschnitt der zu kalibrierenden Latte definiert, durch den das Teilchen hindurchgeflogen sein muss. Die Größe des Ausschnitts variiert, da die Teilchen nicht überall senkrecht auf die Wand treffen, sondern vor allem in den Randbereichen schräg vom Target auftreffen. Dieser Ausschnitt wird im Weiteren als Pad bezeichnet.

Abbildung 3.4 zeigt im oberen Bild die TDC-Differenzen von Latte Nr. 7 in Wand 1 und im unteren Bild die Logarithmen der ADC-Quotienten der selben Latte. Die Daten stammen aus der 1.4 GeV Strahlzeit. Die so erhaltenen Verteilungen werden mit einer Normalverteilung gefittet und die Mittelpunkte gegen die Mittelpunkte der Pads aufgetragen, wie in Abbildung 3.4 zu sehen ist. Man sieht hier gut den linearen Zusammenhang, welcher aus Gleichung 3.14 und 3.17 folgt.

Die in [Lan 99] beschriebenen systematischen nichtlinearen Abweichungen in den Randbereichen der Latte werden hier nicht berücksichtigt, da diese vom Crystal-Barrel abgeschattet werden und dort auftreffende Teilchen nicht ausgewertet werden. Deshalb wird hier, anders als in [Lan 99], nur mit einem linearen Fit gearbeitet und dadurch die Effizienz der Rekonstruktionssoftware verbessert.

Ein weitaus größeres Problem sieht man in Abbildung 3.5. Die hier gezeigten Pad-Verteilungen stammen aus der 3.2 GeV Strahlzeit. Durch den hier stärker vorhandenen unkorrelierten Untergrund (siehe auch Kapitel 3.3.3) entstehen „Geisterpeaks“. Diese erschweren grundsätzlich eine automatisierte Kalibration, da man nicht nur wie in der 1.4 GeV Strahlzeit einen einzigen Peak finden und fitten muss. Gerade in der Mitte der Latte ist die Trennung der beiden Peaks schwierig und machte ursprünglich ein Nachfitten per Hand über einen eng gewählten Bereich des Histogramms nötig. Die Situation verbessert sich allerdings, wenn man zusätzliche Schritte durchführt. In Abbildung 3.5 wurde erst ein Protonschnitt (siehe Kapitel 3.3.3) verlangt (grünes Histogramm), darüber hinaus wurde verlangt, dass in beiden gekreuzten Latten nur ein einziges Teilchen registriert wurde (blaues Histogramm). Durch diese Maßnahmen kann der Geisterpeak stark unterdrückt werden.

Die aus den Geradenfits erhaltenen Parameter werden dann in die Datenbank der Analysesoftware eingetragen.

3.3.2 Kalibration der Flugzeit

Für die Kalibration der Summe TDC_{Sum} der beiden TDCs einer Latte betrachtet man ähnlich wie in Kapitel 3.3.1 zwei koinzident angesprochene Latten verschiedener Wände. Dabei müssen hier allerdings die Latten nicht notwendigerweise gekreuzt sein. Geht man näherungsweise davon aus, dass die Geschwindigkeit des Teilchens konstant ist, kann man zur Bestimmung der Offsets folgende Gleichung verwenden [Lan 99]:

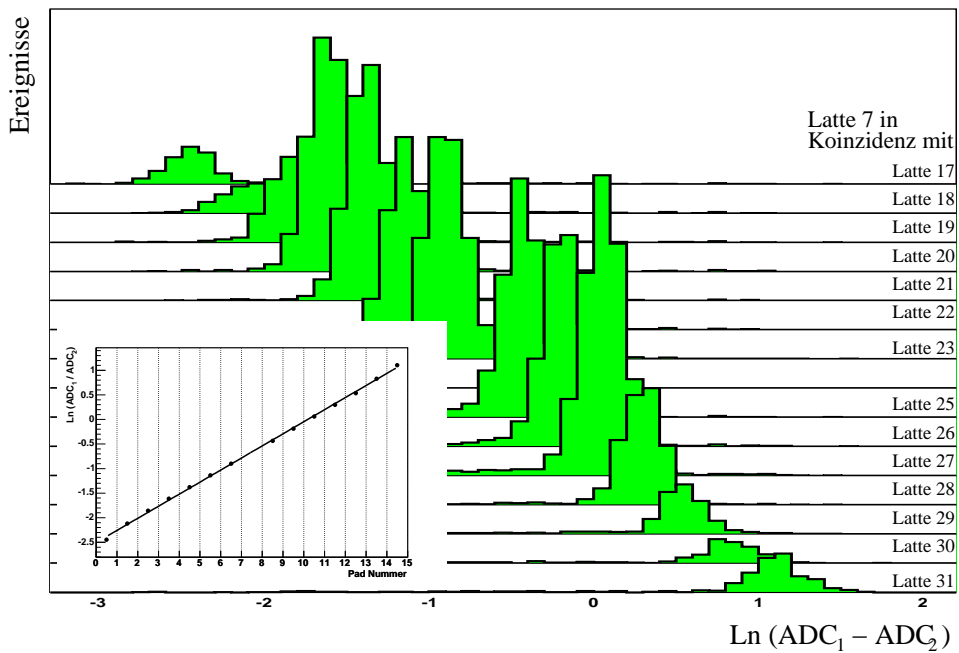
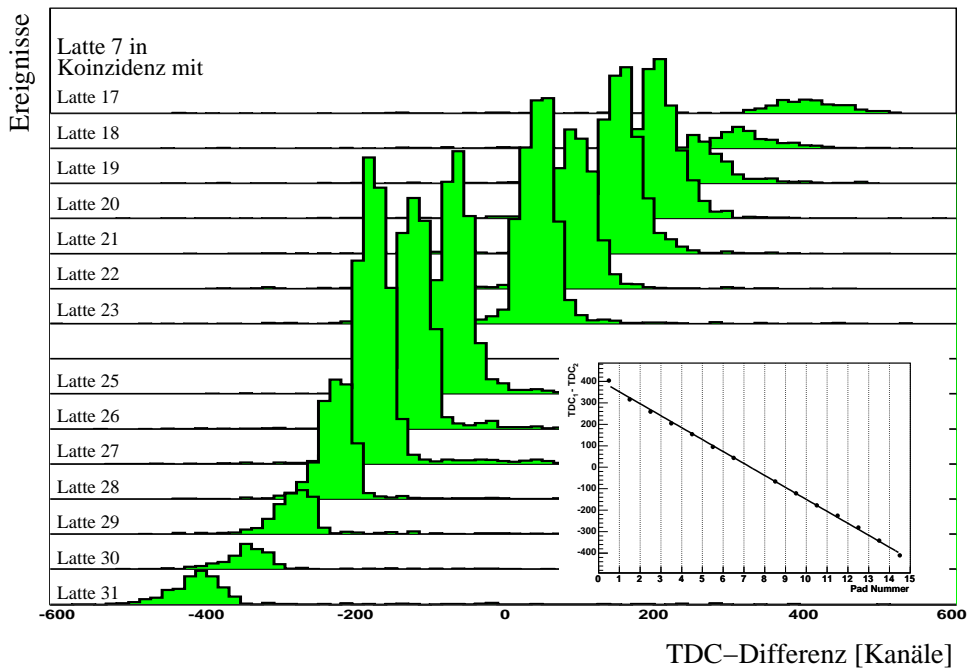


Abbildung 3.4: Schnitthistogramme für die Ortseichung. Das obere Bild zeigt die TDC-Differenz von Latte 7, jeweils geschnitten auf eine gekreuzte Latte in Wand 2. Das kleine eingefügte Bild zeigt die Mittelwerte aufgetragen gegen die Pad Nummer. Im unteren Bild ist das gleich dargestellt mit dem Logarithmus der ADC Differenz.

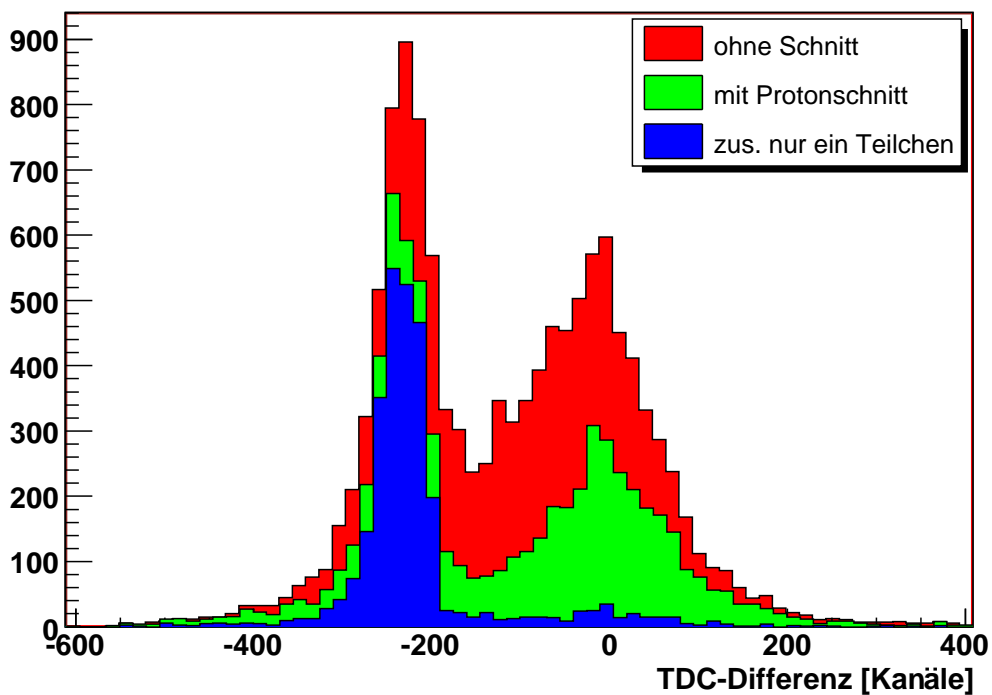


Abbildung 3.5: TDC-Differenz-Spektrum Latte 7 mit Schnitt auf Latte 12. Das rote Histogramm zeigt das Rohspektrum. Für das grüne wurde zusätzlich ein Protonschnitt verlangt und für das blaue zusätzlich, dass in beiden Latten nur ein einziges Teilchen nachgewiesen wurde.

$$\Omega_{ij} = \frac{Offset_i}{s_i} - \frac{Offset_j}{s_j} = \frac{TDC_{Sumj}}{s_j} - \frac{TDC_{Sumi}}{s_i}. \quad (3.19)$$

Dabei ist TDC_{Sumi} die TDC-Summe der Latte i , s_i die Flugstrecke des Teilchens und $Offset_i$ der zu bestimmende Kalibrationsoffset. Da effektiv in die Differenzen nur das Verhältnis der Flugstrecken s_i und s_j eingeht, kann man diese nach dem Strahlensatz der Geometrie durch die für jedes Ereignis konstanten Abstände der beiden Wände ersetzen.

Im ersten Schritt wird aus den Daten der Mittelwert $\bar{\Omega}_{ij}$ für die einzelnen Lattenkombinationen gebildet. Gleichzeitig wird der Mittelwert aller Lattenkombinationen $\bar{\Omega}_{total}$ berechnet. Ist nun zum Beispiel der Wert $\bar{\Omega}_{ij}$ größer als $\bar{\Omega}_{total}$, kann dies durch Verkleinerung von $Offset_i$ oder durch Vergrößerung von $Offset_j$ ausgeglichen werden. In weiteren Schritten werden die Offsets iterativ verändert bis alle $\bar{\Omega}_{ij}$ angeglichen sind.

Auf diese Weise kann man die TDC-Summen der Latten einer Wand relativ kalibrieren. Zur Bestimmung der absoluten Flugzeit muss noch für jede Wand ein zusätzlicher Offset bestimmt werden. Dieser wird mit Hilfe von Protonen mit maximaler Energiedeposition in der Latte festgelegt (siehe Abbildung 3.6 und die Erklärung zum Protonschnitt in Kapitel 3.3.3).

3.3.3 Identifikation des Protons

Am Anfang der Rekonstruktion werden als in einem ersten Schritt alle ADCs verworfen, die unter einem Schwellenwert liegen. Dies ist nötig, da für das Flugzeitspektrometer im Gegensatz zum Crystal-Barrel-Detektor die Pedestals beim Wegschreiben nicht unterdrückt werden. Anschließend werden die ADCs und TDCs einer Latte zu einer logischen Einheit zusammengefasst, die in der Analysesoftware als Klasse `ToFBar` implementiert ist. Diese wird für jede Latte initialisiert und dabei folgende Schritte unternommen:

- Zunächst wird die Position des Treffers auf der Latte bestimmt. Diese wird bevorzugt aus der TDC-Differenz berechnet. Fehlt ein TDC für die Latte wird sie aus dem ADC-Quotienten berechnet.
- Anschließend wird der Ortsvektor des Treffers bestimmt. Die Wände stehen orthogonal zur Z-Richtung, wobei die horizontal ausgerichteten Latten in X-Richtung und die vertikal ausgerichteten in Y-Richtung zeigen. Die entlang der Latte liegende Koordinate wird aus der im vorigen Punkt festgesetzten Position bestimmt. Für die andere wird der Mittelpunkt der Latte an dieser Position gewählt. Für die Z-Koordinate wird schließlich die Entfernung Target-Wand eingetragen.

- In einem dritten Schritt wird die TDC-Summe berechnet. Fehlt ein TDC wird dieser vorher aus der Position berechnet. Aus der TDC-Summe und den in Kapitel 3.3.2 bestimmten Offsets wird die in 3.13 definierte Größe τ bestimmt.
- Zum Abschluss wird das ADC-Produkt normiert. Da die absolute deponierte Energie für die Rekonstruktion nicht benötigt wird, wurde auf eine Kalibration verzichtet. Für den weiter unten beschriebenen Protonschnitt ist jedoch eine relative Normierung der ADC-Produkte aller Latten einer Wand nötig.

Sind alle Latten initialisiert, wird nach Koinzidenzen zwischen gekreuzten Latten gesucht. Dabei wird gefordert, dass beide Latten zwei ADC-Ansprecher haben und mindestens eine Latte mindestens einen TDC-Ansprecher hat, da anderenfalls kein Vierervektor rekonstruiert werden kann. Als Nächstes wird überprüft, ob der Ort in beiden Latten auch im Bereich der Kreuzung liegt. Ist dies der Fall, wird eine Instanz der Klasse `TofHit` in eine Hitliste gefüllt. Weiterhin werden beide Latten als gekreuzt markiert. Sind alle Koinzidenzen gefunden, wird nach den Latten gesucht, für die ein Treffer vorliegt, die aber nicht als gekreuzt markiert sind. Auch für diese wird eine Instanz der Klasse `TofHit` der Hitliste hinzugefügt.

Die Klasse `TofHit` nimmt bei der Initialisierung ein oder zwei Objekte der Klasse `TofBar` entgegen, führt eine Reihe von Schnitten durch und definiert über diese einen mit Ranking bezeichneten Qualitätsparameter. Weiterhin werden alle Größen eines Vierervektors bestimmt und bei Bedarf zur Verfügung gestellt.

Das wichtigste Kriterium ist dabei der sogenannte Protonschnitt. Dieser ist in Abbildung 3.6 dargestellt. In diesem Histogramm ist auf der Abszisse τ aufgetragen, welches umgekehrt proportional zur Energie des Teilchens ist. Auf der Ordinate ist das normierte Produkt der ADCs aufgetragen, welches ein direktes Maß für die in der Latte deponierte Energie ist. Das Histogramm in Abbildung 3.6 enthält die Überlagerung aus allen Latten der ersten Wand in der 1.4 GeV Strahlzeit. Das Zusammenfassen aller Latten einer Wand macht die oben erwähnte Normierung der ADC-Produkte notwendig.

Links im Bild bei $\tau = 1$ sieht man die mit Lichtgeschwindigkeit fliegenden Teilchen. Hier konzentriert sich der elektromagnetische Untergrund aus Elektronen, Positronen und Photonen. Rechts daneben sieht man eine hakenförmige Struktur. Diese Struktur wird primär von den Protonen hervorgerufen. Nach der Bethe-Bloch-Gleichung deponieren die Protonen immer mehr Energie im Szintillator je langsamer sie werden. Dies erklärt den ansteigenden Teil des Hakens. Ab einem bestimmten Punkt werden die Protonen vollständig im Szintillator gestoppt und deponieren ihre gesamte kinetische Energie. Dies erklärt den absteigenden Teil. Das im unteren Teil des Bildes zu sehende horizontale Band wird von Lichtgeschwindigkeitsteilchen erzeugt. Hier wurden die TDCs von einem Taggersignal gestartet, welches nicht zu

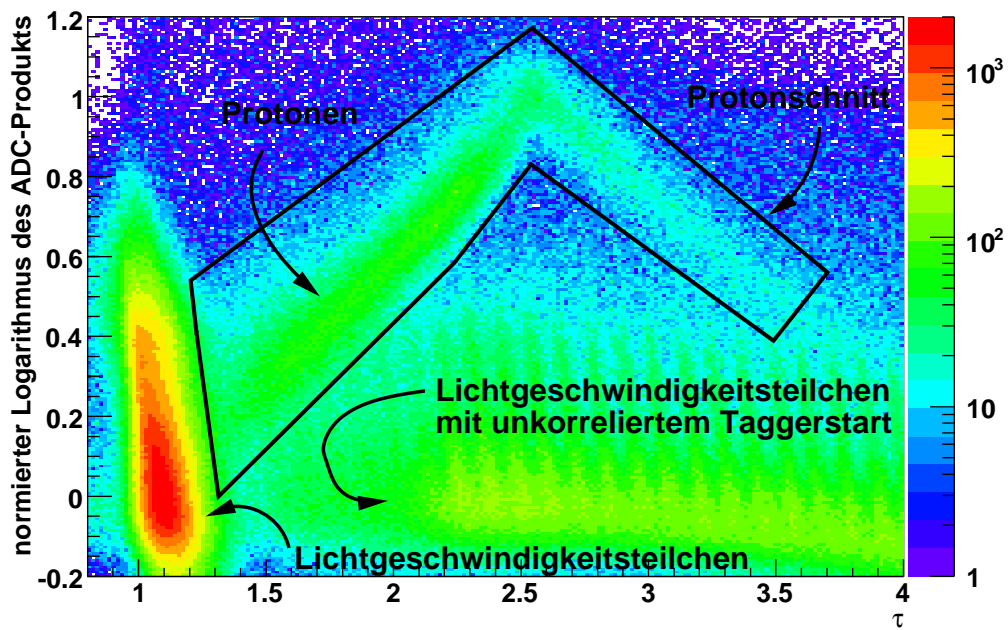


Abbildung 3.6: Histogramm des normierten ADC-Produkts gegen τ aller Latten der ersten Wand

Schnittkriterium	Ranking
<i>Treffer in nur einer Latte</i>	
Protonschnitt	1
zusätzlich beide TDCs	+1
<i>Treffer in zwei gekreuzten Latten</i>	
eine Latte im Protonschnitt	3
für beide Latten τ berechenbar	+2
pro Latte mit beiden TDCs	+1
beide Latten im Protonschnitt	+5

Tabelle 3.2: Tabelle zur Bestimmung des Rankings in der `TofHit` Klasse.

dem Ereignis gehört, und somit zu einer falschen TDC-Summe führt. Zur Protonidentifikation wird verlangt, dass das Ereignis in dem in Abbildung 3.6 markierten Bereich liegen muss. Eine genaue Angabe, welche Eigenschaften zu welchem Ranking führen gibt Tabelle 3.2.

Zum Abschluss wird die Liste mit den `TofHit` Objekten durchlaufen und von dem Treffer, der das höchste Ranking hat, der Vierervektor als Proton weitergegeben.

4. Überblick über erste Messungen mit dem Flugzeitspektrometer

In diesem Kapitel soll zunächst ein Überblick über die Daten der ersten Messungen mit dem Flugzeitspektrometer am CBELSA-Experiment gegeben werden. Die in dieser Arbeit ausgewerteten Daten stammen aus den Strahlzeiten Anfang und Mitte 2001. Dabei wurde mit zwei verschiedenen ELSA-Einschussenergien gearbeitet: 1.4 GeV und 3.2 GeV. Im Folgenden werden die Daten aus der Strahlzeit mit der Einschussenergie von 1.4 GeV als Niederenergiedaten und die mit der Einschussenergie von 3.2 GeV als Hochenergiedaten bezeichnet.

Die digitalisierten Werte der einzelnen Detektoren wurden in verschiedene ZEBRA-Bänke geschrieben, zu einem Event zusammengefasst und auf DLT-Bändern gespeichert. Die in dieser Arbeit verwendeten Bänder und die Anzahl der auswertbaren Ereignisse zeigt Tabelle 4.1. Da ein Analysedurchlauf einer der beiden Strahlzeiten mehrere Tage dauert, wurden die Daten in mehreren Stufen reduziert. In einem ersten Schritt wurde verlangt, dass mindestens eine Latte des Flugzeitspektrometers zwei ADC-Signale aufweist. Ein solches Ereignis wurde in einer C++-Klasse `RootFull` zusammengefasst. Diese besteht wiederum aus den Klassen `RootEvent` und `RootRaw`. Die Klasse `RootEvent` enthält die rekonstruierten Vierervektoren aus dem Matching von Crystal-Barrel-Kalorimeter und Innendetektor und dem Ergebnisvektor des Taggers. Ein Bereich für den Vierervektor des Protons aus dem Flugzeitspektrometer ist zwar vorhanden, wird in dieser Stufe jedoch noch nicht gefüllt. Stattdessen werden die Rohdaten (TDC- und ADC-Werte) in die Klasse `RootRaw` gefüllt. Die so gekapselten Ereignisse werden in Form einer Root-Tree-Datenstruktur [Bru04] auf Festplatte geschrieben. Auf diese Weise kann die Protonrekonstruktion des Flugzeitspektrometers optimiert werden, ohne Zeit für überflüssige Ereignisse aufzuwenden. Ist schließlich auch das Proton rekonstruiert, wird der Vierervektor in die Klasse `RootEvent` gefüllt und diese für alle Ereignisse, für die sich ein Proton rekonstruieren ließ in eine neue Root-Tree-Datenstruktur auf Festplatte geschrieben. Diese enthält jetzt nur noch vollständig rekonstruierte Ereignisse mit einem Proton im Flugzeitspektrometer. Die Anzahl der Ereignisse, die den oben genannten Anforderungen entsprechen, stehen ebenfalls in Tabelle 4.1. Im letzten Schritt werden auf die rekonstruierten Daten mehrere Schnitte angewandt und Histogramme gefüllt. Die für alle Ereignisse geltenden Schnitte sind ein einzelnes eindeutiges Tagger-Ereignis und $\theta_{Proton} < 9^\circ$. Weitere Schnitte beziehen sich auf die Anzahl der geladenen und ungeladenen Teilchen im Crystal-Barrel-Detektor.

54 Kapitel 4: Überblick über erste Messungen mit dem Flugzeitspektrometer

Niederenergie		Hochenergie	
Band	Ereignisse	Band	Ereignisse
48	~ 21.2 Mio.	55	~ 20.4 Mio.
49	~ 22.1 Mio.	56	~ 21.2 Mio.
50	~ 21.1 Mio.	58	~ 14.0 Mio.
52	~ 24.7 Mio.	60	~ 21.9 Mio.
53	~ 23.8 Mio.	61	~ 14.5 Mio.
54	~ 17.7 Mio.	62	~ 19.3 Mio.
-	-	63	~ 19.8 Mio.
-	-	65	~ 19.2 Mio.
Summe	~ 130.6 Mio.	Summe	~ 150.3 Mio.
2 ADC in TOF	~ 22.4 Mio.	2 ADC in TOF	~ 40.3 Mio.
Proton in TOF	~ 1.23 Mio.	Proton in TOF	~ 2.07 Mio.

Tabelle 4.1: Nummer der in dieser Arbeit analysierten DLT-Bänder und Anzahl der Ereignisse.

Bevor in den nächsten Kapiteln ein Überblick über die Ergebnisse gezeigt wird, sei hier noch ein wichtiger Hintergrund zum Verständnis der Spektren gegeben. Wie bereits in Kapitel 1.2 angedeutet, ist das Flugzeitspektrometer in der Lage, den totalen Wirkungsquerschnitt bei der Mesonenproduktion bis zu einem bestimmten Bereich über der Schwelle zu messen. Im Bereich um die Produktionsschwelle wird die Verteilung des Protons stark nach vorne fokussiert, so dass auch im Schwerpunktsystem rückgestreute Protonen im Laborsystem nach vorne fliegen. Die Protonen haben also einen maximalen Winkel θ_{max} . Ist dieser kleiner als die Öffnung an der Vorderseite des Crystal-Barrel-Detektors, werden alle Protonen aus dem Prozess im Flugzeitspektrometer nachgewiesen. Eine ausführliche Darstellung der kinematischen Beziehungen findet man in Anhang B. Die Ergebnisse zeigt Abbildung 4.1. Hier sieht man den Winkel θ_{max} in Abhängigkeit von der Photonenenergie E_γ für die Mesonen η , ω und η' . Der gefärbte Bereich zeigt die Photonenenergien bei denen der totale Wirkungsquerschnitt im Flugzeitspektrometer nachgewiesen werden kann. Geht man von einem Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts von $\sigma_{tot} \sim \sqrt{E - E_{Schwelle}}$ für eine s-Welle aus, sieht die vom Flugzeitspektrometer gemessene Rate etwa so aus wie in Abbildung 4.1 d). Geht die Schwelle auf, so folgt die Rate dem totalen Wirkungsquerschnitt bis die Öffnung des Crystal-Barrel-Detektors in die Protonverteilung schneidet, und ein immer kleiner Anteil des totalen Wirkungsquerschnitts im Flugzeitspektrometer nachgewiesen wird. Aufgehende Mesonenschwellen zeigen sich im Tagger-Spektrum somit als Peaks.

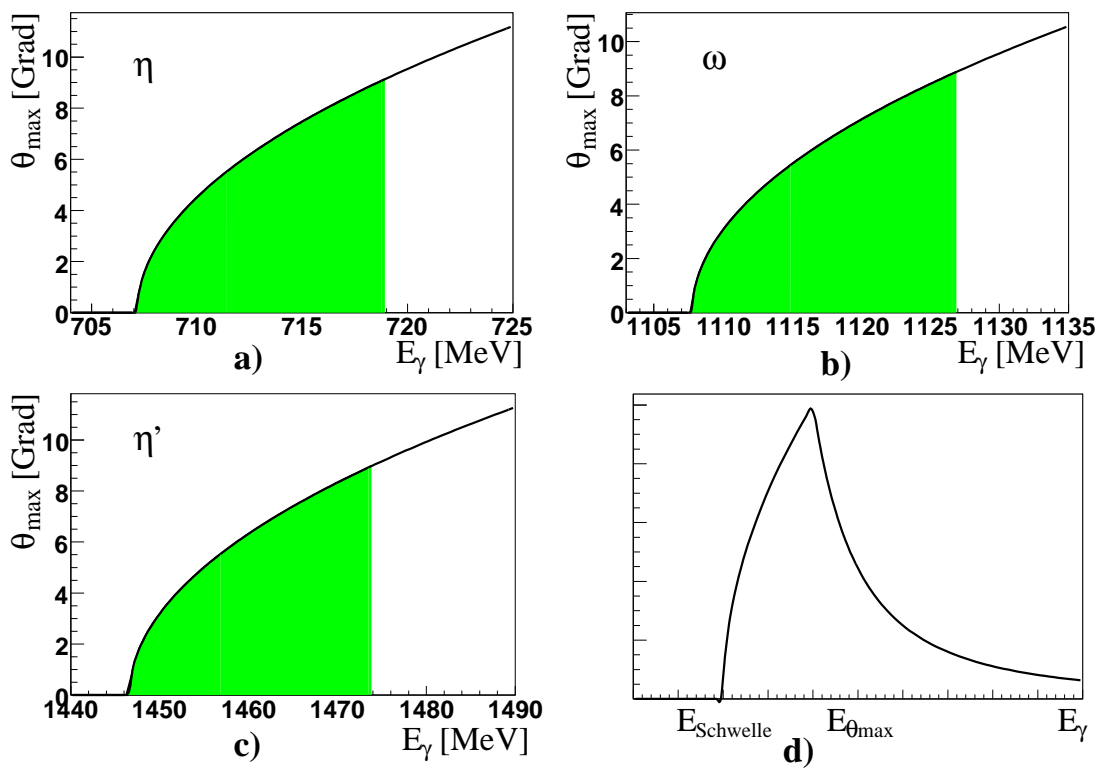


Abbildung 4.1: a)-c) zeigt die kinematische Berechnung des maximalen Laborwinkels θ_{\max} des Protons an der Produktionsschwelle verschiedener Mesonen. d) zeigt den qualitativen Verlauf der vom Fluzeitspektrometer gemessenen Rate an der Produktionsschwelle eines Mesons.

4.1 Messung mit Einschussenergie von 1.4 GeV

Die Niederenergie Daten eignen sich besonders für das Studium der Photoproduktion der η und ω Mesonen. Für die Produktion von η' Mesonen reicht die Energie jedoch nicht aus. Für einen ersten Überblick über die Daten wurde ein Programm entwickelt, mit dem man sich sechs grundlegende Spektren für jede erdenkliche Kombination von geladenen und ungeladenen PEDs im Crystal-Barrel-Detektor anzeigen lassen kann. Der Bereich geht dabei von 2 bis 8 ungeladenen PEDs und 0 bis 2 geladenen PEDs. Die Spektren stellen die Missing Mass des Protons, die Taggerenergie und die invariante Masse der ungeladenen Teilchen im Crystal-Barrel-Detektor als eindimensionale Spektren sowie drei Spektren, in denen diese Größen gegeneinander aufgetragen sind, dar. Da das Hauptinteresse dieser Arbeit auf der Schwellenproduktion liegt, wurde zusätzlich zu den bereits erwähnten Schnitten ein Missing Mass Schnitt vorgenommen. Dabei wird für jedes Ereignis berechnet, welche Masse ein Teilchen haben müsste, um bei der gemessenen Taggerenergie seine Produktionsschwelle zu haben. Es werden alle Ereignisse verworfen, deren Missing Mass mehr als 50 MeV davon abweicht. Die Auswirkung dieses Schnittes ist direkt in dem Histogramm zu sehen, bei dem Missing Mass gegen Taggerenergie aufgetragen ist (oben rechts). Ohne den Schnitt wäre das Band deutlich nach rechts „ausgefranst“. Das eindimensionale Taggerspektrum wurde weiterhin auf den $1/E_\gamma$ -Verlauf und die relativen Effizienzunterschiede der Drähte korrigiert. Zu diesem Zweck wurde ein Taggerspektrum mit während der Messung mit minimalem Trigger aufgenommenen Ereignissen, sogenannten *Scaler-Events*, erstellt (siehe Kapitel 2.2.7). Die Zählrate jedes Bins wird auf das niederenergetischste Bin normiert und sein Kehrwert in einer Datei gespeichert. Multipliziert man nun jedes Bin eines mit einem hadronischen Trigger erstellten Taggerspektrums mit diesem Korrekturfaktor, zeigt danach jedes Bin die Zählrate normiert auf das niederenergetischste Bin. Auch die relativen Effizienzen der Taggerdrähte werden korrigiert, da Einbrüche im Scaler-Event-Spektrum zu höheren Korrekturfaktoren führen (siehe Abbildung 4.2).

Abbildung 4.3, 4.4 und 4.5 sind Beispiele dieser Spektren für interessante Multiplizitäten. Die ersten beiden Kanäle sollten über die Zerfälle $\eta \rightarrow 2\gamma$ und $\eta \rightarrow 3\pi^0$ mit $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ ein starkes η -Signal zeigen. Dies ist auch der Fall. Man sieht jeweils einen deutlichen Peak bei der η -Masse sowohl im Missing Mass Spektrum als auch im Spektrum der invarianten Barrel-Masse. Im letzten Kapitel wurde erklärt, dass sich das Aufgehen einer Produktionsschwelle für ein Meson im totalen Wirkungsquerschnitt als Peak bemerkbar macht. Die Photonenenergie der Schwelle berechnet sich zu:

$$E_{Schwelle}^\gamma = m_{Meson} + \frac{m_{Meson}^2}{2m_p}. \quad (4.1)$$

Für das η liegt der Wert bei 707.6 MeV. Der folgende Peak ist in allen drei Spektren gut erkennbar.

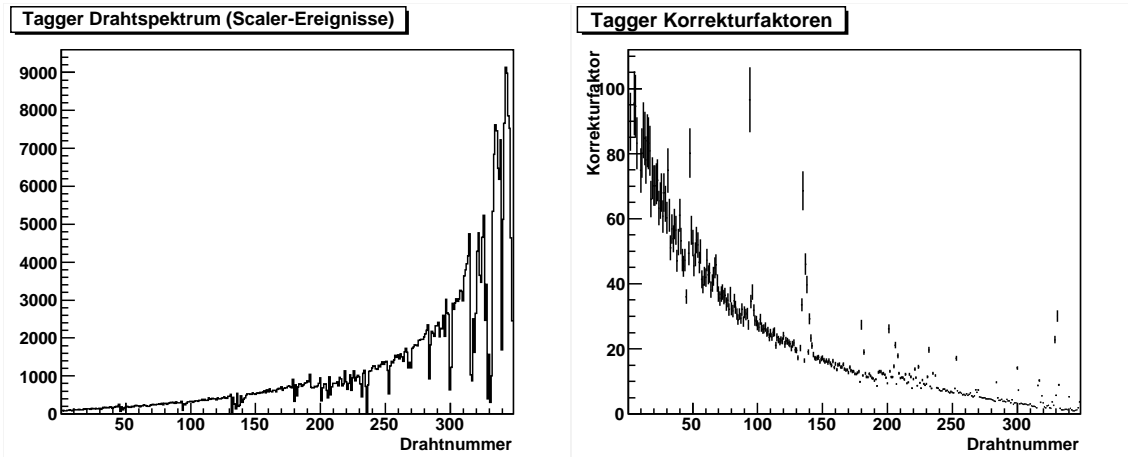


Abbildung 4.2: Korrektur des $1/E_\gamma$ -Verlaufs der Taggerspektren. Links sieht man ein mit minimalem Trigger (Scaler-Events) aufgenommenes Spektrum, rechts die Korrekturfaktoren um die Bins des linken Spektrums auf gleiche Höhe zu normieren.

Sehr aussagekräftig sind die Spektren aus Abbildung 4.4, die ein nahezu untergrundfreies η -Signal zeigen. Diese Untergrundfreiheit ermöglicht einen Blick auf Übersprecher in Kanäle mit anderer Multiplizität. Beispielhaft wurde hier der Kanal mit 5 ungeladenen und einem geladenen PED gewählt (siehe Abbildung 4.5). Da die möglichen Prozesse, die in diesen Kanal zerfallen, einen sehr geringen Wirkungsquerschnitt haben, sollten die Spektren eigentlich leer sein. Man sieht aber auch hier ein deutliches η -Signal in der Missing Mass und dem Taggerspektrum. Es liegt der Verdacht nahe, dass das eine Photon durch Konversion in ein Elektron verwandelt und so vom Innendetektor nachgewiesen wurde. Nimmt man den Vierervektor des geladenen PEDs zur Berechnung der invarianten Barrelmasse hinzu, so sieht man in der Tat einen Peak bei der η -Masse (Abbildung 4.5, farbiges Spektrum).

Die Kanäle mit 2 bzw. 6 ungeladenen PEDs eignen sich auch gut für Studien zu den hadronischen Triggern. Wie in Kapitel 2.2.7 beschrieben wurde, war eine Bedingung in der ersten Triggerstufe, dass entweder der Innendetektor oder das Flugzeitspektrometer ein Triggersignal geliefert hat. Die Information, welcher der beiden Primärtigger angesprochen hat, wurde mit den Daten zusammen gespeichert und steht der Offline-Analyse zur Verfügung. Abbildung 4.6 und 4.7 zeigen wieder Missing Mass, invariante Masse und Taggerenergie für die Kanäle mit 2 und 6 ungeladenen PEDs. Diesmal wurde in der oberen Reihe verlangt, dass der TOF-Trigger immer angesprochen hat und in der unteren Reihe, dass der TOF-Trigger nie angesprochen hat. Die farbigen Histogramme entstehen nach einem weiteren Schnitt auf den Bereich von 500 MeV - 600 MeV in der invarianten Barrelmasse. Damit lässt sich in Abbildung 4.6 oben ein nahezu untergrundfreies η -Signal erzeugen. Im unteren

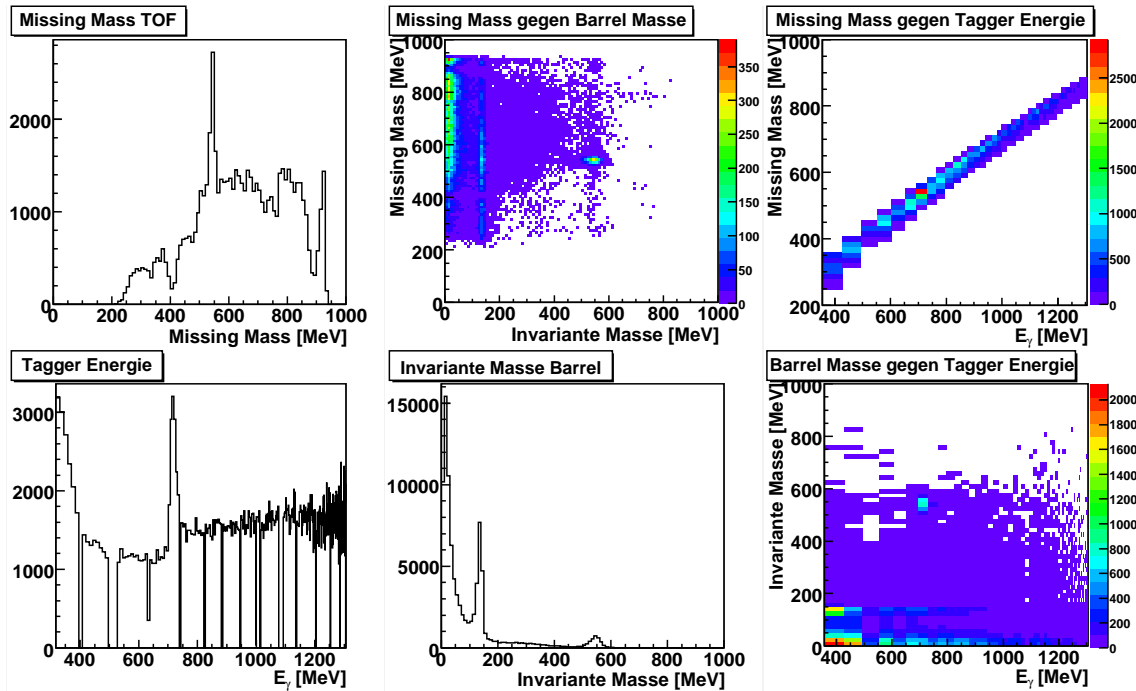


Abbildung 4.3: Ein Überblick über die Ereignisse mit zwei ungeladenen PEDs.

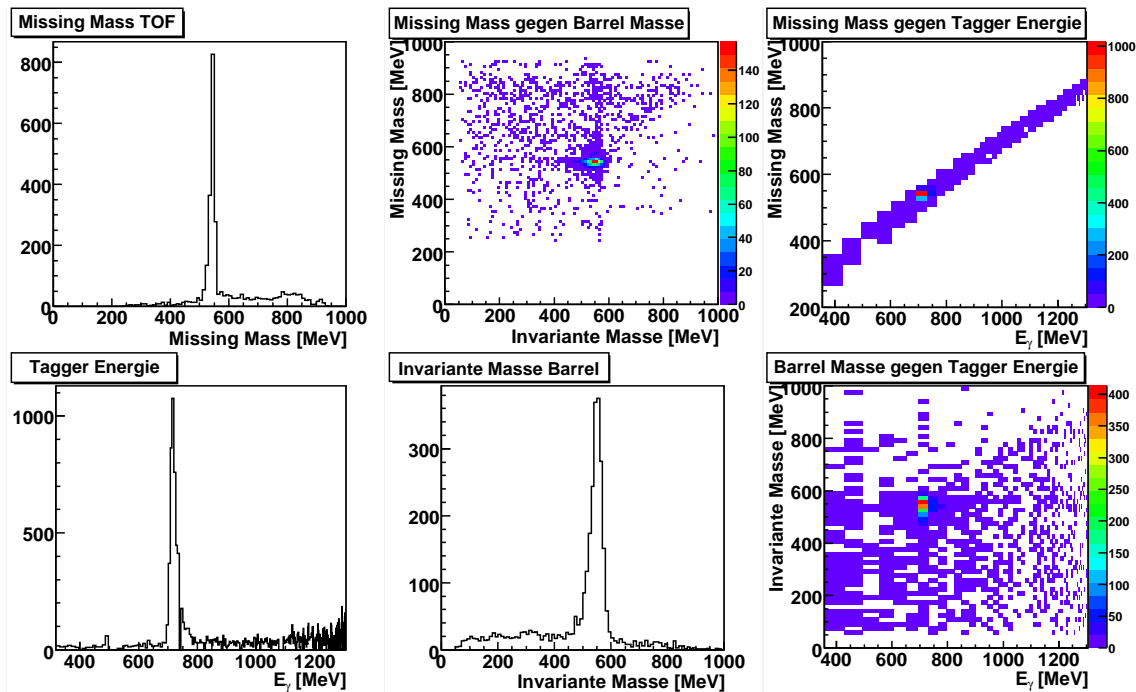


Abbildung 4.4: Ein Überblick über die Ereignisse mit sechs ungeladenen PEDs.

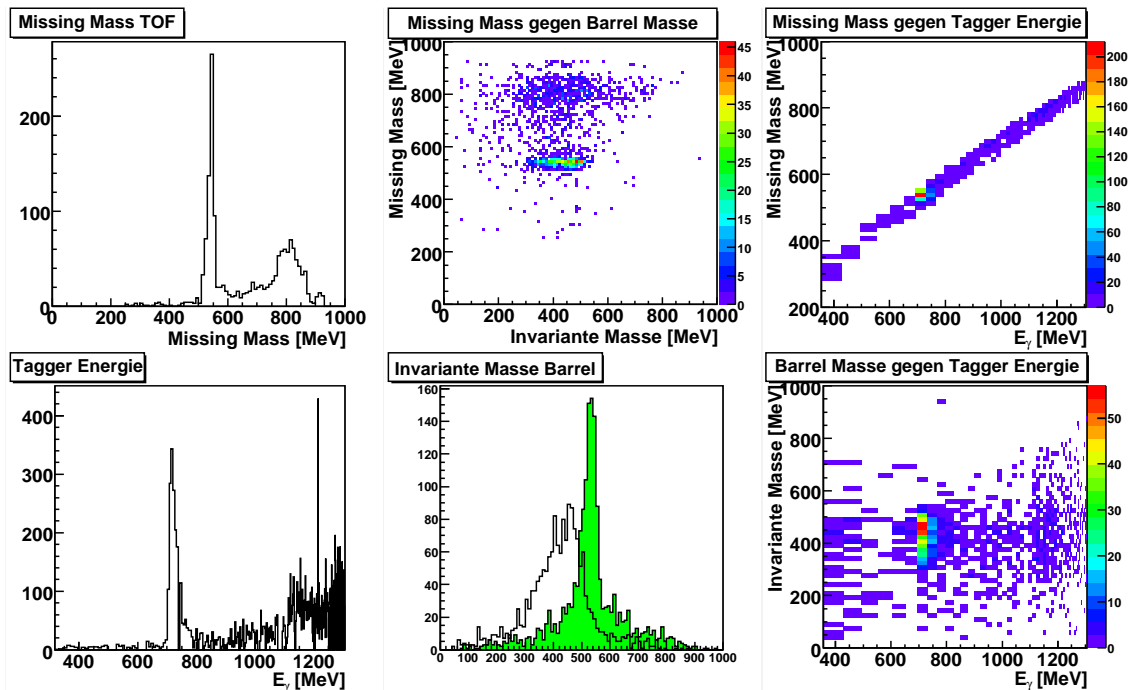


Abbildung 4.5: Ein Überblick über die Ereignisse mit fünf ungeladenen und einem geladenen PED. Bei dem farbigen Histogramm unten in der Mitte wurden die Ereignisse wie sechs ungeladene behandelt.

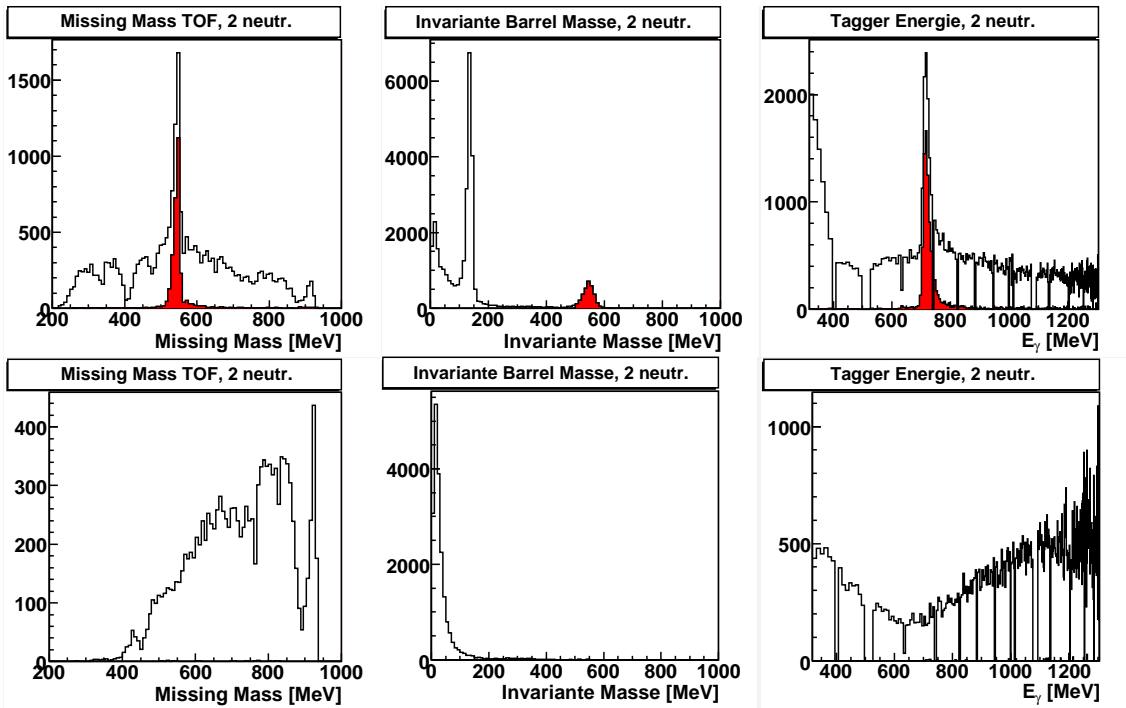


Abbildung 4.6: Ereignisse mit zwei ungeladenen PEDs. Bei der unteren Reihe wurde ein Schnitt auf den Bereich von 500 MeV - 600 MeV in der invarianten Barrelmasse gemacht.

Teil ist nach dem Schnitt kein η -Signal mehr sichtbar. Da hier in der ersten Triggerstufe nur der Innendetektor getriggert haben kann, sieht man, dass insbesondere bei den niedrigen Multiplizitäten (hier 2 γ) ein signifikanter Anteil an elektromagnetischem Untergrund übrigbleibt. Dieser erzeugt einen Trigger im Innendetektor, ist aber nicht rekonstruierbar, da die Innendetektor-Rekonstruktion kein geladenes Teilchen identifiziert. Bei höheren Multiplizitäten (hier der 6 γ -Kanal) ist dieser Untergrund fast vollständig unterdrückt, und man sieht ohne TOF-Trigger nur noch sehr wenige Ereignisse (Abbildung 4.7).

Die Bestimmung der Triggereffizienz basiert auf folgender Überlegung [Got 02]: Von allen Teilchen, die in einer Latte des Flugzeitspektrometers nachgewiesen wurden, untersucht man, welche Trigger angesprochen haben. Dabei wird der Trigger des Innendetektors, dessen Effizienz bereits anders bestimmt wurde (siehe [Bog01a]) und nahe bei 100 % liegt, als Referenz genutzt. Teilt man nun die Ereignisse, bei denen der Trigger des Flugzeitspektrometers UND des Innendetektors angesprochen hat, durch alle Ereignisse, in denen der Innendetektor angesprochen hat, so erhält man die Triggereffizienz bezüglich des Innendetektors. Abbildung 4.8 zeigt dies bei einer typischen Latte. Die Spektren zeigen auf der Abszisse die TDC-Summe und auf der Ordinate den Logarithmus des ADC-Produkts, wobei das Spektrum oben

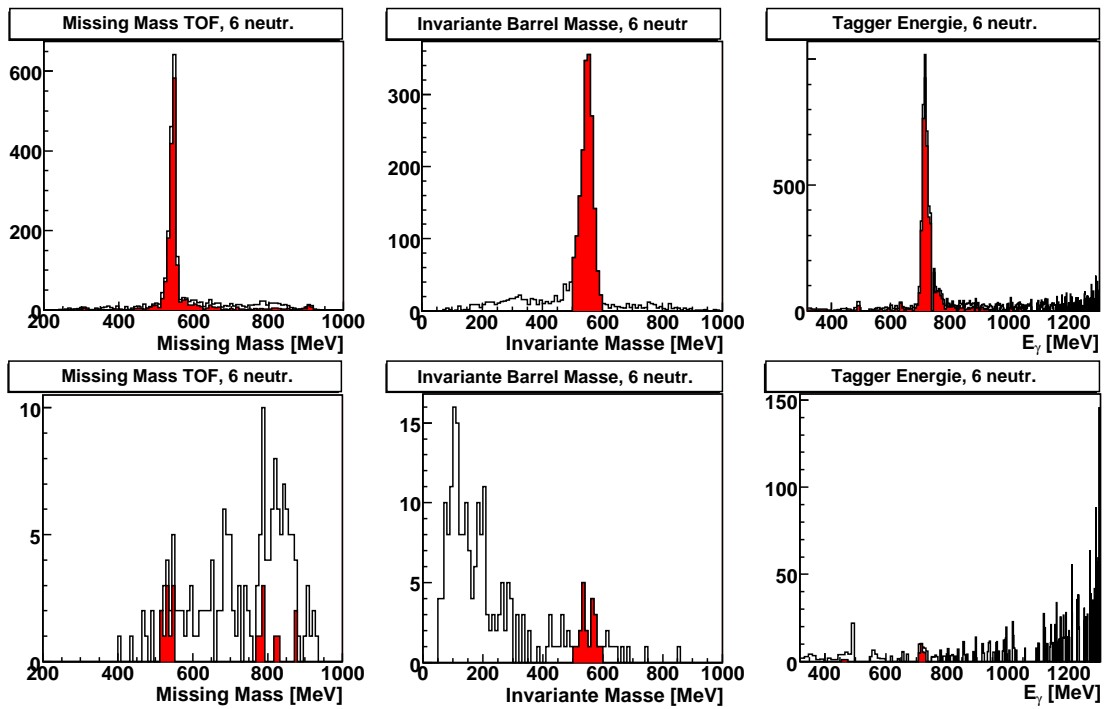


Abbildung 4.7: Ereignisse mit sechs ungeladenen PEDs. Bei der unteren Reihe wurde ein Schnitt auf den Bereich von 500 MeV - 600 MeV in der invarianten Barrelmasse gemacht.

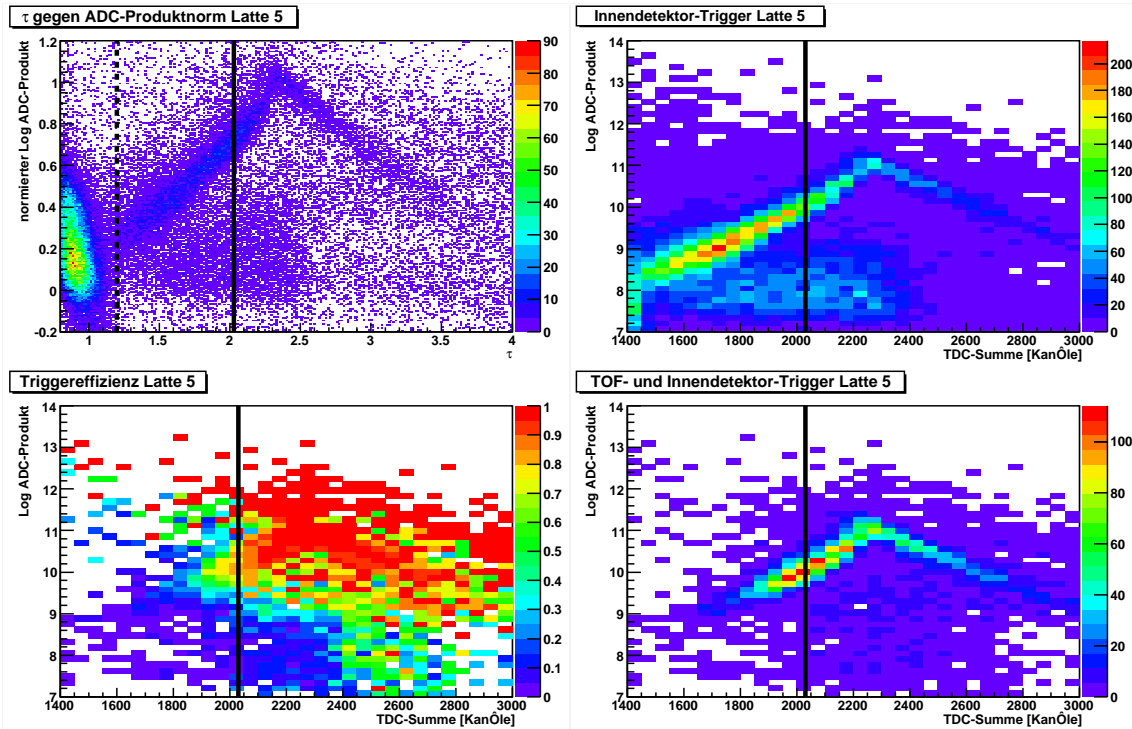


Abbildung 4.8: Bestimmung der Effizienz des Triggers des Flugzeitspektrometers. Nähere Erklärung siehe Text.

links normiert wurde (siehe auch Kapitel 3.3.3). Die Triggereffizienz erhält man, indem das Spektrum oben rechts durch das unten rechts dividiert wird. Das Ergebnis wird im Spektrum unten links dargestellt. Man sieht deutlich eine Schwelle, die bei dieser Latte bei einer TDC-Summe von etwa 2000 Kanälen liegt (durchgezogene Linie), unterhalb derer die Triggereffizienz schlagartig einbricht. Diese Schwelle ist eigentlich gewollt und kommt zustande, indem die schnellen Triggersignale bei der Koinzidenz abgeschnitten werden. Auf diese Weise wird ein Triggern des Flugzeitspektrometer auf den elektromagnetischen Untergrund unterdrückt. Im Optimalfall würde die Schwelle bei der im Spektrum oben links eingezeichneten gestrichelten Linie liegen. In diesen Bereich war die Schwelle ursprünglich auch zeitlich eingemessen. Während des Experiments wurde jedoch das Timing noch einmal verändert, was leider zu spät bemerkt wurde. Daher hat das Flugzeitspektrometer nur noch bei sehr langsamen Protonen getriggert.

Bei den Kanälen, bei denen der Innendetektor am Trigger beteiligt war, hat man dieses Problem nicht. Hier handelt es sich vor allem um Kanäle, bei denen geladene Pionen erzeugt werden. Der interessanteste Kanal ist der mit zwei geladenen und zwei ungeladenen PEDs, da sowohl das η als auch das ω in $\pi^0\pi^+\pi^-$ zerfallen. Die Spektren dieses Kanals zeigt Abbildung 4.9. Man sieht sehr deutlich ein η und ein ω

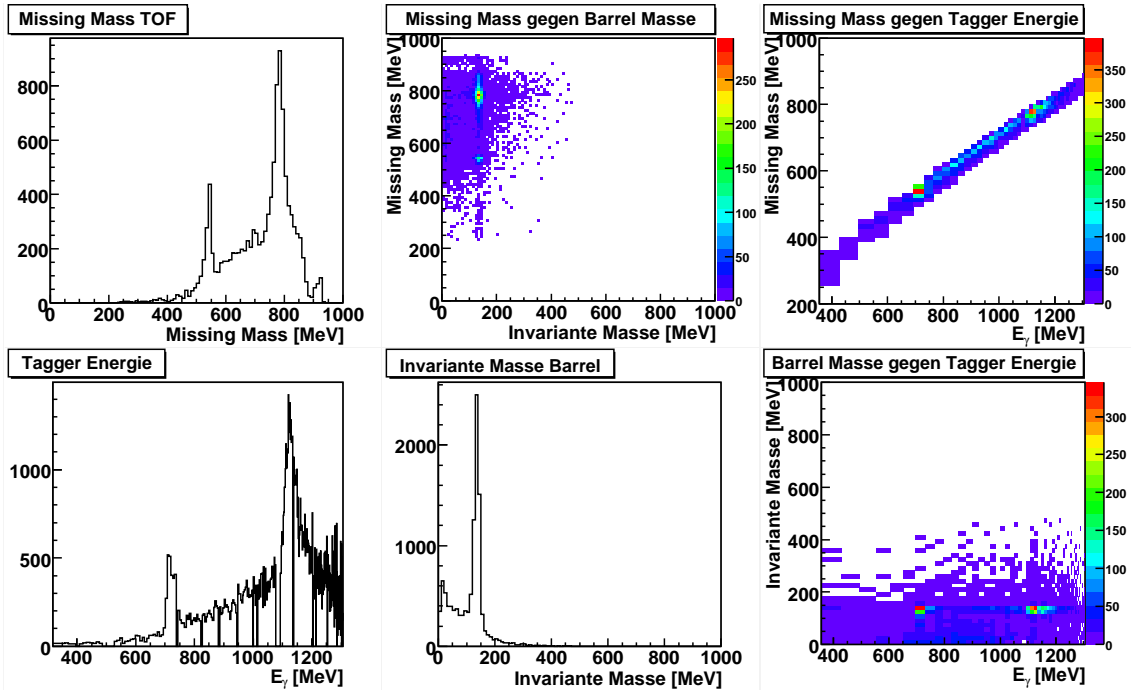


Abbildung 4.9: Ein Überblick über die Ereignisse mit zwei ungeladenen und zwei geladenen PEDs.

Signal. Das ω liegt bei den Niederenergiedaten in einem Bereich, in dem der Tagger eine gute Energieauflösung hat. Aus diesem Grund und da im Gegensatz zum η beim ω in der Schwellenregion noch keine präzisen Daten vorliegen, wird in Kapitel 5 aus diesem Kanal der totale Wirkungsquerschnitt des ω an der Produktionsschwelle extrahiert.

4.2 Messung mit Einschussenergie von 3.2 GeV

Die Hochenergiedaten überdecken die Produktionsschwellen des ω und nun auch die des η' . Wie bei den Niederenergiedaten ist der Kanal mit zwei geladenen und zwei ungeladenen PEDs interessant. Abbildung 4.10 zeigt die Übersichtsspektren dieses Kanals. Man kann sehr gut die Omegaschwelle im Taggerspektrum erkennen. Direkt hinter der Schwelle geht die Taggereffizienz auf Null, was auch einen Einfluss auf das Missing Mass Spektrum hat. Aus diesem Grund und weil die Omegaschwelle bei den Hochenergiedaten in einem Bereich mit geringer Energieauflösung des Taggers liegt, werden für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts in Kapitel 5 nur die Niederenergiedaten verwendet.

Eigentlich sollte in diesem Kanal auch ein η' -Signal durch den Zerfall $\eta' \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ und $\eta \rightarrow 2\gamma$ zu sehen sein. In Abbildung 4.10 ist jedoch kein deutliches Signal

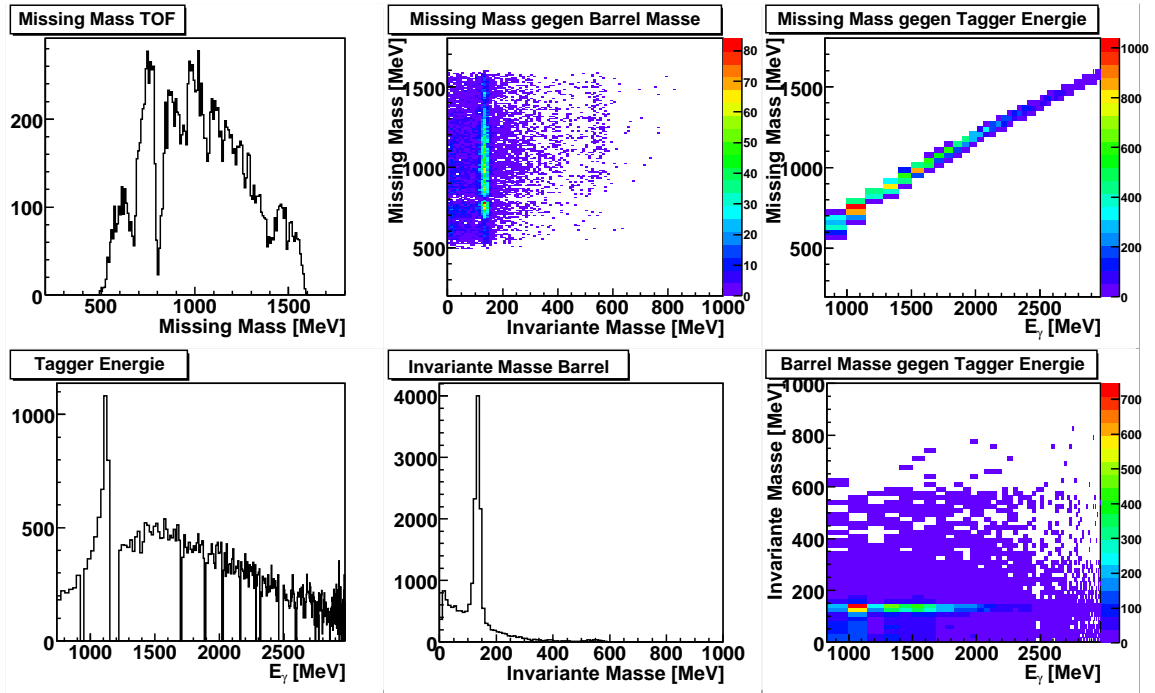


Abbildung 4.10: Ein Überblick über die Ereignisse mit zwei ungeladenen und zwei geladenen PEDs (Hochenergie Daten).

erkennbar. Wegen des geringen Wirkungsquerschnitts und dem resultierenden Verzweigungsverhältnis von nur

$$b_{\eta' \rightarrow \eta \pi^+ \pi^-} \cdot b_{\eta \rightarrow 2\gamma} = 17.5\%$$

ist jedoch nicht zu erwarten, dass man ohne weitere Schnitte etwas in dem starken Untergrund sehen kann. In Abbildung 4.11 wurde bei der unteren Zeile ein Schnitt auf die η -Masse in der invarianten Barrelmasse gemacht. Hier sieht man im Missing Mass Spektrum bei der η' Masse von 958 MeV bzw. im Taggerspektrum bei der Schwellenenergie von $E_{Schwelle}^{\eta'} = 1447$ MeV einen Peak, der allerdings mit sehr geringer Statistik kaum vom Untergrund zu unterscheiden ist.

Der andere Kanal, der noch ein identifizierbares η' -Signal enthalten könnte ist der Kanal mit sechs ungeladenen und zwei geladenen PEDs, durch den Zerfall $\eta' \rightarrow \eta \pi^+ \pi^-$ und $\eta \rightarrow 6\gamma$. Das resultierende Verzweigungsverhältnis ist zwar mit

$$b_{\eta' \rightarrow \eta \pi^+ \pi^-} \cdot b_{\eta \rightarrow 6\gamma} = 14.4\%$$

etwas schlechter, die hohe Multiplizität sollte jedoch den Untergrund stark unterdrücken. In der Tat sieht man bereits in der Überblicksansicht in Abbildung 4.12 einen η' -Peak im Missing Mass Spektrum, allerdings weniger gut im Taggerspek-

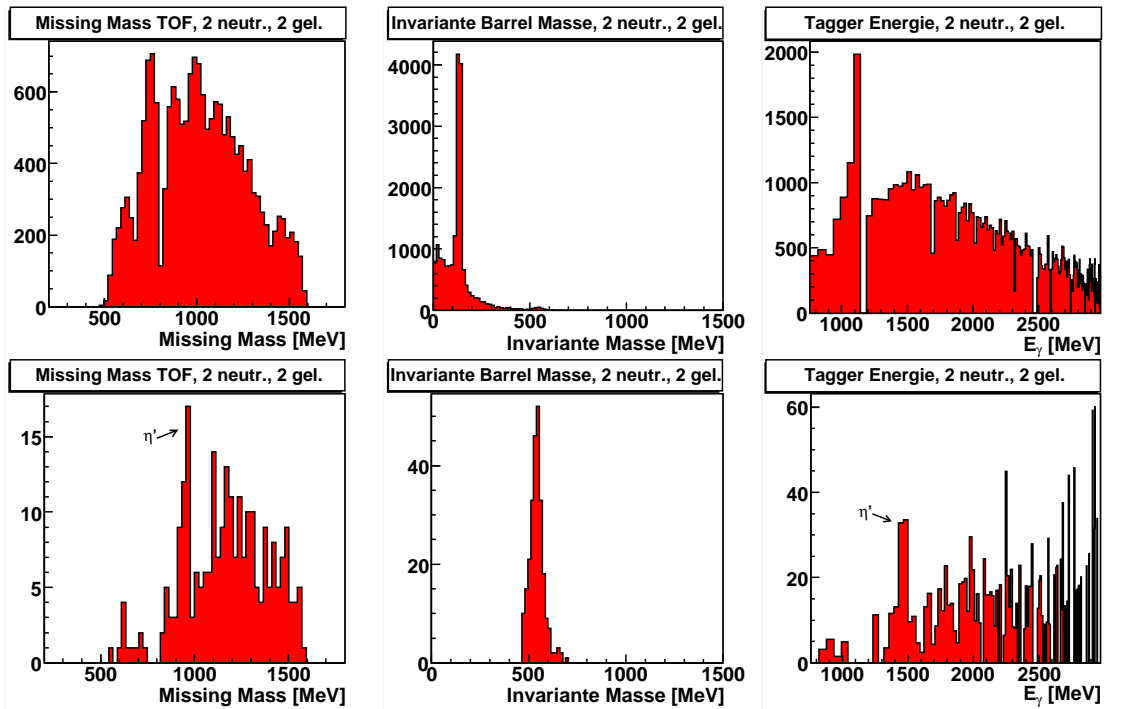


Abbildung 4.11: Spektren für die Ereignisse mit zwei ungeladenen und zwei geladenen PEDs. Bei der unteren Reihe wurde ein Schnitt auf den Bereich von 500 MeV - 600 MeV in der invarianten Barrelmasse gemacht.

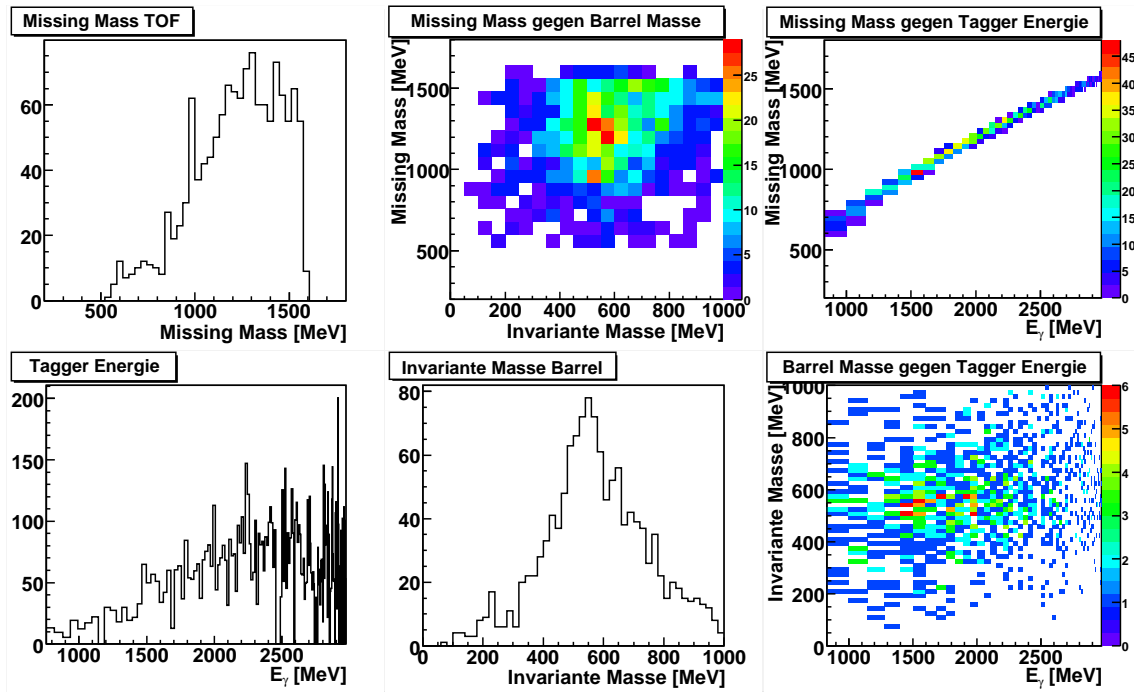


Abbildung 4.12: Ein Überblick über die Ereignisse mit sechs ungeladenen und zwei geladenen PEDs (Hochenergiedaten).

trum. Der Schnitt auf die η -Masse im Crystal-Barrel-Detektor bringt hier nur eine kleine Verbesserung, da der Untergrund sich in diesem Bereich konzentriert. Man sieht jedoch ein besseres Signal im Taggerspektrum.

Diese Untersuchungen zeigen, dass mit dem Flugzeitspektrometer η' nachgewiesen wurden. Der statistische Fehler und das Signal zu Untergrundverhältnis führen jedoch dazu, dass in dieser Arbeit auf eine Bestimmung des Wirkungsquerschnitts verzichtet wird.

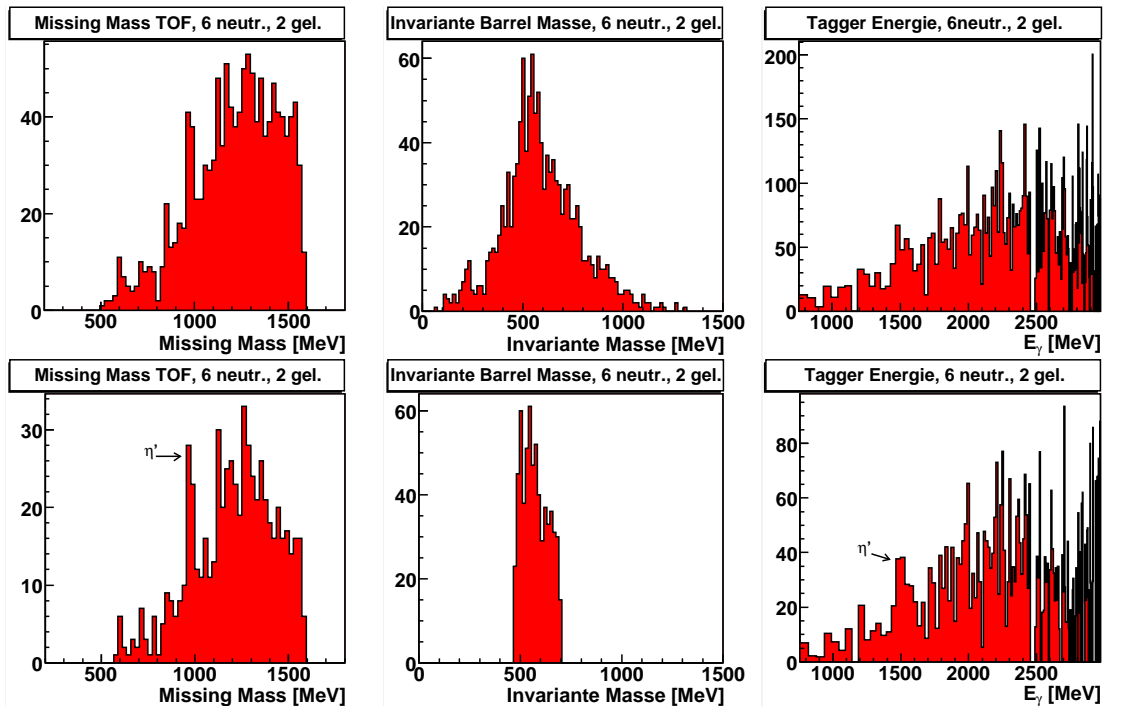


Abbildung 4.13: Spektren für die Ereignisse mit zwei ungeladenen und zwei geladenen PEDs. Bei der unteren Reihe wurde ein Schnitt auf den Bereich von 500 MeV - 600 MeV in der invarianten Barrelmasse gemacht.

68Kapitel 4: Überblick über erste Messungen mit dem Flugzeitspektrometer

5. Der totale Omega-Wirkungsquerschnitt

Das Hauptziel dieser Arbeit ist die Extraktion des totalen Wirkungsquerschnitts des ω -Mesons an der Produktionsschwelle. Wie bereits in Kapitel 4.1 dargestellt, erreichen im Schwellenbereich alle Protonen das Flugzeitspektrometer, so dass in diesem Bereich direkt der totale Wirkungsquerschnitt gemessen werden kann. Dazu wird der Prozess mit $\gamma + p \rightarrow p + \omega$ mit $\omega \rightarrow \pi^0\pi^+\pi^-$ verwendet, da dieser bei weitem das beste Signal liefert. Weiterhin hat er den großen Vorteil, dass in diesem Kanal auch das η zerfällt. Dies bedeutet, dass man den Wirkungsquerschnitt des ω auf den sehr gut bekannten η Wirkungsquerschnitt normieren kann. Dabei werden die meisten systematischen Fehlerquellen bezüglich Schnitten, Effizienzen und absoluter Flussnormierung unterdrückt, da nur Unterschiede relativ zu beiden Zerfällen einen Einfluss haben. Die verbliebenen Haupteinflüsse sind zum einen der verschiedene Untergrund und zum anderen Akzeptanzunterschiede. Diese werden in den Kapiteln 5.1 und 5.2 untersucht. Der extrahierte Wirkungsquerschnitt wird in Kapitel 5.3 mit einer Betrachtung der Fehler präsentiert.

5.1 Untergrundabzug

Für die Extraktion des totalen Wirkungsquerschnitts des ω -Mesons wird bei den rekonstruierten Ereignissen auf 2 geladene und 2 ungeladene PEDs geschnitten. In Abbildung 5.1 oben sieht man für diesen Kanal noch einmal die bereits in Kapitel 4.1 gezeigten Spektren zu Missing Mass, invariante Barrelmasse und Taggerenergie dargestellt. Sowohl das η als auch das ω sind deutlich zu erkennen, allerdings mit Untergrund behaftet.

Als ersten Schritt zur Untergrundreduktion wird ein Schnitt auf die π^0 -Masse in der invarianten Barrelmasse gemacht. Der Schnitt verwirft alle Ereignisse, deren invariante Barrelmasse unter 120 MeV und über 150 MeV liegt. Das Ergebnis zeigt Abbildung 5.1 unten. Nach diesem Schnitt bleibt immer noch ein signifikanter Untergrund, hauptsächlich aus der direkten $\pi^0\pi^+\pi^-$ -Produktion, übrig.

Für weitere Schnitte stellt sich das Problem, dass in Kanälen, bei denen geladene Teilchen im Crystal-Barrel-Detektor anwesend sind, deren Energie, Impulsbetrag und Ladung nicht bestimmt werden können. Gemessen wird, ob das Teilchen geladen war und der Winkel, unter dem es den Crystal-Barrel-Detektor trifft. Die Winkelauflösung ist jedoch deutlich schlechter als bei ungeladenen Teilchen, da die geladenen Teilchen nicht anschauen (siehe Kapitel 3.1.1). Die Messung der Win-

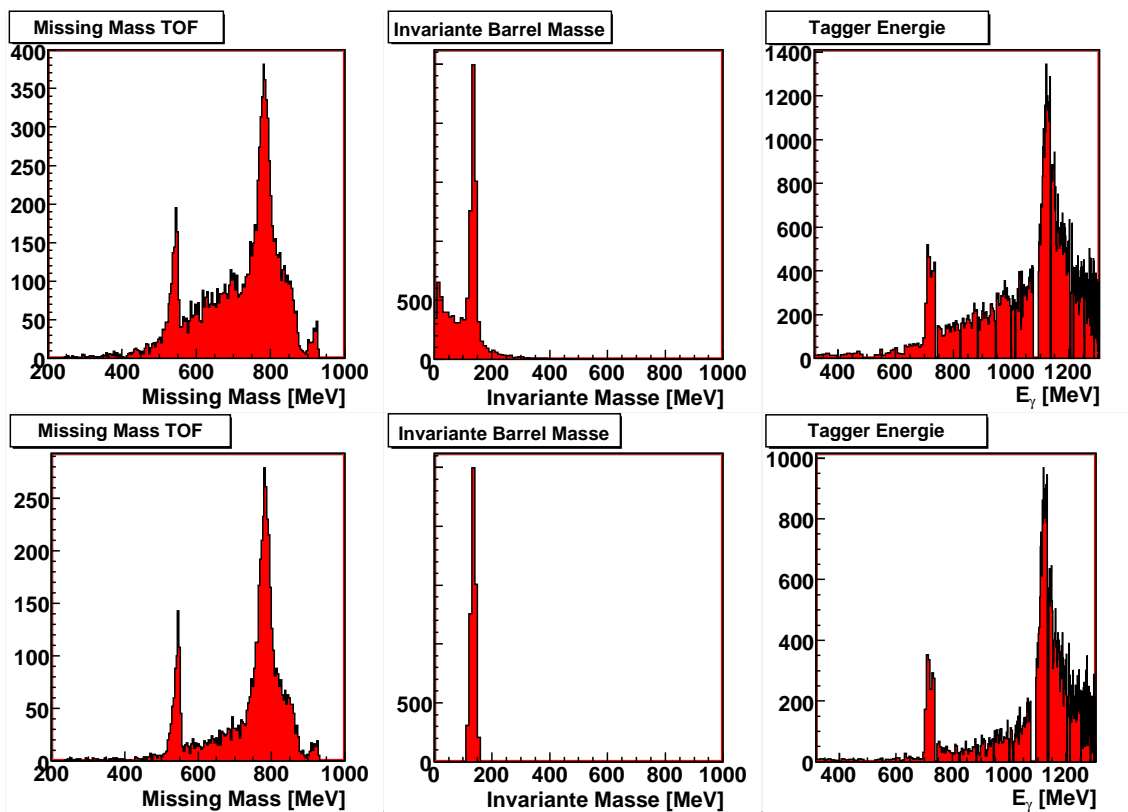


Abbildung 5.1: Ereignisse mit zwei geladenen und zwei ungeladenen PEDs. Bei der unteren Reihe wurde ein Schnitt auf den Bereich von 115 MeV - 155 MeV in der invarianten Barrelmasse gemacht.

kel der beiden geladenen Teilchen liefert eine Überbestimmtheit, die versucht wurde auszunutzen.

Als erstes wurde aus der Überbestimmtheit die invariante Masse des Mesons rekonstruiert. Aus der Impulserhaltung folgt:

$$\vec{P}_\gamma = \vec{P}_p + \vec{P}_\omega \quad (5.1)$$

und

$$\vec{P}_\omega = \vec{P}_{\pi^0} + \vec{P}_{\pi^+} + \vec{P}_{\pi^-}. \quad (5.2)$$

Aus Gleichung 5.1 kann man \vec{P}_ω bestimmen. In Gleichung 5.2 kann man dann alle vollständig bekannten Größen auf eine Seite bringen, welche einen resultierenden Vektor \vec{P}_X bilden:

$$\vec{P}_X = \vec{P}_\omega - \vec{P}_{\pi^0} = \vec{P}_{\pi^+} + \vec{P}_{\pi^-}. \quad (5.3)$$

Aus den Winkeln zwischen \vec{P}_X und \vec{P}_{π^+} bzw. \vec{P}_{π^-} lässt sich folgendes Gleichungssystem aufstellen:

$$|\vec{P}_X| = |\vec{P}_{\pi^+}| \cos \theta_{X\pi^+} + |\vec{P}_{\pi^-}| \cos \theta_{X\pi^-} \quad (5.4)$$

$$|\vec{P}_{\pi^+}| \sin \theta_{X\pi^+} = |\vec{P}_{\pi^-}| \sin \theta_{X\pi^-}. \quad (5.5)$$

Aus diesem lassen sich die beiden unbekanntenen Größen berechnen. In Abbildung 5.2 links wurde die so bestimmte invariante Masse aus $\pi^0\pi^+\pi^-$ gegen die Missing Mass des Protons aufgetragen. Man erkennt die deutlich schlechtere Auflösung auf der Ordinate, welche primär durch die schlechte Winkelauflösung der geladenen Teilchen gegeben ist. Durch die schlechte Auflösung ist diese berechnete invariante Masse jedoch nicht für eine weitere Untergrundreduktion brauchbar.

Ein weiteres Problem entsteht jedoch dadurch, dass sowohl bei der Missing Mass als auch bei der berechneten invarianten Masse die Taggerenergie benutzt wurde (Gleichung 5.1), und man so durch diese Größen immer auch in die Taggerenergie schneidet. Mit engen Schnitten kann man so im Taggerspektrum auch aus reinem Untergrund Peaks erzeugen, was dieses Verfahren unbrauchbar macht.

Die Überbestimmtheit muss jedoch ausreichen, die invariante Masse auch ohne Rückgriff auf die Taggerenergie zu berechnen. Da das einlaufende Photon sich entlang der Z-Achse bewegt, gilt nach der Impulserhaltung:

$$|\vec{P}_\gamma| = |\vec{P}_p| \cos \theta_p + |\vec{P}_\omega| \cos \theta_\omega \quad (5.6)$$

$$|\vec{P}_p| \sin \theta_p = |\vec{P}_\omega| \sin \theta_\omega. \quad (5.7)$$

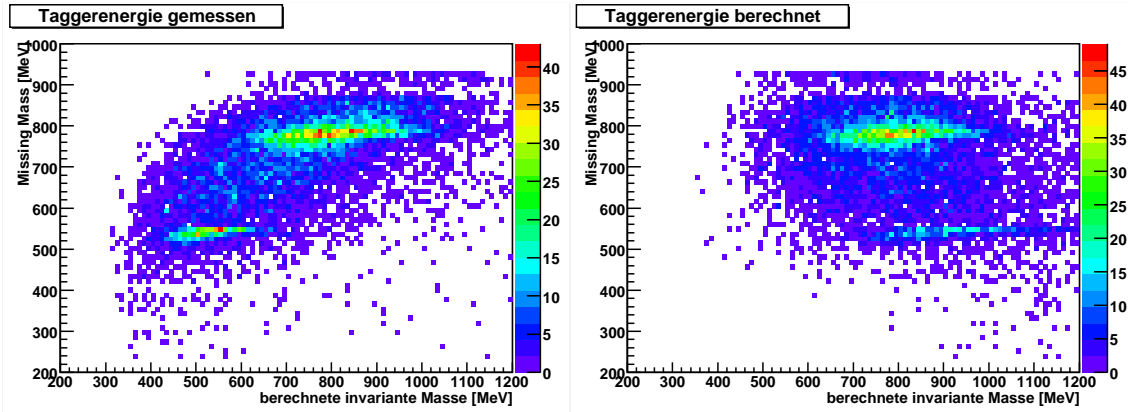


Abbildung 5.2: Missing Mass gegen berechnete invariante Masse. Bei der linken Abbildung wurde die gemessene Taggerenergie, bei der rechten Abbildung die berechnete Taggerenergie verwendet. Näheres siehe Text.

Gleichzeitig gilt nach der Energieerhaltung:

$$|\vec{P}_\gamma| = E_\gamma = E_p + E_\omega - M_p. \quad (5.8)$$

Daraus lässt sich die Taggerenergie zu

$$E_\gamma = \frac{|\vec{P}_p|^2 + M_\omega^2 - (E_p - M_p)^2}{2(M_p - E_p + |\vec{P}_p| \cos \theta_p)} \quad (5.9)$$

berechnen.

Die mit der so bestimmten Taggerenergie berechnete invariante Masse ist nun nicht mehr von der gemessenen Taggerenergie abhängig. Abbildung 5.2 rechts zeigt jedoch ein anderes Problem. Da bei der Berechnung der Taggerenergie die Masse des produzierten Mesons als Konstante eingeflossen ist, „zieht“ die Rechnung die Ereignisse auf die invariante Masse des ω . Ein Schnitt auf die invariante Masse scheidet damit auch mit dieser Methode aus.

Anstatt aus der berechneten Taggerenergie die invariante Mesonmasse zu berechnen, kann man auch direkt einen Schnitt auf die Differenz der berechneten und gemessenen Taggerenergie machen. Das Ergebnis zeigt Abbildung 5.3. In der oberen Zeile wurde bei der Berechnung der Taggerenergie die ω -Masse, in der unteren Zeile die η -Masse benutzt. Ein Vergleich mit Abbildung 5.1 zeigt jedoch, dass die Höhen der Peaks sich nach dem Schnitt nicht geändert haben. Auch bei diesem Schnitt erfolgt keine Untergrundreduktion, sondern nur eine Auswahl eines bestimmten Intervalls in der Taggerenergie.

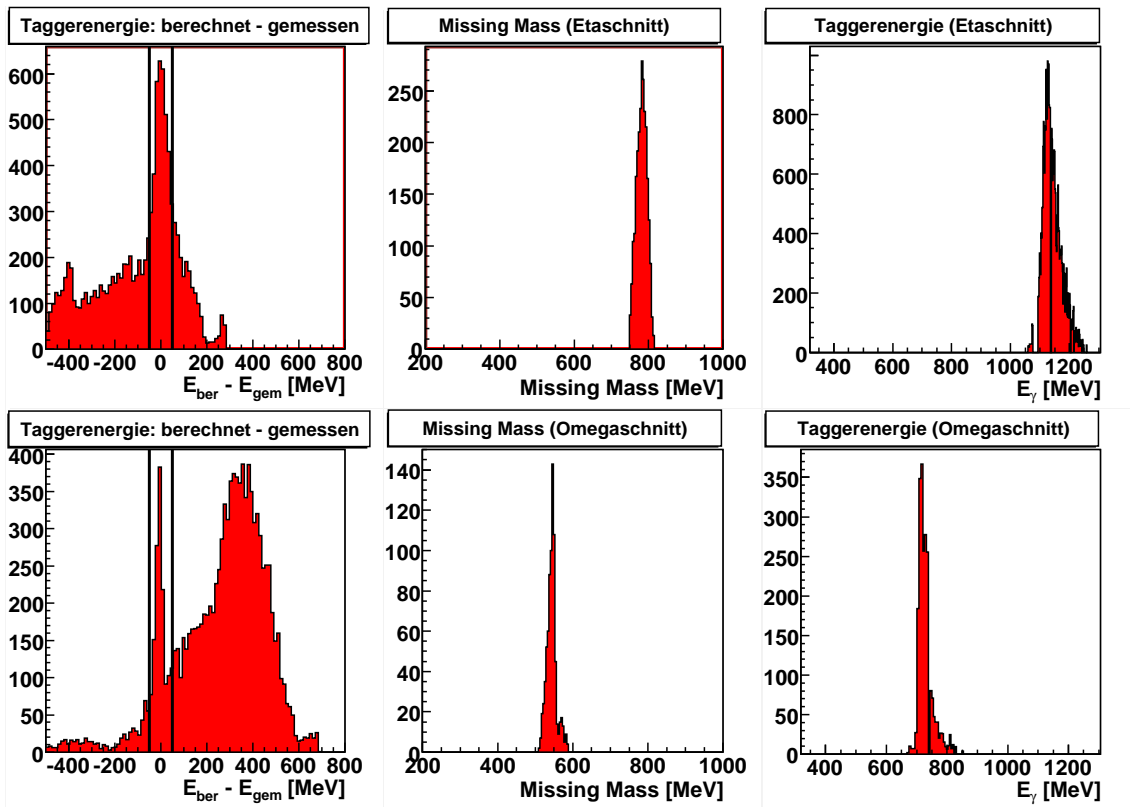


Abbildung 5.3: Schnitt auf die Differenz der berechneten und gemessenen Taggerenergie. In der oberen Zeile wurde mit der ω -Masse, in der unteren Zeile mit der η -Masse gerechnet.

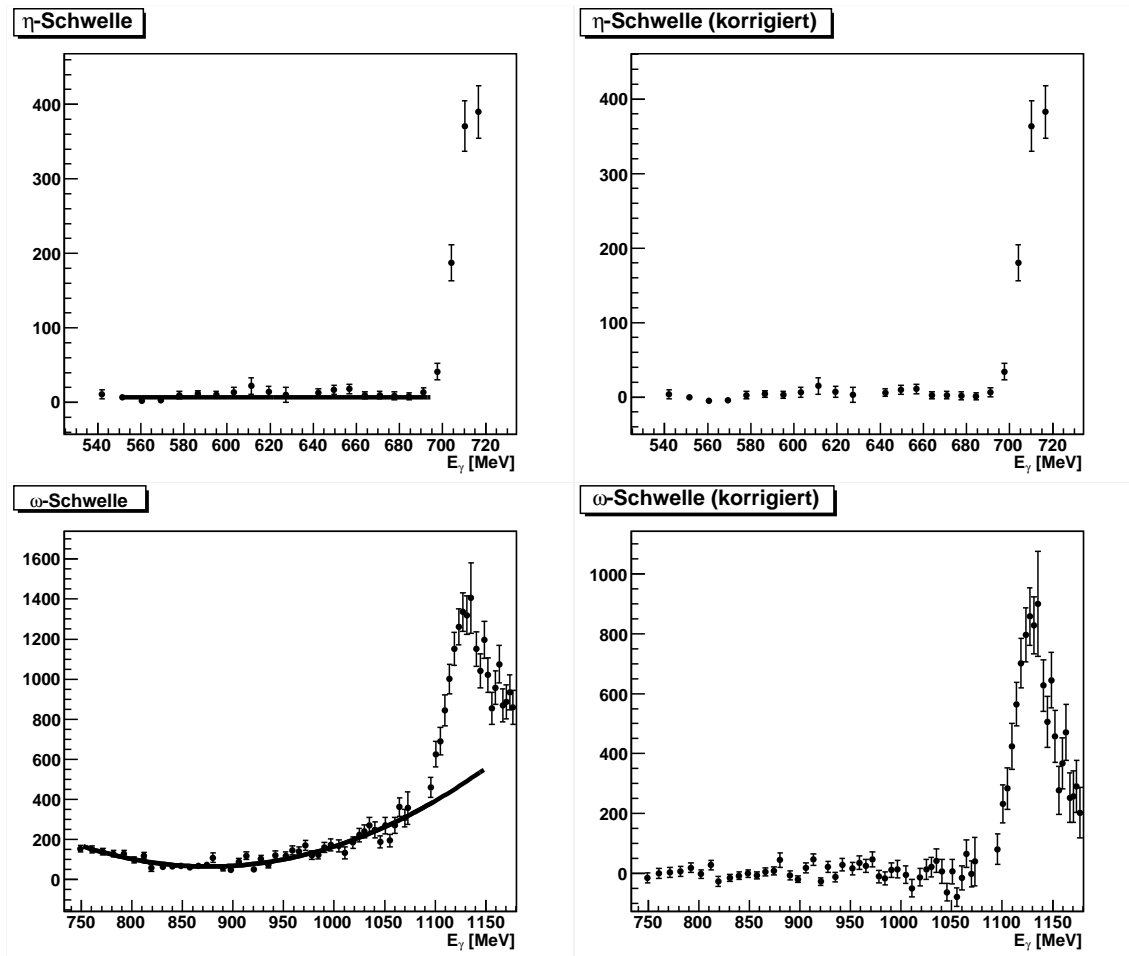


Abbildung 5.4: Untergrundabzug. In der oberen Zeile für das η , in der unteren Zeile für das ω .

Aufgrund der eben beschriebenen Untersuchungen wurden keine weiteren Schnitte verwendet. Der dominante Untergrundprozess ist die direkte Produktion von $\pi^+\pi^-\pi^0$. Da dieser Wirkungsquerschnitt bekannt ist und im betrachteten Energiebereich glatt verläuft wird der noch verbliebene Untergrund mit einem einfachen Polynomfit abgezogen. Dabei werden für das η und das ω Taggerspektren mit verschiedenen Binnings verwendet. Da das η in einem Bereich des Taggerspektrums mit geringer Auflösung liegt, wird hier die höchstmögliche Auflösung von einem Energiebin pro Taggerdraht verwendet. Durch die immer enger werdenden Energiebins nehmen auch die statistischen Schwankungen zu, so dass entschieden wurde im Bereich des ω jeweils zwei Bins zusammenzufassen. Dies macht die statistischen Fehler etwa so groß wie die Breite der Energiebins.

Abbildung 5.4 zeigt jeweils auf der linken Seite den Bereich des Taggerspektrums um

die Schwelle. Für das η in der oberen Zeile wurde der sehr geringe Untergrund durch das Anfitten einer Konstanten abgezogen und das Ergebnis auf der rechten Seite dargestellt. In der unteren Zeile wurde ein Polynom 2. Ordnung in den Bereich zwischen den beiden Peaks angefittet und unter den Bereich des ω -Peaks extrapoliert. Der Ansatz, ein Polynom höherer Ordnung zusätzlich an den Bereich hinter dem ω -Peak mitzufitten wurde verworfen, da hier zusätzlich zu der direkten $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Produktion und der η -Produktion in Vorwärtsrichtung auch noch die ω -Produktion in Vorwärtsrichtung hinzukommt und der Untergrund rechts des Peaks nicht mit dem links des Peaks vergleichbar ist. Als Fehler der Extrapolation wurden die Konfidenzbänder des Fits berechnet.

5.2 Akzeptanz

Zur Bestimmung der Akzeptanzunterschiede zwischen den η - und ω -Produktionsschwellen wurden Monte Carlo Simulationsstudien gemacht. Eine Beschreibung der im CBELSA Experiment verwendeten Simulationssoftware findet man in Anhang C. Der Prozess $\gamma + p \rightarrow p + \omega$ mit $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ wird für jedes Taggerbin im Bereich der Produktionsschwelle simuliert. Danach werden die Ergebnisse von der Rekonstruktionssoftware in gleicher Weise wie die gemessenen Daten ausgewertet. Die Anzahl der Ereignisse, die in den Kanal mit zwei geladenen und zwei ungeladenen Teilchen im Crystal-Barrel-Detektor einsortiert werden, werden durch die Anzahl der Teilchen dividiert, die im gleichen Kanal für den Prozess $\gamma + p \rightarrow \eta + p$ mit $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ übriggeblieben sind. Das Ergebnis ist ein relativer Korrekturfaktor, der bei der Normierung der ω -Zählraten auf den η -Wirkungsquerschnitt im nächsten Kapitel berücksichtigt wird.

Die Ergebnisse der Simulation zeigt Tabelle 5.1 und Abbildung 5.5. Es wurden für jedes Taggerbin 100000 Ereignisse vom Zufallsgenerator erzeugt. In der Tabelle sieht man, wieviele Ereignisse in den verschiedenen Stufen der Rekonstruktion übrigblieben. In einem ersten Schritt wurde verlangt, dass das Signal des Protons in der Flugzeitwand oberhalb beider ADC-Schwellen und mindesten einer TDC-Schwelle liegt, was das Minimum für ein rekonstruierbares Proton ist (Spalte „ADC/TDC“). Die nächste Spalte zeigt die Anzahl der Ereignisse, die von der Rekonstruktion als Proton eingestuft wurden („Spalte Proton“). Danach wurde zusätzlich verlangt, dass die Rekonstruktion zwei geladene und zwei ungeladene Teilchen im Crystal-Barrel-Detektor angibt (Spalte „Barrel“). Die Anzahl der Ereignisse in dieser Spalte wurden dann durch die Anzahl der η -Ereignisse in der untersten Zeile dividiert und in der letzten Spalte eingetragen. Um die Schwankungen und die Größe des relativen Akzeptanzfaktors zu verstehen, werden die einzelnen Schritte im Folgenden näher betrachtet.

In der Spalte „ADC/TDC“ fällt auf, dass es deutliche Unterschiede zwischen den

Energie [MeV]	ADC/TDC	Proton	Barrel	Akzeptanz
707.67 - 713.45	94397	80273	12190	1.0000
1098.01 - 1103.06	74824	70307	13007	1.0753
1103.06 - 1108.11	79021	74838	14024	1.1558
1108.11 - 1112.15	82678	78816	14800	1.2177
1112.15 - 1117.20	85363	81749	15268	1.2559
1117.20 - 1121.24	85853	82131	14625	1.2026
1121.24 - 1126.29	84514	80508	13745	1.1302
1126.29 - 1130.33	81142	76812	12124	0.9968

Tabelle 5.1: Tabelle zur Akzeptanzbestimmung.

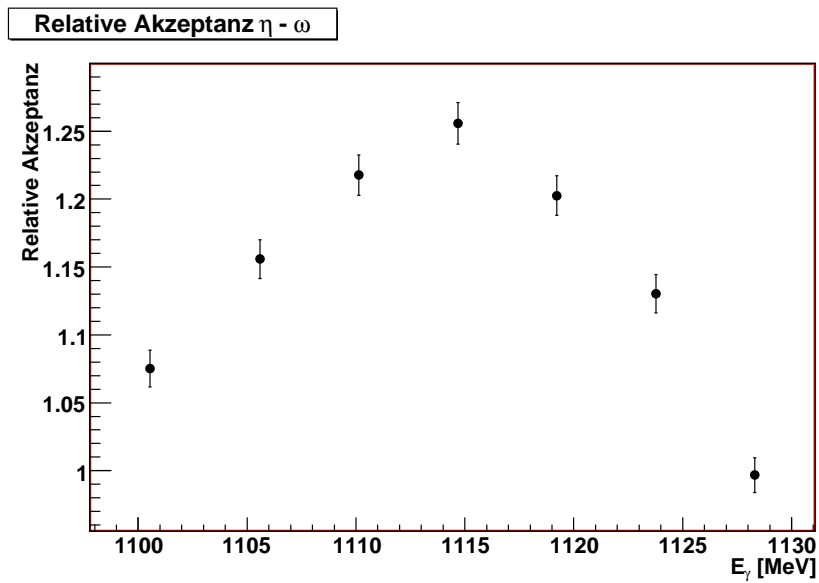


Abbildung 5.5: Relativer Akzeptanzfaktor der ω -Produktion bezüglich der η -Produktion im Kanal $\pi^0\pi^+\pi^-$.

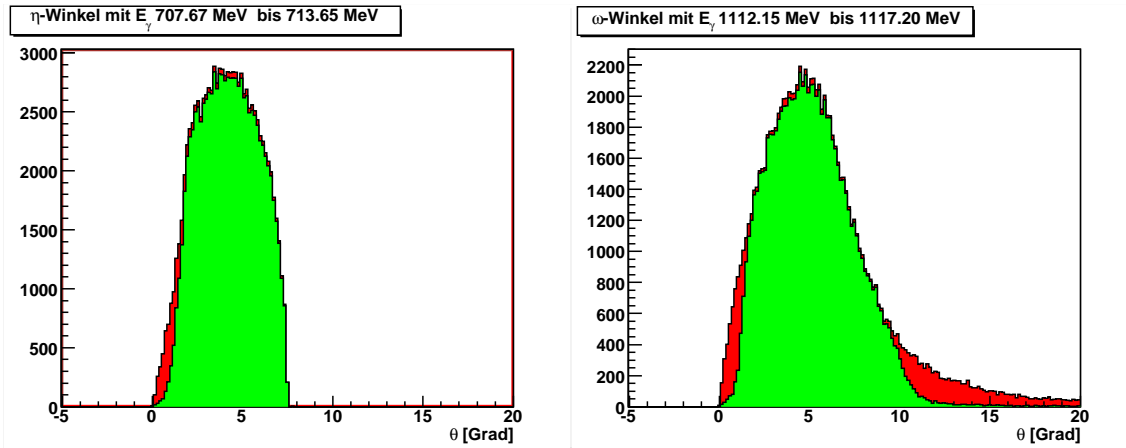


Abbildung 5.6: Winkel zur Strahlachse für η und ω . Die roten Spektren stellen die Verteilung am Generator dar, die grünen diese nach dem Schnitt auf die ADC und TDC Schwellen.

einzelnen Energiebins beim ω und auch dem η gibt. Der Hauptgrund liegt in der großen Breite des ω -Mesons von $\Gamma = 8.49 \text{ MeV}$ im Vergleich zum η -Meson von $\Gamma = 0.00129 \text{ MeV}$. Dadurch kommt es zu einer „Verschmierung“ aller kinematischen Größen. Dadurch erklärt sich auch, dass in der Messung ein Signal unterhalb der Schwelle zu sehen ist (vergleiche Tabelle 5.1, die Schwelle liegt bei 1108 MeV). Abbildung 5.6 zeigt den Winkel zur Strahlachse für das η (links) und das ω (rechts). Es ist ein deutlicher Unterschied erkennbar. Die roten Spektren sind die generierten Ereignisse und die grünen Spektren die, welche das „zwei ADC ein TDC“ Kriterium erfüllt haben. Bei beiden Signalen werden Ereignisse bei sehr kleinen Winkeln abgeschnitten. Dies sind die Protonen, die durch das Loch in der Mitte der Flugzeitwände geflogen sind. Während die η -Ereignisse unter dem theoretischen kinematischen Maximalwinkel bleiben, haben die ω -Spektren einen Schwanz zu höheren Winkeln. Aus diesem Grund werden hier schon Ereignisse durch das Ende der Öffnung im Crystal-Barrel-Detektor weggeschnitten.

Nach der Protonrekonstruktion ändert sich das Bild. Es werden mehr Protonen aus der ω -Produktion rekonstruiert als aus der η -Produktion. Den Grund für dieses ungewöhnliche Verhalten wird in Abbildung 5.7 dargestellt. In dieser Abbildung sieht man die für die Protonrekonstruktion wichtigen Spektren, die in Kapitel 3.3.3 ausführlich beschrieben werden. Auf der Abszisse wird die Größe $\tau = 1/\beta = c/v$ aufgetragen, welche proportional zur Flugzeit ist. Die Ordinate ist eine normierte Größe, die proportional zur deponierten Lichtmenge in der Latte ist. Das linke Bild zeigt den Verlauf bei der simulierten η -Produktion, das rechte Bild den der ω -Produktion. In die Spektren gehen alle Latten der zweiten Wand ein. Die schwarzen geschlossenen Linien sind der sogenannte Protonschnitt, ein wichtiger Teil der

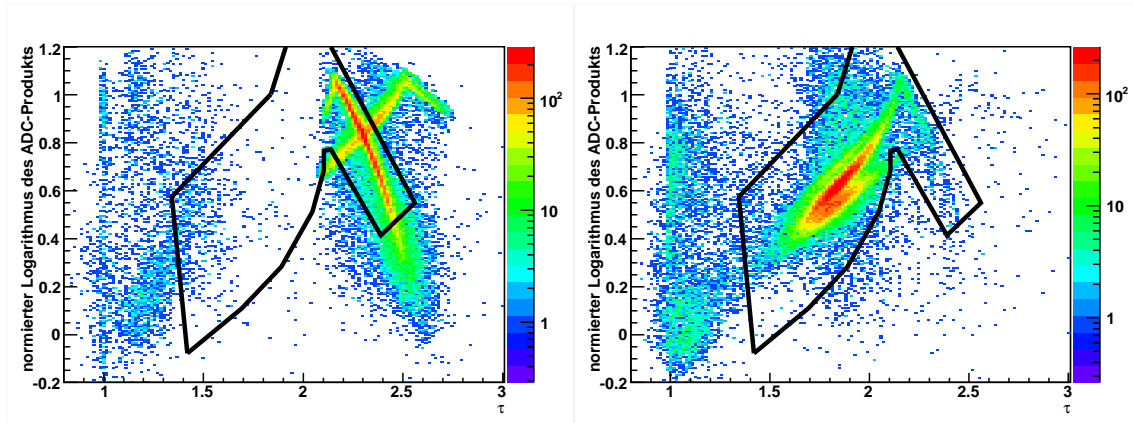


Abbildung 5.7: Der Protonschnitt, links für die η - rechts für die ω -Produktion.

Rekonstruktion, um den Untergrund abzutrennen. Ein Vergleich der Abbildungen zeigt deutlich die unterschiedliche Kinematik der beiden Reaktionen. Die Protonen der η -Produktion sind relativ niederenergetisch mit einem $\tau > 2$ ($\beta < 0.5$) während die Protonen aus der ω -Produktion im Bereich $1.6 < \tau < 2.1$ ($0.5 < \beta < 0.6$) liegen. Weiterhin sieht man in beiden Spektren eine Doppelhakenstruktur. Die Ursache hierfür liegt in den Aluminiumhohlprofilen, die aus Gründen der Stabilität eingebaut wurden, als die mittleren Latten entfernt wurden um eine Öffnung für den Photonenstrahl zu schaffen. Die Protonen, welche die zweite Wand erreichen, durchlaufen also zwei verschiedene Materialien. Die Protonen, die durch eine Latte der ersten Wand geflogen sind, verlieren mehr Energie und sind dem linken Haken zuzuordnen. Die Protonen, die durch das Hohlprofil geflogen sind, verlieren weniger Energie und entsprechen dem rechten Haken. Durch die unterschiedliche Kinematik werden bei der η -Produktion mehr Protonen durch den grafischen Schnitt verworfen.

Im letzten Schritt wird verlangt, dass der Crystal-Barrel-Detektor und der Innendetektor eine Multiplizität von zwei geladenen und zwei ungeladenen Teilchen liefert. Hier fällt auf, dass die Anzahl der η noch stärker zurückfällt. Betrachtet man einen Überblick der Multiplizitäten (siehe Abbildung 5.8), so sieht man, dass beim η mehr Teilchen in den Kanal mit zwei ungeladenen und einem geladenen rekonstruiert werden. Den Grund dafür zeigt Abbildung 5.9. Hier wird die simulierte Energie des π^+ für eine Multiplizität von zwei ungeladenen und einem geladenen (grün) bzw. zwei geladenen (rot) dargestellt. Man sieht deutlich eine Schwelle, unterhalb derer die Pionen im Innendetektor gestoppt werden und keine Spur rekonstruiert wird. Der Anteil der Pionen im grünen Spektrum korreliert mit den π^- , die unterhalb der Schwelle liegen. Der Anteil des roten Spektrums unterhalb der Schwelle stammt von μ^+ aus dem Zerfall der π^+ , welche die Crystal-Barrel-Kristalle erreichen und so zu einer rekonstruierbaren Spur führen.

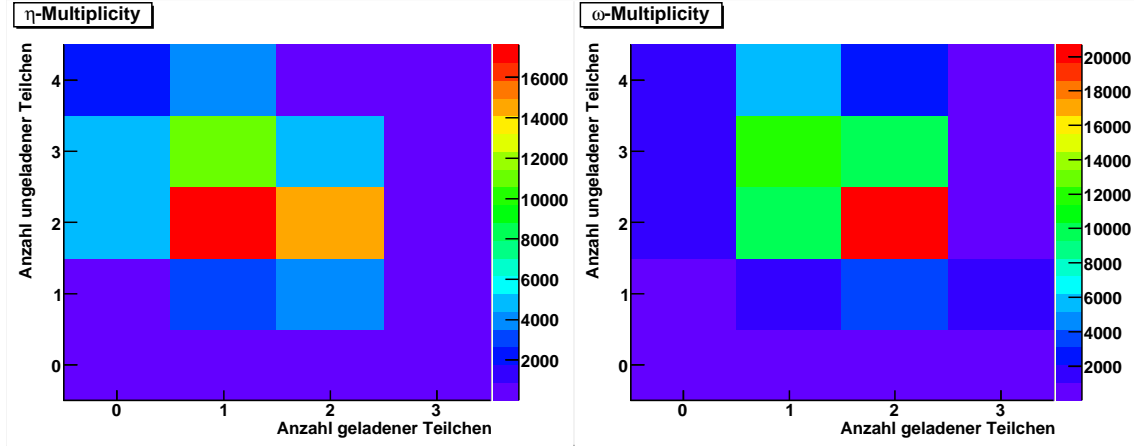


Abbildung 5.8: Multiplizität im Crystal-Barrel-Detektor.

5.3 Ergebnisse

Wie bereits in der Einleitung dieses Kapitels dargelegt wurde, ist es sehr vorteilhaft, die Messung auf einen bekannten Wirkungsquerschnitt zu normieren. Als Referenzmessung wurde dabei die sehr genaue η -Schwellenmessung von [Kru95] verwendet. Abbildung 5.10 zeigt den totalen Wirkungsquerschnitt des η an der Schwelle aus [Kru95]. Für den totalen η -Wirkungsquerschnitt an der Schwelle gilt aufgrund der s-Wellenproduktion die Beziehung [Kru95a]

$$\sigma_{\eta}^{tot} = K_K \sqrt{E_{\gamma} - E_{\gamma}^{schw.}}. \quad (5.10)$$

Ein Fit an die Daten von Abbildung 5.10 links liefert

$$K_K = 2.618 \pm 0.021 \frac{\mu b}{\sqrt{MeV}}. \quad (5.11)$$

In Abbildung 5.11 sieht man die in Kapitel 5.1 präparierten Daten der η -Schwelle im $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Kanal als schwarze Punkte. Auf den ersten Blick scheint hier gar keine s-Wellen Produktion stattzufinden sondern der flache Anstieg deutet auf einen höheren Drehimpuls hin. Man muss allerdings berücksichtigen, dass der Bereich von E_{γ} , innerhalb dessen der totale Wirkungsquerschnitt gemessen wird, relativ klein ist. In unmittelbarer Nähe der Schwelle macht sich die Detektorauflösung sehr stark bemerkbar. Durch die endliche Auflösung sind die Daten eine Faltung aus dem Verlauf des Wirkungsquerschnitts mit einer Gaußfunktion. Dies bewirkt an der Schwelle ein „Auswaschen“ des Anstiegs. Die durchgezogene Linie zeigt das Ergebnis eines Fits bei dem die Gleichung 5.10 mit einer Gaußfunktion mit $\sigma = 5MeV$ gefaltet wurde. Die freien Parameter waren dabei K und E_{γ} . Die gestrichelte Linie zeigt das Ergebnis des Fits ohne die Faltung.

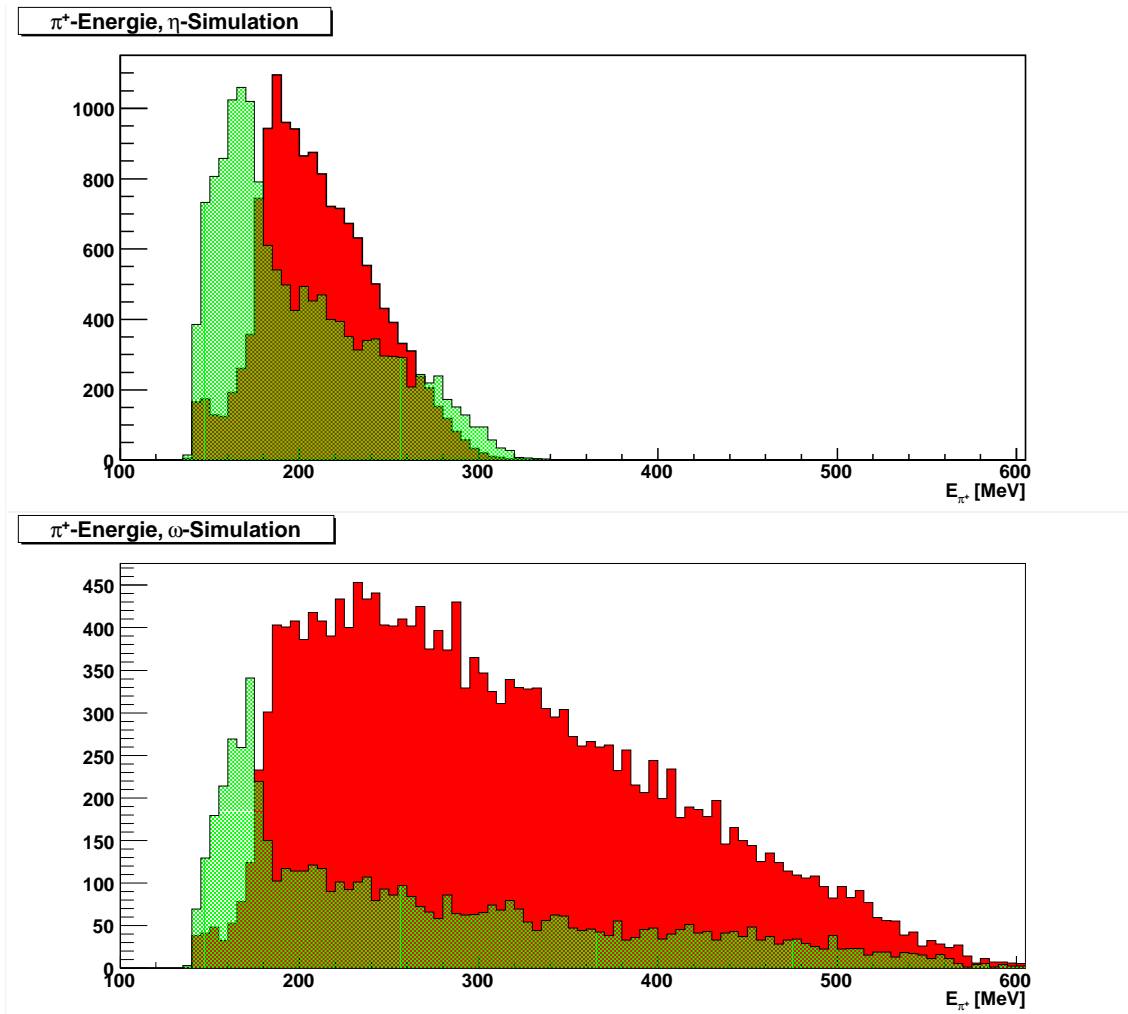


Abbildung 5.9: π^+ -Energie für η -Simulation (oben) und ω -Simulation (unten). Die Spektren zeigen eine Multiplizität von 2 geladenen und 1 ungeladenen (grün) bzw 2 ungeladenen (rot) im Crystal-Barrel-Detektor.

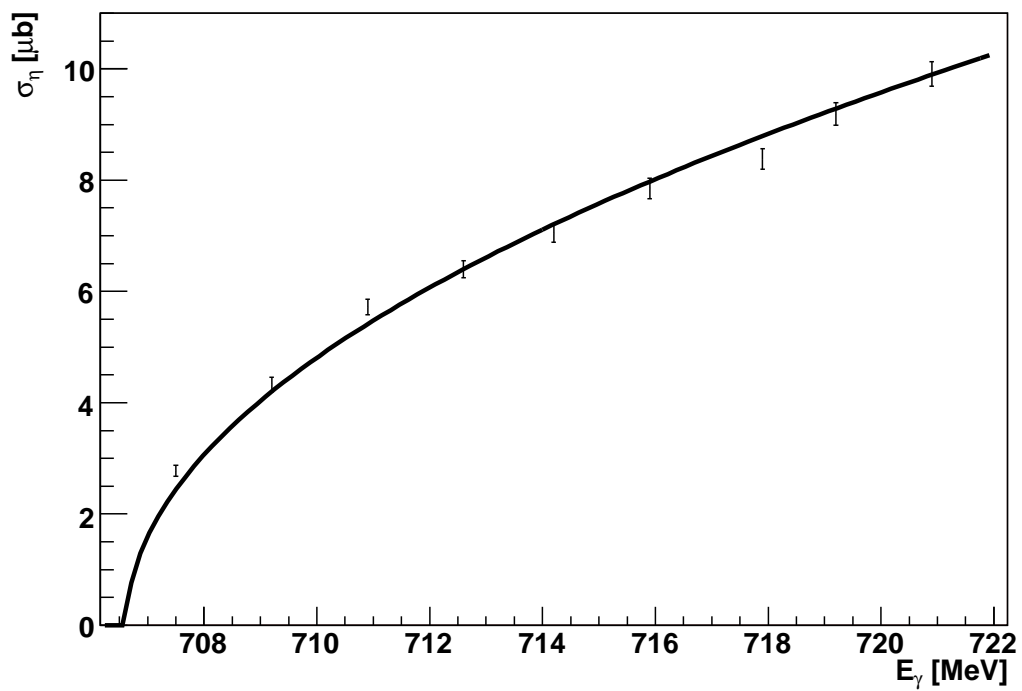
Fit an η -Wirkungsquerschnitt

Abbildung 5.10: Fit an den von [Kru 95] gemessenen totalen Wirkungsquerschnitt der η -Produktion (links).

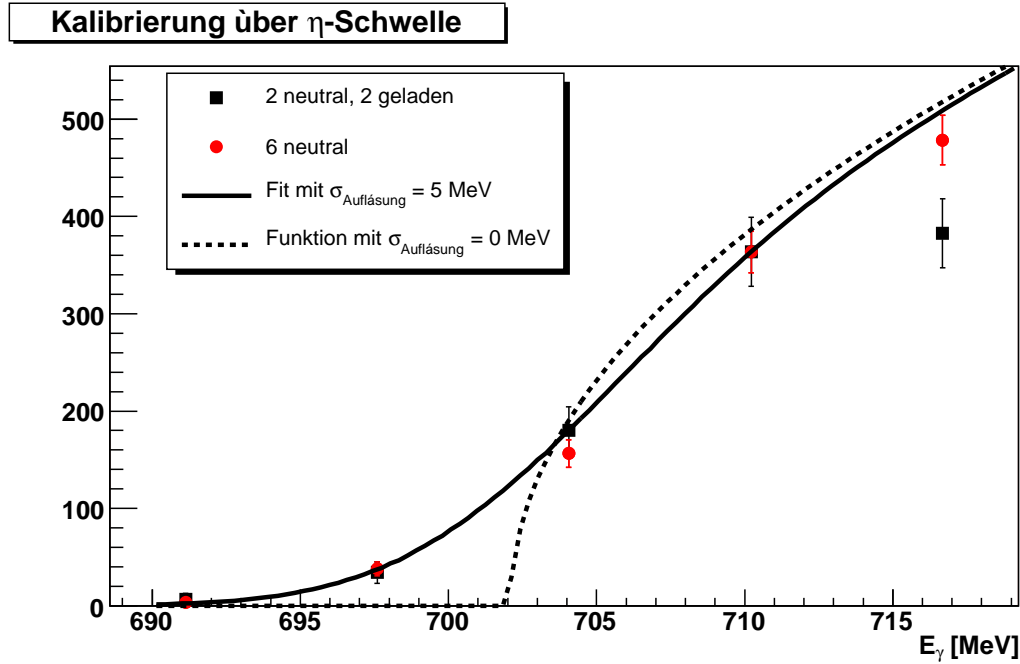


Abbildung 5.11: Fit an die gemessenen Zählraten an der η -Schwelle. Weitere Erläuterungen siehe Text.

Zum Test der Konsistenz wurden auch die Daten für den Kanal $\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ in rot eingezeichnet. Die Zählraten wurden dabei so normiert, dass der Wert bei $E_\gamma = 710\text{MeV}$ mit dem des Kanals $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ übereinstimmt. Man sieht, dass die Form des Anstiegs für die Punkte mit kleinerem E_γ gleich ist. Eine signifikante Abweichung zeigt sich nur beim letzten Punkt. Hier besteht offenbar ein Unterschied zwischen den beiden Kanälen am Akzeptanzrand des Crystal-Barrel-Detektors. Da die Punkte im $\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ Kanal konsistent mit dem Modell zusammenfallen, wurde der letzte Datenpunkt im $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ Kanal als Ausreißer betrachtet und beim Fit nicht berücksichtigt.

Als Ergebnis des Fits erhält man:

$$K_D = 135 \pm 28 \frac{\mu b}{\sqrt{\text{MeV}}}. \quad (5.12)$$

In den beiden Fits wurde neben der Konstante K auch die Schwellenenergie E_γ als freier Parameter definiert. Die Ergebnisse des Fits sind für den Kanal $\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$

$$E_\gamma = 702.7 \pm 0.8\text{MeV} \quad (5.13)$$

und für den Kanal $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

Energieintervall [MeV]	Wirkungsquerschnitt [μb]
1098.01 - 1103.06	$0.37 \pm 0.23 \pm 0.10$
1103.06 - 1108.11	$0.98 \pm 0.27 \pm 0.22$
1108.11 - 1112.15	$1.14 \pm 0.28 \pm 0.25$
1112.15 - 1117.20	$1.66 \pm 0.30 \pm 0.35$
1117.20 - 1121.24	$2.31 \pm 0.30 \pm 0.49$
1121.24 - 1126.29	$3.05 \pm 0.36 \pm 0.64$
1126.29 - 1130.33	$3.93 \pm 0.45 \pm 0.82$

Tabelle 5.2: Totaler Wirkungsquerschnitt des Kanals $p\gamma \rightarrow p\omega$ an der Produktionsschwelle. Als Fehler ist zuerst der statistische dann der systematische angegeben.

$$E_\gamma = 702.1 \pm 1.9 \text{ MeV}. \quad (5.14)$$

Bildet man den gewichteten Mittelwert der beiden Ergebnisse so erhält man

$$E_\gamma = 702.6 \pm 0.7 \text{ MeV}. \quad (5.15)$$

Die Auswertung des Anstiegs des totalen Wirkungsquerschnitts an der Schwelle liefert also trotz der akzeptanzbedingt sehr begrenzten Datenlage (verglichen mit [Kru95]) eine sehr genaue Überprüfung der Taggerkalibration. Es zeigt sich, dass die bisherige Kalibration, wie sie im Kapitel 3.2 beschrieben wurde, systematisch um etwa 5 MeV verschoben ist.

Mit den beiden Werten K_K und K_D lässt sich nun ein Korrekturfaktor C berechnen, der die Anzahl der Ereignisse des ausgewerteten Kanals auf den Wirkungsquerschnitt bezieht.

$$C = \frac{K_K \cdot b_{\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0}}{K_D} = 0.00438 \pm 0.00091 \mu b. \quad (5.16)$$

Dabei ist $b_{\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0}$ das Verzweigungsverhältnis für den $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ -Kanal.

Damit sind alle Größen bekannt um den totalen Wirkungsquerschnitt des Prozesses $\gamma + p \rightarrow p + \omega$ bestimmen zu können. Der Wirkungsquerschnitt berechnet sich nach folgender Gleichung:

$$\sigma_{tot}^\omega = \frac{N_\omega \cdot C}{b_{\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0} \cdot A}, \quad (5.17)$$

mit N_ω , der untergrundkorrigierten Ereignisse aus Abbildung 5.4 unten rechts, A , dem Akzeptanzkorrekturfaktor aus Kapitel 5.2, C , dem Normierungsfaktor aus Gleichung 5.16 und $b_{\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0}$, dem Verzweigungsverhältnis für den $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ -Kanal.

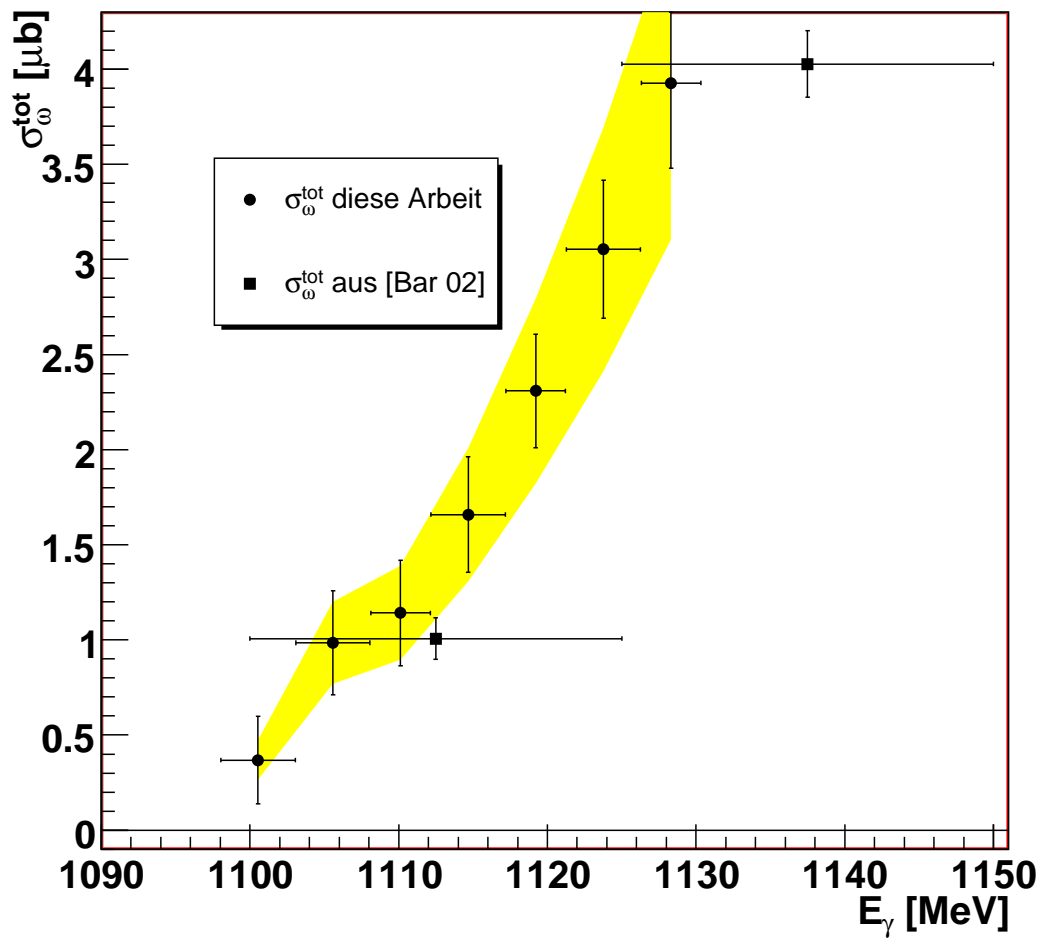


Abbildung 5.12: Vergleich des bestimmten totalen Wirkungsquerschnitts mit den Ergebnissen aus [Bar 02].

Das Ergebnis zeigt Abbildung 5.12. Die runden Punkte sind das Ergebnis dieser Arbeit, verglichen mit den ersten beiden Werten aus [Bar 02] (quadratische Punkte). Die Fehlerbalken in X-Richtung stellen die Binbreite dar, die in Y-Richtung den statistischen Fehler bestehend aus den Schwankungen der Rohdaten, der Taggerkorrektur und der Akzeptanzkorrektur. Die Haupteinflüsse systematischer Natur sind der Korrekturfaktor C , die Unsicherheit von $b_{\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0}$ und der Fehler beim Untergrundabzug. Da diese sich auf alle Werte auswirken, wurden sie gesondert in Form eines farbigen Bandes um die Werte herum angegeben. Die Zahlenwerte des Wirkungsquerschnitts und der Fehler zeigt Tabelle 5.2.

Der Wirkungsquerschnitt ist beim ω deutlich stärker „ausgewaschen“ als beim η , da hier zusätzlich zur Detektorauflösung noch die intrinsische Breite der ω -Resonanz mit einer Breite von $\Gamma_{FWHM} = 8.49 \pm 0.08 \text{ MeV}$ hinzukommt. Geht man auch hier analog zum η näherungsweise von einer s-Wellen Produktion und einem Verlauf des Wirkungsquerschnitts wie in Gleichung 5.10 aus, gefaltet mit einer Breit-Wigner Verteilung entsprechender Breite, so erhält man

$$K_\omega = 0.89 \pm 0.19 \pm 0.05 \frac{\mu\text{b}}{\sqrt{\text{MeV}}}. \quad (5.18)$$

Der erste Fehler ist der systematische und wurde bestimmt, indem die Punkte aus Abbildung 5.12 jeweils auf den oberen und unteren Rand der farbigen Fläche gesetzt wurden und gefittet wurden. Der zweite Fehler ist der statistische Fehler des Fits.

Abbildung 5.13 zeigt einen Vergleich mit den theoretischen Ergebnissen aus [Shk 05]. Dabei handelt es sich um ein Coupled-Channel-Modell welches bereits in Kapitel 1.2.2 beschrieben wurde. Bei den Berechnungen zu diesem Modell wurde von einem stabilen ω ausgegangen [Shk 05a], so dass für den Vergleich Gleichung 5.10 mit K_ω benutzt wurde. Die Messungen stimmen mit dem theoretischen Modell im Rahmen der Messunsicherheiten gut überein. Durch die genaue Fixierung der ersten Partialwellen sollten die Messungen dieser Arbeit dazu beitragen zu einem besseren theoretischen Verständnis der ω -Photoproduktion am Proton zu gelangen.

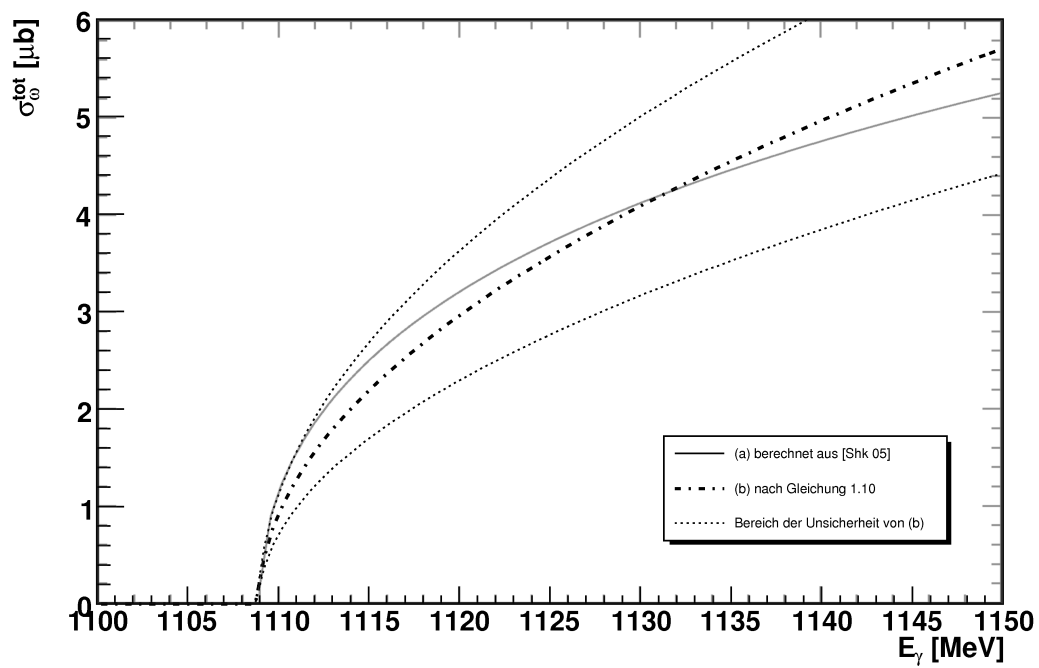


Abbildung 5.13: Vergleich des bestimmten totalen Wirkungsquerschnitts mit den Ergebnissen aus [Shk 05].

6. Zusammenfassung und Ausblick

Zum besseren Verständnis der starken Wechselwirkung ist es erforderlich, möglichst präzise Messungen des Anregungsspektrums des Nukleons, insbesondere im niedere-nergetischen Bereich (~ 1 GeV), zu machen. Zu diesem Zweck wird das CB-ELSA Experiment in Bonn durchgeführt, dessen Herzstück der Crystal-Barrel-Detektor ist, der in verschiedenen Experimentierphasen mit einer Reihe unterschiedlicher anderer Detektoren betrieben wird.

Die Daten dieser Arbeit stammen aus Strahlzeiten Anfang 2001 mit ELSA-Energien von 1.4 GeV und 3.2 GeV. In dieser Experimentierphase stand vor dem Crystal-Barrel-Detektor in Strahlrichtung und einer Entfernung von 5 m ein großflächiges Flugzeitspektrometer. Mit diesem konnten Protonen, die die etwa 11° große Öffnung des Crystal-Barrel-Detektor verlassen, nachgewiesen werden. Dieser Aufbau ist prädestiniert für die Untersuchung von Schwellenreaktionen, bei denen die Protonen aus kinematischen Gründen im Laborsystem in einen nur sehr engen Vorwärtswinkel emittiert werden. Die leichtesten Mesonen, deren Schwellen im untersuchten Energiebereich liegen, sind das η , das ω und das η' .

Da das Flugzeitspektrometer eine wichtige Rolle bei dem Experiment spielt, wurde die Rekonstruktion ausführlich dargestellt und ein Überblick über die ersten Messergebnisse gegeben. Dabei wurden für ausgewählte Kanäle die Missing Mass des Protons im Flugzeitspektrometer, die invariante Masse im Crystal-Barrel-Detektor und die Taggerenergie einzeln und gegeneinander aufgetragen. In den Daten mit einer ELSA-Energie von 1.4 GeV sah man im Kanal mit 2 γ und 6 γ ein deutliches η -Signal, das im 6 γ Kanal sogar ohne weitere Schnitte untergrundfrei. Im Kanal mit 5 γ konnte anhand des η -Signals in der Missing Mass die falsche Einordnung der Multiplizität im Crystal-Barrel-Detektor charakterisiert werden.

Die η -Kanäle eigneten sich auch gut zur Beschreibung der Effekte der einzelnen Hardwaretrigger von Innendetektor und Flugzeitspektrometer. So sah man bei den rein ungeladenen Kanälen kein η -Signal, wenn man nur einen Innendetektortrigger aber keinen Flugzeittrigger verlangt. Über die Referenz zum Innendetektor wurde auch die Effizienz des Flugzeittriggers bestimmt. Leider zeigte sich, dass durch eine unbemerkte ungünstige Timingeinstellung nicht nur, wie ursprünglich geplant, der elektromagnetische Untergrund, sondern auch ein Großteil der schnellen Protonen unterdrückt wurde. Dies ist ein Problem für alle Kanäle mit nur ungeladenen Zerfallsprodukten. Kanäle, die auch in geladene Teilchen zerfallen erzeugen immer auch einen Innendetektortrigger und haben dieses Problem nicht.

Im Kanal mit 2 geladenen und 2 γ sieht man das η - und das ω , welche beide in $\pi^0\pi^+\pi^-$ zerfallen. Da die η -Schwelle bereits sehr gut vermessen wurde, kann man sie gut zum Kalibrieren des ω -Wirkungsquerschnitts verwenden. Vorher wurde jedoch noch in den Daten mit der ELSA-Energie von 3.2 GeV nach dem η' gesucht. Hier konnte in den Kanälen mit $\eta' \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ zwar ein schwaches Signal mit der richtigen Masse gefunden werden, es war für eine genauere Auswertung jedoch leider zu schwach.

Über den Kanal $\omega \rightarrow \pi^0\pi^+\pi^-$ wurde dann der totale Wirkungsquerschnitt der ω -Photoproduktion bestimmt. Zuerst wurde versucht, über weitere Schnitte den Untergrund weiter zu reduzieren. Da der Crystal-Barrel-Detektor für geladene Teilchen die Energie nicht messen kann, ist es nicht möglich die Vierervektoren der beiden geladenen Pionen vollständig zu bestimmen. Dadurch war es nicht möglich, einem nichtlinearen numerischen Verfahren (kinematischer Fit) sinnvolle Startwerte zu übergeben. Es wurde versucht die noch vorhandene Überbestimmtheit über direkte kinematische Berechnungen zu verwenden. Verschiedene Untersuchungen zeigten jedoch, dass die dazu nötigen Annahmen über die Massen der Mesonen die Nutzung für Schnitte unmöglich machten. Als Hauptuntergrund kann in diesem Kanal die direkte Produktion von $\pi^0\pi^+\pi^-$ angenommen werden, deren Wirkungsquerschnitt im betrachteten Energiebereich bekannt ist und glatt verläuft. Daraufhin wurde der Untergrund über einen Polynomfit bestimmt und abgezogen.

Die untergrundbereinigten Spektren wurden als nächstes akzeptanzkorrigiert. Die Akzeptanz wurde über Simulationsrechnungen bestimmt. Dabei auftretende Auffälligkeiten in den Spektren wurden untersucht und konnten erklärt werden.

Da in dem untersuchten Kanal sowohl die η - als auch die ω -Schwelle liegen, und der η -Wirkungsquerschnitt sehr gut bekannt ist, kann man die absolute Normierung des Wirkungsquerschnitts über das η vornehmen. Dies hat den Vorteil, dass dabei alle systematischen Fehler, die sich auf beide Teilchen beziehen wegfallen. Leider ist dieses Verfahren durch den kleinen abgedeckten Energiebereich an der η -Schwelle empfindlich auf Unsicherheiten in der Taggerkalibration, was sich zu einer deutlichen systematischen Unsicherheit im Wirkungsquerschnitt fortpflanzt.

Der bestimmte Wirkungsquerschnitt wurde mit den theoretischen Untersuchungen aus [Shk05] verglichen. Diese nehmen das ω als stabiles Teilchen an. Da das ω jedoch zum einen eine Zerfallsbreite von 8.5 MeV hat, zum anderen das Experiment eine endliche Auflösung hat, lässt sich der gemessene Wirkungsquerschnitt nicht einfach zum Vergleich heranziehen. Deshalb wurde ein einfaches s-Wellen Modell angenommen mit einer Abhängigkeit $\sigma_{\omega}^{tot} = K_{\omega} \sqrt{E_{\gamma} - E_{\gamma}^{schw}}$. Dieses Modell wurde mit einer Gaußverteilung gefaltet und durch einen Fit an den Wirkungsquerschnitt

K_ω bestimmt zu:

$$K_\omega = 0.89 \pm 0.19 \pm 0.05 \frac{\mu b}{\sqrt{MeV}}, \quad (6.1)$$

wobei der erste Fehler systematisch und der zweite statistisch ist. Trägt man das Ergebnis gegen den theoretischen Verlauf auf, so stimmen die Messungen mit dem theoretischen Modell im Rahmen der Messunsicherheiten gut überein. Durch die genaue Fixierung der ersten Partialwellen sollten die Messungen dieser Arbeit dazu beitragen zu einem besseren theoretischen Verständnis der ω -Photoproduktion am Proton zu gelangen.

Ausblickend kann man sagen, dass eine Reihe von Problemen sich verbessern würden, wenn der Öffnungswinkel in Vorwärtsrichtung größer und der überdeckte Schwellenbereich dadurch größer gewesen wäre. In der ersten Experimentierphase war dies bauartbedingt leider nicht möglich, in der zweiten Phase mit dem TAPS-Detektor in vorwärtsrichtung wurde die vordere Barrelöffnung jedoch auf 35° ausgeweitet. Hier würde es sich lohnen die Schwelle erneut und auf einem größeren Bereich in hoher Auflösung zu untersuchen. Auch wurden in dieser Phase wesentlich mehr Ereignisse aufgezeichnet, sodass man den Kanal $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ untersuchen kann. Da dieser vollständig überbestimmt ist, hat man wesentlich bessere Möglichkeiten, über kinematische Verfahren den Untergrund abzutrennen. Dieser Kanal wurde in dieser Arbeit nicht verwendet, da aufgrund des wesentlich ungünstigeren Verzweigungsverhältnisses zu wenig Ereignisse vorlagen.

Da dies die erste Arbeit im Rahmen des CB-ELSA Experiments ist, in der das Flugzeitspektrometer ausführlich beschrieben wurde, besteht die Hoffnung, dass sie eine Hilfe für die derzeit im Aufbau befindliche nächste Phase ist, in der das Flugzeitspektrometer wieder eine wichtige Rolle spielen wird [Tra 6034].

A. Kalibration der Startzeit

In die Messung der Flugzeit gehen sowohl Unsicherheiten der Messung der Startzeit als auch der Stoppzeit ein. Über die Kalibration des für die Stoppzeit verantwortlichen Flugzeitspektrometers wird ausführlich in Kapitel 3.3.2 eingegangen. Dieses Kapitel behandelt die zeitliche Abgleichung der szintillierenden Latten des Taggers. Wenn das Startsignal des Triggers (siehe Kapitel 2.2.7) für die verschiedenen Latten unterschiedliche Laufzeiten aufweist, führt dies zu einer energieabhängigen Verbreiterung der TDC-Spektren des Flugzeitspektrometers. Solche Laufzeitunterschiede in der Größenordnung einiger 10 ns lassen sich bei der Verkabelung nicht vermeiden und müssen korrigiert werden.

Dazu müssen die Laufzeitunterschiede zuerst genau bestimmt werden. Für diese Bestimmung benötigt man ein Stoppsignal, welches von Teilchen mit konstanter Flugzeit ausgelöst wird. Diese Anforderungen erfüllt das TDC-Signal des Gamma-Veto-Detektors, da es von den mit Lichtgeschwindigkeit fliegenden Photonen ausgelöst wird. Betrachtet man das TDC-Spektrum des Gamma-Veto-Detektors und schneidet auf die verschiedenen Latten des Taggers, so sieht man, dass der prompte Peak abhängig von der Taggerlatte „wandert“ (siehe Abbildung A.1). Dabei wurde der sogenannte Taggeror-Trigger verwendet, bei dem nur der Tagger selbst das Ereignis definiert (siehe Kapitel 2.2.7). Weiterhin wurden nur Ereignisse verwendet, deren Taggerlatte eindeutig zu bestimmen war.

Als nächstes werden die Maxima der Verteilungen und deren Mittelwert bestimmt und die Abweichungen von diesem Mittelwert in einer Datei gespeichert. Mit diesen Abweichungen werden die TDCs der stoppenden Detektoren korrigiert bevor sie zur weiteren Rekonstruktion verwendet zu werden. Die Korrektur des TDC-Spektrums des Gamma-Veto-Detektors zeigt Abbildung A.2.

Diese Abweichungsbestimmungen wurden für die regelmäßig stattfindenden Runs mit Tagger-Or Trigger durchgeführt und dem Kalibrationsverzeichnis der Analysesoftware hinzugefügt. Eine kleine C++ Klasse mit dem Namen `StartTimeCorrection` liefert als Teil der CB-Offline den für die jeweilige Runnummer korrigierten TDC zurück.

2001/06/29 08.37

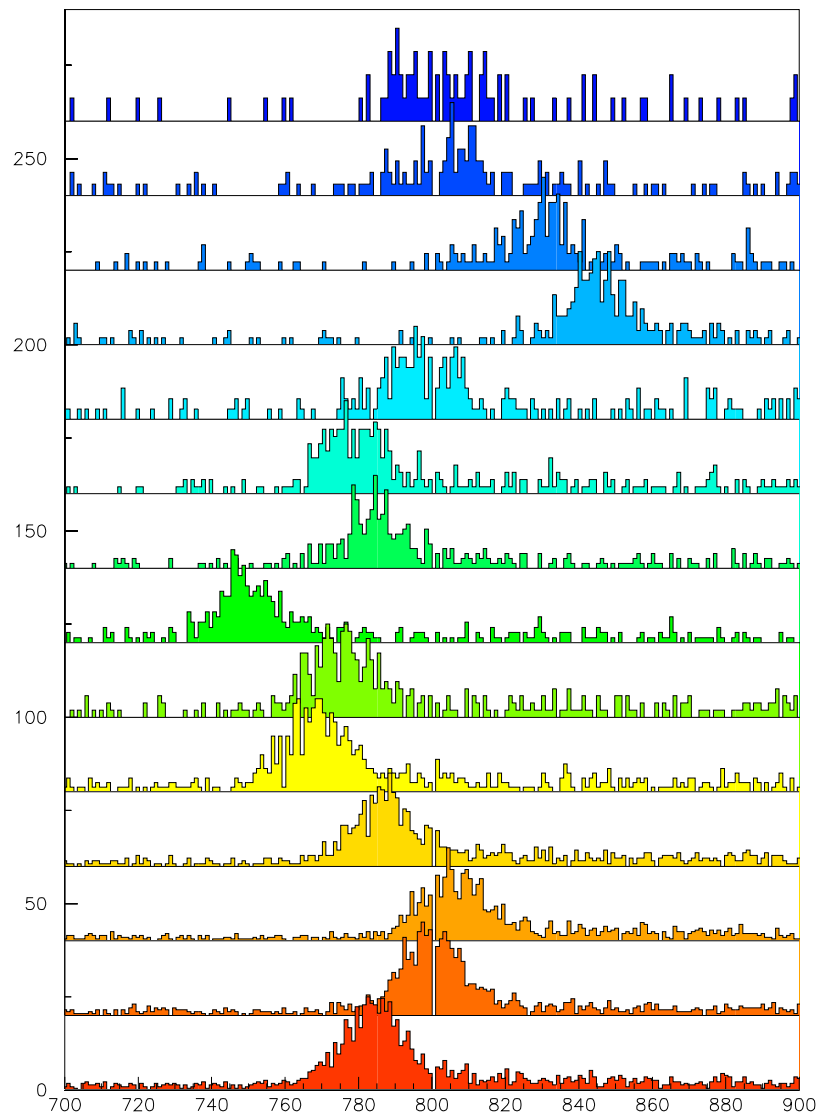


Abbildung A.1: TDC-Spektrum des Gamma-Veto-Detektors mit Schnitt auf die angesprochene Taggerlatte.

2001/06/29 08.39

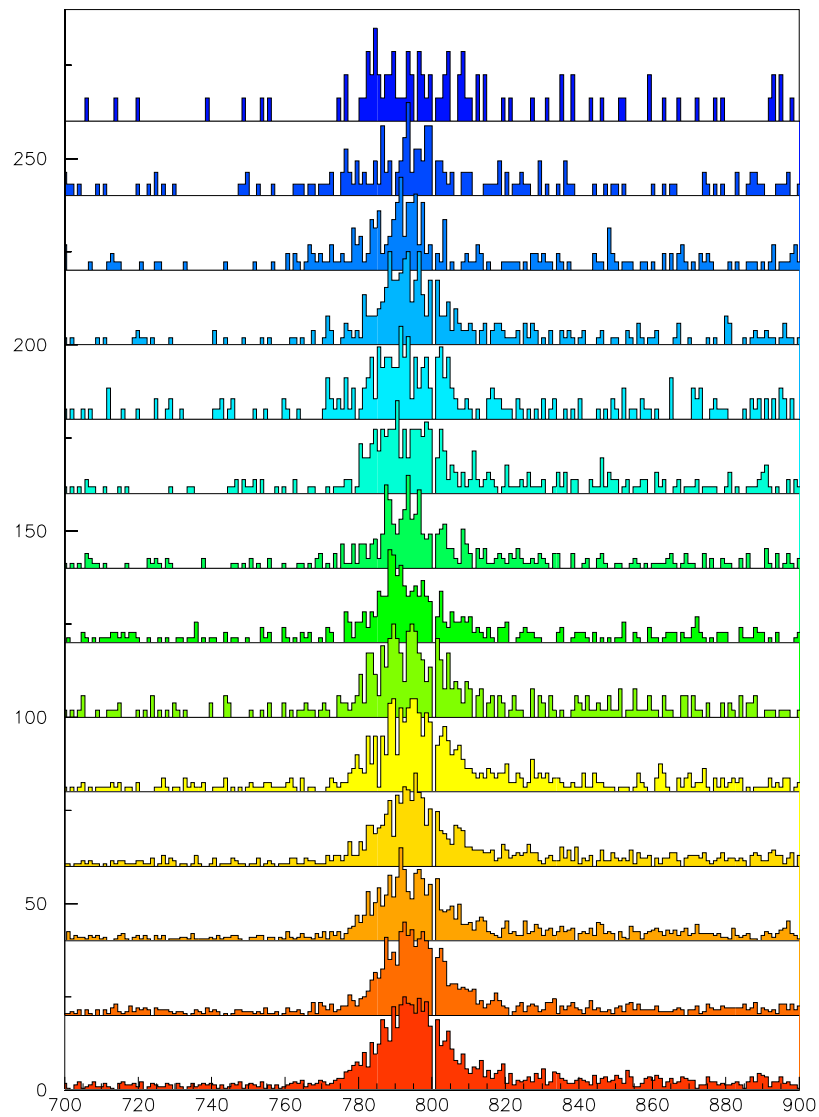


Abbildung A.2: TDC-Spektrum des Gamma-Veto-Detektors mit Schnitt auf die angesprochene Taggerplatte nach dem beschriebenen Verfahren korrigiert.

B. Kinematik der Schwellenproduktion

Das folgende Kapitel gibt einen Überblick über die Teile der relativistischen Kinematik, die für die in dieser Arbeit behandelten Schwellenproduktionen von Mesonen von Bedeutung sind. Die Darstellung orientiert sich dabei eng an [ByK 73].

Man betrachte Zwei-Körper-Reaktionen im sogenannten „Schwerpunktsystem“, allgemein abgekürzt mit CMS¹, und dem „Laborsystem“, abgekürzt mit LS. Das CMS ist definiert als das Bezugssystem, in dem die Impulse der einlaufenden Teilchen gleichgroß und entgegengesetzt sind. Das Laborsystem ist definiert als das Bezugssystem, in dem das Target (welches fest mit dem Labor verbunden ist) ruht.

Im Folgenden wird der Fall eines Teilchens mit einem festen Impulsquadrat P und einer isotropen Winkelcharakteristik im CMS betrachtet. Das Ziel ist die Verteilung im LS. Geometrisch entspricht das Problem der Transformation einer Kugel \mathbf{p}^{*2} in das LS. In den Berechnungen wird folgende Notation verwendet:

Größen im CMS werden mit einem Stern gekennzeichnet, z.B. E^* . Alle unmarkierten Größen beziehen sich auf das LS. Der Raumanteil des Impulsvektors wird sowohl in Cartesischen- als auch in Kugelkoordinaten verwendet:

$$\begin{aligned}\mathbf{p} &= (p_x, p_y, p_z) \\ &= P(\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \phi)\end{aligned}\tag{B.1}$$

Die z-Achse zeigt in Richtung der Bewegung des CMS. Demensprechend ist der longitudinale Anteil q von \mathbf{p}

$$q = p_z = P \cos \theta\tag{B.2}$$

und der transversale Anteil r von \mathbf{p} ist

$$\begin{aligned}r &= \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \\ &= P \sin \theta.\end{aligned}\tag{B.3}$$

Wenn v die Geschwindigkeit des LS im CMS ist, lauten die Gleichungen der Lorentztransformation in cartesischen Koordinaten:

¹engl. Center of Momentum System

$$p_x = p_x^*, p_y = p_y^* \quad (\text{B.4})$$

$$p_z = \gamma p_z^* + \gamma v E^* \quad (\text{B.5})$$

$$E = \gamma v p_z^* + \gamma E^*. \quad (\text{B.6})$$

Die inverse Transformation in Kugelkoordinaten lautet:

$$P^* \sin \theta^* = P \sin \theta \quad (\text{B.7})$$

$$P^* \cos \theta^* = \gamma P \cos \theta - \gamma v E \quad (\text{B.8})$$

$$E^* = -\gamma v P \cos \theta + \gamma E. \quad (\text{B.9})$$

Nachdem die Notation festgelegt ist, wird nun die Transformation in mehreren Schritten betrachtet.

B.1 Transformation des azimuthalen Winkels

Aus Gleichung B.4 folgt sofort

$$\tan \phi = \frac{p_y}{p_x} = \frac{p_y^*}{p_x^*} = \tan \phi^* \quad (\text{B.10})$$

und damit

$$\phi = \phi^*. \quad (\text{B.11})$$

Dies bedeutet, dass der azimuthale Winkel um eine Achse invariant unter Lorentztransformationen entlang dieser Achse ist. Dadurch ist das Problem zylindersymmetrisch, und es reicht, in den Abbildungen nur die Transformation des Kreises z.B. in der xz-Ebene zu betrachten.

B.2 Transformation in cartesianischen Koordinaten

Die Gleichung einer Kugel in cartesianischen Koordinaten lautet:

$$P^{*2} = p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 = \text{const.} \quad (\text{B.12})$$

Setzt man nun die Gleichungen B.4 und B.5 in B.12 ein erhält man:

$$\frac{p_x^2 + p_y^2}{P^{*2}} + \frac{(p_z - \gamma v E^*)^2}{\gamma^2 P^{*2}} = 1. \quad (\text{B.13})$$

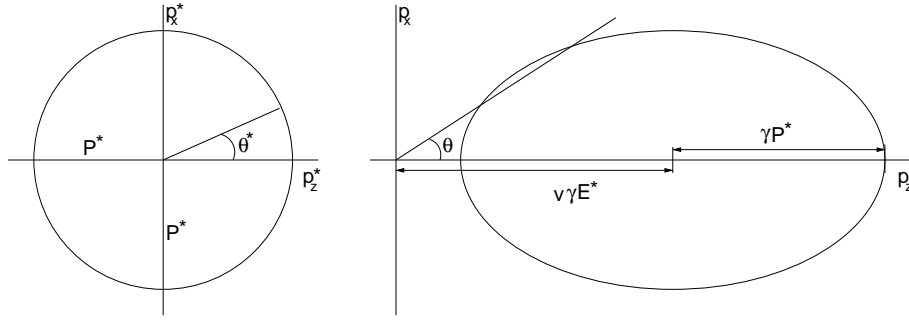


Abbildung B.1: Transformation einer isotropen Verteilung im CMS mit Impuls $P^* = \text{const.}$ in das LS.

Dies ist die Gleichung eines Ellipsoids, siehe auch Abbildung B.1. Die Schnittpunkte der Ellipse mit der z -Achse sind gerade die Transformationen der CMS Impulsvektoren, die parallel und antiparallel zur z -Achse liegen. Aus Gleichung B.5 folgt sofort:

$$-P^* \longmapsto \gamma(-P^* + vE^*) \quad = \gamma E^*(v - v^*) \quad (\text{B.14})$$

$$P^* \longmapsto \gamma(P^* + vE^*) \quad = \gamma E^*(v + v^*) \quad (\text{B.15})$$

wobei $v^* = \frac{P^{*2}}{E^*}$ die Geschwindigkeit des Teilchens im CMS ist. Diese Gleichungen legen eine Fallunterscheidung in drei Fälle nahe (siehe Abbildung B.2):

- Fall 1: $v < v^*$, der Ursprung liegt innerhalb des Ellipsoids.
- Fall 2: $v = v^*$, der Ursprung liegt auf dem Ellipsoiden.
- Fall 3: $v > v^*$, der Ursprung liegt außerhalb des Ellipsoids.

Fall 3 ist besonders interessant, da es im LS offensichtlich einen maximalen Winkel θ_{max} gibt, der nicht überschritten wird. Man kann in diesem Fall mit einem Vorwärtsdetektor begrenzter Winkelakzeptanz den vollen Raumwinkel von 4π im CMS messen. Winkelverteilungen untersucht man am besten in Kugelkoordinaten.

B.3 Transformation in Kugelkoordinaten

Die Gleichung einer Kugel in Kugelkoordinaten ist einfach $P^* = \text{const}$ und offensichtlich unabhängig von θ^* . Andererseits erwartet man für den Impulsbetrag P im LS eine Abhängigkeit von θ . Diese berechnet man am besten, indem man Gleichung B.9 nimmt und folgendermaßen schreibt:

$$E^* + v\gamma P \cos \theta = \gamma \sqrt{P^2 + m^2}. \quad (\text{B.16})$$

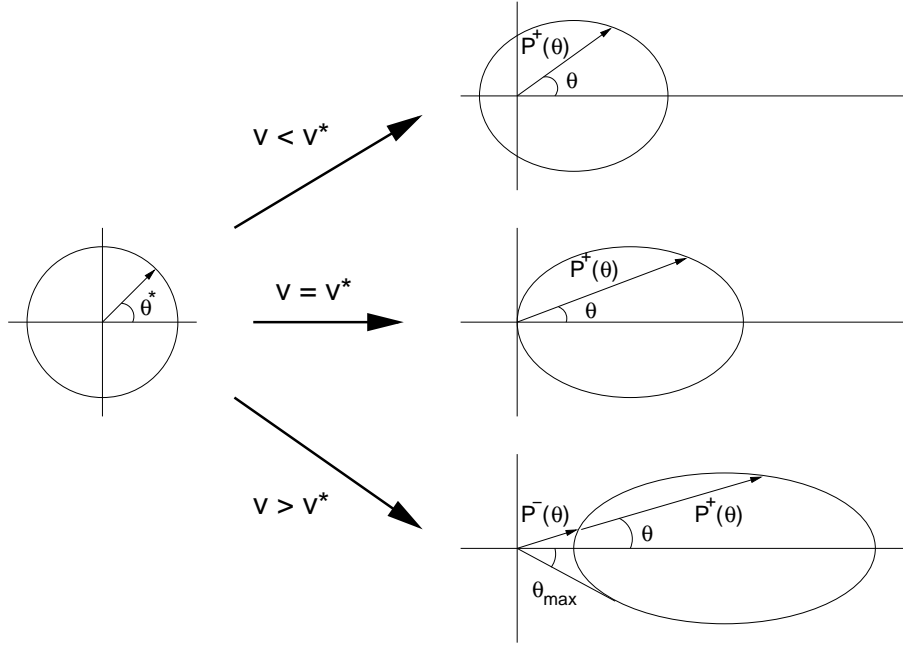


Abbildung B.2: Die drei Fälle bei der Transformation in das LS.

Dies führt auf eine quadratische Gleichung mit den beiden Lösungen:

$$\frac{P^\pm}{P^*} = \frac{\cos \theta (g \pm \sqrt{D})}{\gamma(1 - v^2 \cos^2 \theta)} \quad (\text{B.17})$$

mit

$$D = 1 + \gamma^2(1 - g^2) \tan^2 \theta \quad (\text{B.18})$$

und

$$g = \frac{v}{v^*}. \quad (\text{B.19})$$

Um den Maximalwinkel in Abbildung B.2 unten zu berechnen, muss die Diskriminante D aus Gleichung B.17 verschwinden. Aus Gleichung B.18 folgt dann:

$$\tan \theta_{max} = \frac{1}{\sqrt{\gamma(g^2 - 1)}}. \quad (\text{B.20})$$

B.4 Abhängigkeit von θ_{max} von E_γ an der Schwelle

Die für diese Arbeit interessante Frage ist, wie die Abhängigkeit von θ_{max} von E_γ an der Schwelle aussieht. Der konkret zu untersuchende Fall ist in Abbildung B.3

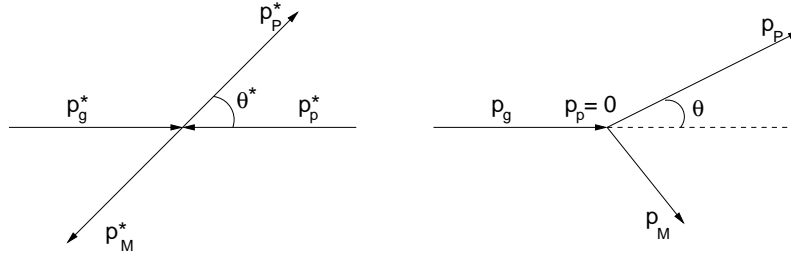


Abbildung B.3: Bezeichnung der Zweikörperkinematik.

dargestellt. Ein Photon mit Impuls \mathbf{p}_g trifft auf ein im LS ruhendes Proton mit Impuls $\mathbf{p}_p = 0$. Im Endzustand entsteht wieder ein Proton mit Impuls \mathbf{p}_P und ein Meson mit Impuls \mathbf{p}_M , wobei das Proton im LS unter einem Winkel θ_{max} zur Richtung des Photonstrahls emittiert wird.

Aus E_γ und m_p kann man die invariante Masse \sqrt{s} des Systems berechnen:

$$s = m_p^2 + 2m_p E_\gamma. \quad (\text{B.21})$$

Damit folgt für die beiden Geschwindigkeiten aus Gleichung B.19:

$$v = \frac{E_\gamma}{E_\gamma + m_p} = \frac{s - m_p^2}{s + m_p^2} \quad (\text{B.22})$$

$$v_P^* = \frac{P_P^*}{E_P^*} = \frac{\lambda^{\frac{1}{2}}(s, m_P^2, m_M^2)}{s + m_P^2 - m_M^2} \quad (\text{B.23})$$

mit

$$\lambda(x, y, z) = (x - y - z)^2 - 4yz. \quad (\text{B.24})$$

Damit sind alle Informationen vorhanden, um bei Gleichung B.20 den Winkel θ_{max} in Abhängigkeit von E_γ berechnen zu können.

C. Simulation

Komplexe Experimente in der Teilchenphysik sind heutzutage ohne Simulationen nicht mehr vorstellbar. Die Simulationen helfen bei der Konzeption des Experiments, der Erstellung der Analysesoftware und bei der Interpretation der Ergebnisse. Eine Simulation ist immer dann notwendig, wenn Probleme aufgrund ihrer Komplexität mathematisch nicht lösbar sind. Da die Simulationen meistens auf stochastischen Modellierungen beruhen spricht man auch von Monte Carlo Simulationen. Der Name ist eine Anspielung auf den stochastischen Charakter von Glücksspielen. In der Tat wurden in den ersten Simulationen während des zweiten Weltkrieges die Roulettergebnisse des Kasinos in Monte Carlo als Zufallszahlen benutzt [Fab 03]. Im Rahmen dieser Doktorarbeit wurde unter anderem eine vollständige Simulation des Flugzeitspektrometers als Teil der Simulation des CBELSA-Experiments erstellt. Das Simulationsprogramm CBGEANT des CBELSA-Experiments [Cre 01, Fab 03] basiert auf dem am CERN entwickelten Simulationspaket GEANT 3.21 [Gea 93]. Da die Programme in den obigen Referenzen ausführlich beschrieben werden, seien hier nur einige wichtige Punkte herausgehoben.

Eine Detektorsimulation folgt immer dem gleichen Muster. Erst wird in einem Ereignisgenerator ein physikalischer Prozess simuliert, welcher während des Experiments im Target stattfindet. Die so erzeugten Teilchenspuren werden vom Programm verfolgt. Trifft ein Teilchen auf Materie des Experimentaufbaus entscheidet ein weiterer Ereignisgenerator wie das Teilchen reagiert. Eventuell erzeugte neue Teilchenspuren werden vom Programm analog den ursprünglichen Spuren weiterverfolgt. Trifft ein Teilchen auf sogenanntes aktives Material, wie zum Beispiel einen Szintillator, so wird aus den simulierten Wechselwirkungen die Reaktion der Detektorkomponente berechnet. Diese wird dann idealerweise im gleichen Format wie im wirklichen Experiment, zum Beispiel als ADC-Wert, gespeichert. Auf diese Weise können die Daten des Experiments und der Simulation mit der gleichen Analysesoftware ausgewertet werden.

Der Hauptereignisgenerator in CBGEANT erzeugt n -Teilchen Ereignisse nach lorentzinvariantem Phasenraum. Die Routine basiert auf dem CERN-Programm FOWL und benutzt die Methode von Raubold und Lynch zur Phasenraumerzeugung [Jam 68]. Weiterhin werden die Resonanzbreiten der erzeugten Teilchen berücksichtigt, was für die Akzeptanzberechnungen aus Kapitel 5.2 von Bedeutung ist.

Besonders wichtig bei einer Detektorsimulation ist die korrekte Angabe der Geometrie. GEANT 3.21 bietet hier eine Reihe vorgegebener Volumina, die eine Hierarchie aus Mutter- und Tochtervolumina bilden. Die Maße und Materialien der CBGEANT Detektoren wurden nach den Konstruktionsplänen modelliert und in Zweifelsfällen zusätzlich vor Ort nachgemessen.

Eine Ausnahme der detailgetreuen Nachbildung stellt der Innendetektor dar [Fab 03]. Da in GEANT 3.21 kein Geometrieelement für die szintillierenden Fasern zur Verfü-

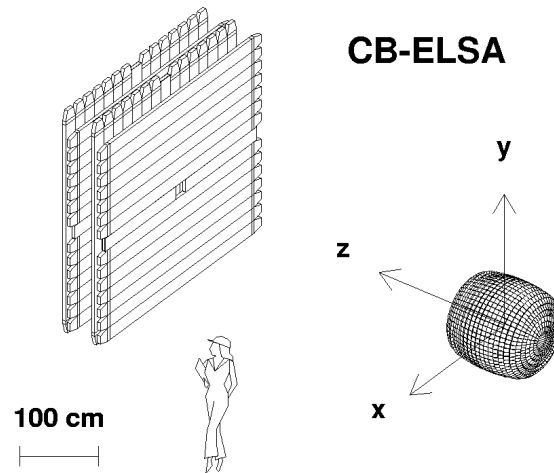


Abbildung C.1: Darstellung der Geometrie des Flugzeitspektrometers und des Crystal-Barrel-Detektors.

gung steht, wird der Innendetektor so simuliert als bestehe er aus mehreren Lagen von Hohlzylindern. Trifft ein Teilchen den Detektor wird anhand der Spurparameter durch die Rekonstruktionssoftware ermittelt, ob sich das Teilchen im aktiven Material der Faser, dem inaktiven Cladding oder im Faserzwischenraum befindet. Da die Fasern nur einen Durchmesser von 2 mm haben, müssen für den Innendetektor die Spurparameter manuell auf kleinere Schritte gesetzt werden.

C.1 Erste Untersuchungen

Die relativ einfache Geometrie des Flugzeitspektrometers führt zu keinen Komplikationen bei der Modellierung in GEANT. Es werden bei der Simulation die scintillierenden Latten samt der lichtundurchlässigen Umwicklung und den Lichtleitern sowie die Aluminiumhohlprofile berücksichtigt (siehe Abbildung C.1).

In diesem Kapitel sollen erste Untersuchungen direkt nach Einbindung der Geometrie dargestellt werden. Dabei wird der Einfluss der Materie zwischen dem Target und dem Flugzeitspektrometer untersucht. Zu diesem Zweck werden Flugzeit und Ort in den Wänden ohne Berücksichtigung von Auflösung und Schwellen des Detektors direkt genutzt. Diese werden im nächsten Kapitel behandelt.

Abbildung C.2 zeigt die Differenz der Protonenergie im Ereignisgenerator und in der ersten Wand des Flugzeitspektrometers. Die Abszisse stellt also die zwischen Target und Wand verlorene Energie des Protons dar. Dieses Spektrum wurde in Bereiche unterteilt und für jeden Bereich die Ortsverteilung der Protonen auf der Wand in ein eigenes Histogramm gefüllt. Die Protonen aus Bereich I sind durch die Öffnung

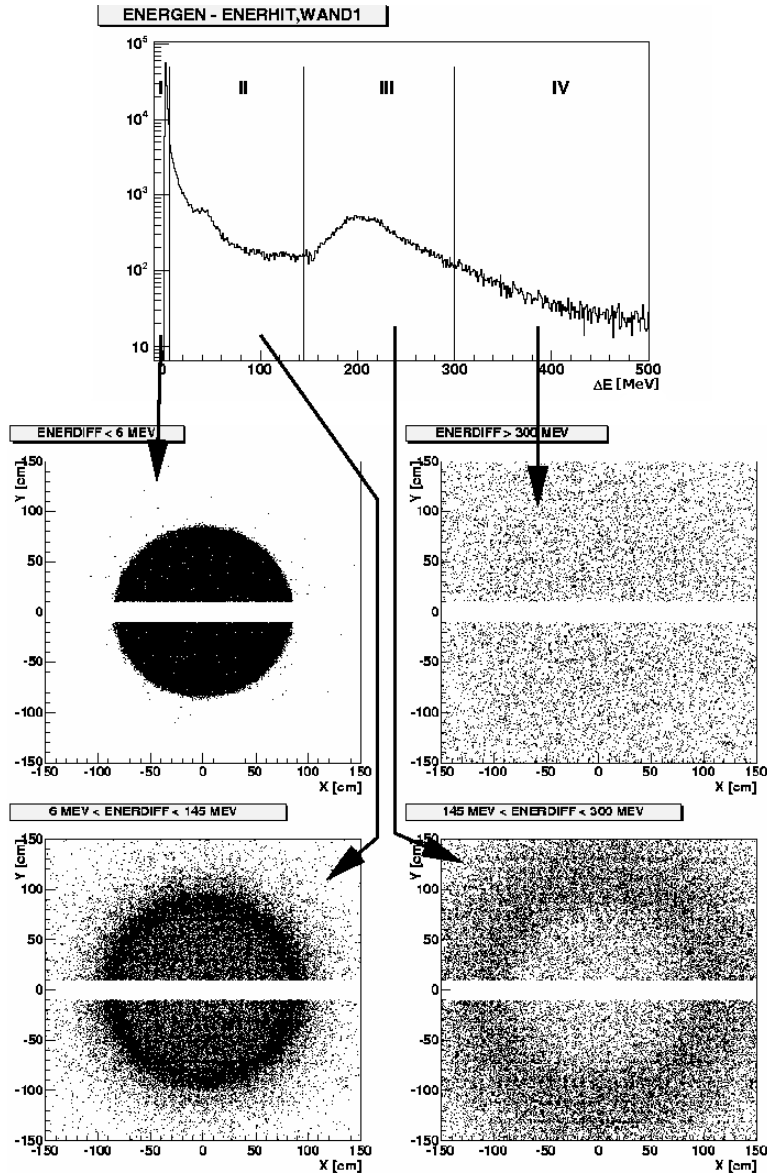


Abbildung C.2: Im oberen Spektrum ist die Differenz der Protonenenergie zwischen Ereignisgenerator und der ersten Wand des Flugzeitspektrometers dargestellt. Die unteren vier Bilder zeigen die Ortsverteilung auf der ersten Wand wenn jeweils auf einen der Bereiche des oberen Bildes geschnitten wurde.

im Crystal-Barrel geflogen und haben deshalb nur geringfügig an Energie verloren. Ebenso einfach zu interpretieren ist der Bereich III. Wie die Ortsverteilung zeigt, sind dies die Protonen, welche durch den Crystal-Barrel-Detektor durchgetreten sind, bevor sie die Wand trafen. Die Protonen verlieren also beim Durchtritt des Crystal-Barrel im Mittel 200 MeV. Die zusätzliche Verbreiterung auf ein σ von 30 MeV gibt einer direkten Auswertung wenig Aussagekraft. Sinnvoll erscheint dieser Bereich nur als Zusatzinformation zu den Treffern im Crystal-Barrel-Detektor.

Interessant ist der Bereich II. Hier fällt auf, dass die Protonen im Ort stark in einem Ring verteilt sind. Lässt man sich die Spuren von Ereignissen in diesem Bereich ausgeben, so erhält man Bilder analog zu Abbildung C.3. In Bereich II verlieren die Protonen offensichtlich ihre Energie an den Aluminiumhalterungen des Crystal-Barrel-Detektors im Bereich der vorderen Öffnung. Eine Überprüfung der Konstruktionspläne zeigte, dass die häufig zitierte Angabe eines Öffnungswinkels von 11° bis zum Rand des ersten Kristalls gilt [Wal 02]. Berücksichtigt man die Ortsverteilung von Bereich I, so zeigt sich, dass sich die Protonen nur bis zu etwa einem Öffnungswinkel von 9.5° ungestört fortbewegen. Um sicher zu gehen, dass die Messungen nicht beeinflusst wurden, wurde in der Auswertung in Kapitel 4 und 5 auf einen maximalen Öffnungswinkel von 9° geschnitten.

C.2 Vollständige Simulation des Flugzeitspektrometers

Ein vollständige Simulation des Flugzeitspektrometers liefert, genau wie eine Messung, TDC- und ADC-Werte und enthält die gleiche Auflösung, Schwellenwerte und Effizienzen des realen Detektors. Die weitere Vorgehensweise basiert dabei zum Teil auf den Erfahrungen beim Einsatz des Flugzeitspektrometers im ELAN-Experiment [Ban 03]. Anders als bei diesem Experiment steht das Flugzeitspektrometer beim CB-ELSA Experiment in Strahlrichtung und es entsteht ein starker elektromagnetischer Untergrund, der sowohl die Kalibration als auch die darauf basierende vollständige Simulation erschweren.

Um aus den von der Simulation gelieferten Detektorgrößen die ADCs und TDCs zu bestimmen wird die Kalibration „rückwärts“ angewendet. Im Einzelnen bedeutet das:

- Aus der Flugzeit wird mit Hilfe der Latten- und Wandoffsets die TDC-Summe berechnet.
- Aus der Energiedeposition in der Latte wird nach theoretischen Parametern die erzeugte Lichtmenge berechnet [Cra 70] und auf den Wert 1000 bei 100 MeV normiert. Dies entspricht dem ADC-Produkt.

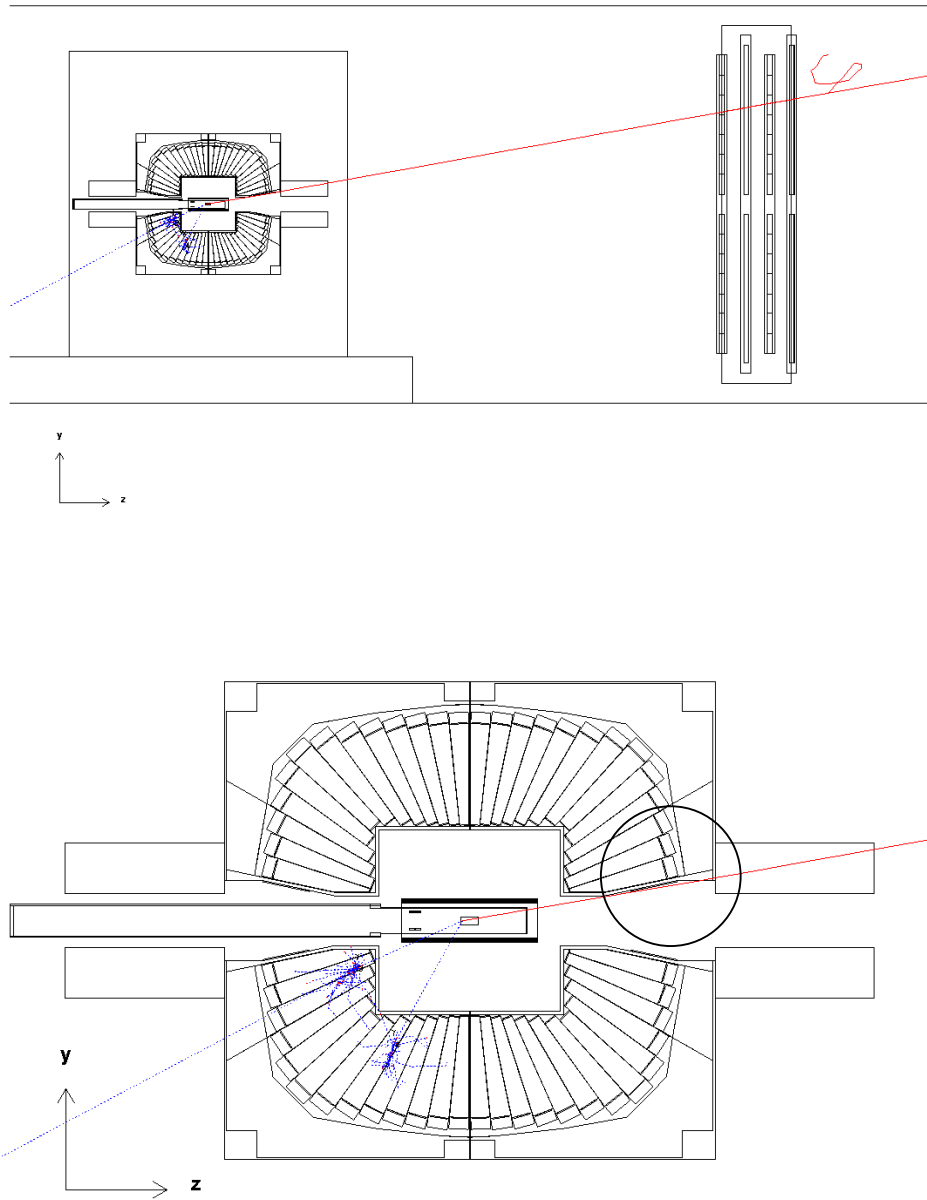


Abbildung C.3: Eine repräsentative Spur mit einem Protonenenergieverlust aus Bereich II. Es wurde die Produktion eines η simuliert, das in zwei Photonen zerfällt. Der hervorgehobene Bereich im unteren Bild zeigt den Durchgang des Protons durch die Aluminiumhalterung des Crystal-Barrel-Detektors.

- Aus dem Ort auf der Latte werden über die jeweilige Ortskalibration die TDC-Differenzen und Logarithmen der ADC-Quotienten berechnet. Dabei wird über die Breiten der in der Kalibration angepassten Gaußfunktionen die Auflösung des Detektors berücksichtigt.

Aus den so erhaltenen Größen können nun direkt die beiden TDCs und ADCs berechnet werden.

Das obige Verfahren reicht jedoch für eine realistische Beschreibung des Flugzeit-spektrometers nicht aus. Es sind durch Vergleich mit den experimentellen Daten noch weitere Korrekturen nötig. Die Wichtigste betrifft die ADC- und TDC-Schwellen. Wenn das Signal einer Röhre zu schwach ist verschwindet es im Rauschen. Aus diesem Grund wird in der Kalibration der Rauschpeak (auch Pedestal genannt) bestimmt und in der Auswertung nur Ereignisse verwendet, deren ADC-Wert 3σ über dem Schwerpunkt des Pedestals lag. Die über der ADC-Schwelle liegenden Ereignisse lösen im Experiment nur dann einen TDC aus, wenn sie auch über der TDC-Schwelle liegen. Diese wird bestimmt, indem man ein Histogramm erzeugt, in das man alle ADC-Werte einträgt und eines, in das man nur dann einen ADC-Wert einträgt, wenn gleichzeitig ein TDC der gleichen Röhre vorliegt. Dividiert man das zweite durch das erste erhält man eine Sprungfunktion, die bei der TDC-Schwelle von 0 auf 1 springt. Abbildung C.4 zeigt in der oberen Zeile jeweils das Rohspektrum (farblos) und das Spektrum mit gleichzeitigem TDC-Ansprecher (rot). Die mittlere Zeile zeigt das durch die Division entstandene Spektrum. Hier zeigt sich der Einfluss des Untergrundes. Die linken Spektren sind aus den reinen Rohdaten entstanden. Es zeigen sich deutliche Unterschiede zu den simulierten Spektren ganz rechts, insbesondere in den TDC-Spektren der unteren Zeile. Dies ist auch zu erwarten, da in der Simulation nur reine Protonen im Target erzeugt werden. Da ein Großteil des Untergrundes im Laufe der Rekonstruktion weggeschnitten wird, erscheint es wenig sinnvoll sämtliche möglichen Untergrundbeiträge genau zu analysieren und in die Simulation einzubauen. Stattdessen wurde der umgekehrte Weg gegangen. Es werden nur ADC- und TDC-Werte in die Histogramme gefüllt, wenn diese den sogenannten Protonschnitt überstanden haben (siehe Kapitel 3.3). Das Ergebnis sieht man im Mittelteil. Durch den Protonschnitt werden die elektromagnetischen Untergrundbeiträge weitestgehend unterdrückt, und man sieht, dass nun eine gute Übereinstimmung zwischen den experimentellen und simulierten ADC- und TDC-Spektren herrscht. Der Unterschied bei den ADC-Werten unterhalb der Schwelle entsteht dadurch, dass um Speicherplatz zu sparen nur simulierte Ereignisse weggeschrieben werden, die mindestens zwei ADCs und einen TDC erzeugt haben, da nur solche Ereignisse auch rekonstruiert werden können.

Eine weitere notwendige Korrektur betrifft das ADC-Produkt. Die oben beschriebene Normierung ist natürlich im Detail von den unterschiedlichen Verstärkungseinstellungen der Röhren abhängig. Diese wurden zwar durch Abgleich der HV-

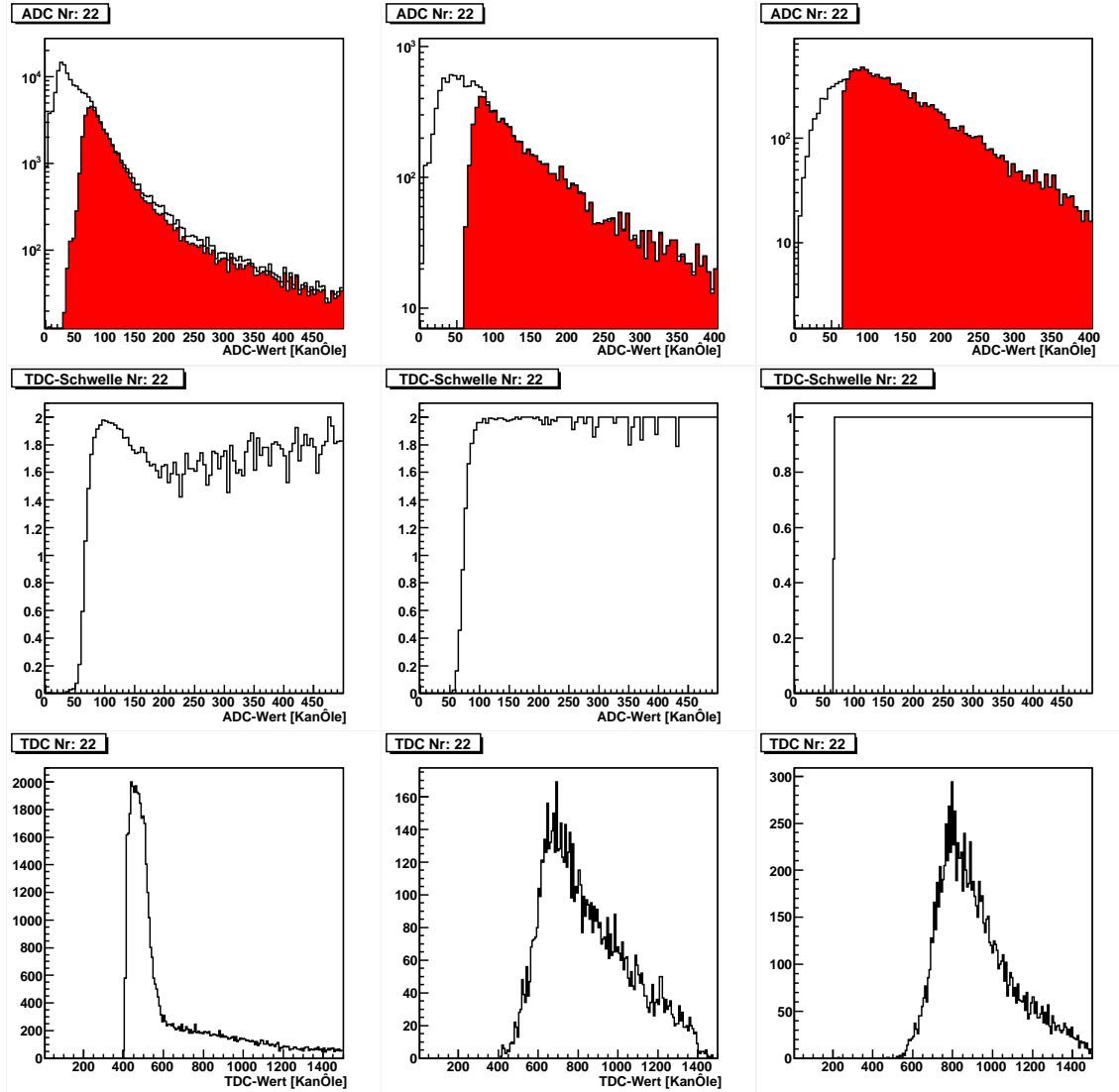


Abbildung C.4: Vergleich der simulierten Roh-ADCs und -TDCs für Röhre 22. Die erste Zeile zeigt den Roh-ADC ohne Einschränkung (farblos) und den gleichen ADC, wenn ein TDC vorhanden ist (farbig). Die zweite Zeile zeigt das Quotientenspektrum der ADC-Spektren aus der ersten Zeile. Die dritte Zeile zeigt den Roh-TDC. Die Spektren der ersten und zweiten Spalte sind gemessene Daten, wobei für die Daten der zweiten Spalte ein Protonschnitt verlangt wurde. Die Spektren der dritten Spalte sind Simuliert.

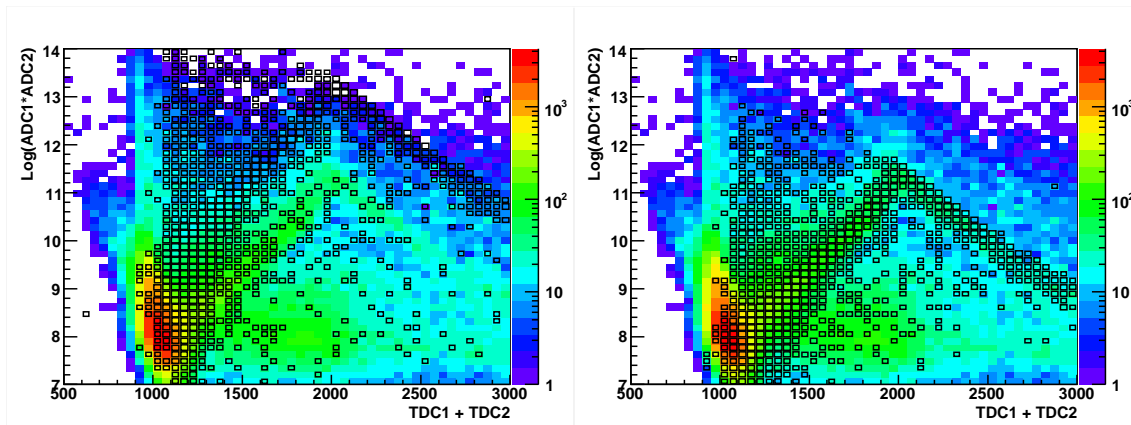


Abbildung C.5: Korrektur für das ADC-Produkt. Die farbigen Spektren sind gemessene Daten für Wand 1. Die Schwarzen Spektren sind simuliert, links ohne, rechts mit zusätzlicher ADC-Produkt Korrektur.

Einstellungen aneinander angepasst, es bleiben jedoch Unterschiede, insbesondere da einige Röhren an der zulässigen Obergrenze der HV betrieben werden mussten, um überhaupt ein brauchbares Signal zu erhalten. Um diese Anpassung durchzuführen wurden die Spektren, in denen der Logarithmus des ADC-Produkts gegen die TDC-Summe aufgetragen wurde, für experimentelle und simulierte Daten übereinandergelegt und verglichen. Ein Beispiel zeigt Abbildung C.5 links. Die vertikale Verschiebung wurde über die Positionen der C.5 jeweiligen Hakenspitze bestimmt und in eine Datei geschrieben. Die rechte Seite von Abbildung C.5 zeigt das simulierte Spektrum mit der Korrektur. An diesem Spektrum sieht man weiter dass die Bestimmung der TDC-Summe aus der Flugzeit ohne weitere Korrekturen übereinstimmt.

Literaturverzeichnis

- [ABBHHM 68] ABBHHM-Kolaboration, *Photoproduction of Meson and Baryon Resonances at Energies up to 5.8 GeV*, Phys. Rev. **175** (1968) 1669.
- [AHHM 76] AHHM-Kollaboration, *Study of Photoproduction on Hydrogen in a Stramer Chamber with Tagged Photons for $1.6\text{GeV} < E_\gamma < 6.3\text{GeV}$* , Nucl. Phys. B **108** (1976) 45.
- [Alt 68] K.H. Althoff et al., *The 2.5 GeV Electron Synchrotron of the University of Bonn*, Nucl. Instr. and Meth. **61** (1968) 1-30.
- [Bal 72] J. Ballam et al., *Vector-Meson Production by Polarized Photons at 2.8, 4.7 and 9.3 GeV*, Phys. Rev. D **7** (1973) 3150.
- [Ban 03] B.Bantes, *Ablobutbestimmung der dominanten Amplituden der Elektroproduktion von neutralen Pionen beim Impulsübertrag von 0.630GeV^2* , Dissertation, Universität Bonn, (2003).
- [Bar 02] J. Barth, *Photoproduktion der Vektormesonen $\omega(782)$ und $\Phi(1020)$ am Proton von der Erzeugungsschwelle bis zu einer Photon-Energie von 2.6 GeV*, Dissertation, Universität Bonn, (2002).
- [Bar 03] J. Barth et al., *Low-energy photoproduction of ω -mesons*, Eur. Phys. J. A **18** (2003) 117.
- [Bar 04] O. Bartholomy, *Photoproduktion einzelner Mesonen am Proton bei CB-ELSA: Untersuchung der Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\eta$, $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow p\eta'$ bei Photonenenergien zwischen 0.3 und 3 GeV*, Dissertation, Universität Bonn, (2004).
- [Bog 01] R. Bogendörfer et al., *Der Erlangener Innendetektor*, Technical Report, CB-ELSA Internal Note 008, (2001).
- [Bog 01a] R. Bogendörfer, *Effizienzbestimmung für den Innendetektor des Crystal-Barrel-Experiments an ELSA*, Diplomarbeit, Unibersität Erlangen, (2001).
- [Bru 04] R. Brun, F. Rademakers, *ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework*, Nucl. Inst. and Meth. A **389** (1997) 81.

- [BSW 97] G.S. Bali, K. Schilling, A. Wachter, *Complete $O(v^2)$ corrections to the static interquark potential from $SU(3)$ gauge theory.*, Phys. Rev. D **56** (1997) 2566.
- [BSW 00] G.S. Bali et al., *Static potentials and glueball masses from QCD simulations with Wilson sea quarks*, Phys. Rev. D **63** (2000) 054503.
- [Bur 96] R. Burgwinkel, *Aufbau und Test und Eichung des hochauflösenden Tagging-Systems TOPASII am Bonner SAPHIR-Detektor*, Dissertation, Universität Bonn, (1996).
- [ByK 73] E. Byckling, K. Kajantie, *Particle Kinematics*, Wiley & Sons, New York, London (1973).
- [Cra 70] A.L. Craun, D.L. Smith, *Analysis of response data for several organic scintillators*, Nucl. Instr. Meth. 80 (1970) 239.
- [Cre 01] V. Credé, *CBGEANT 1.08/08*, Technical Report, CB-ELSA Internal Note 002, (2001).
- [Cre 05] V. Credé et al., *Photoproduction of η mesons off protons for $0.75 \text{ GeV} < E(\gamma) < 3 \text{ GeV}$.*, Phys. Rev. Lett. 94 (2005).
- [CrF 01] V. Credé, I. Fabry, *Documentation of class Tagger and calibration of the tagging system*, Technical Report, CB-ELSA Internal Note 006, (2001).
- [Wal 02] D. Walther, persönliche Mitteilung.
- [Dug 02] M. Dugger et al., *Eta photoproduction on the proton for photon energies from 0.75 GeV to 1.95 GeV* , Phys. Rev. Lett. 81 (1998).
- [Ehm 00] A. Ehmans, *Entwicklung, Aufbau und Test eines neuen Auslesesystems für den Crystal-Barrel-Detektor zur Messung photoinduzierter Reaktionen an ELSA*, Dissertation, Universität Bonn, (2000).
- [Eid 04] S. Eidelman et al., *Review of Particle Physics*, Phys. Lett. B **592** (2004) 1.
- [Fab 03] I. Fabry, *Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\eta$ für Photonenenergien bis 1.3 GeV mit dem CB-ELSA Detektor*, Dissertation, Universität Bonn, (2003).
- [Fle 01] H. Flemming, *Entwurf und Aufbau eines Zellularlogik-Triggers für das Crystal-Barrel-Experiment an der Elektronenbeschleunigeranlage ELSA*, Dissertation, Universität Bochum, (2001).
- [Fös 00] A. Fösel, *Entwicklung und Bau des Innendetektors für das Crystal Barrel Experiment an ELSA/Bonn*, Dissertation, Unibersität Erlangen, (2000).

- [FrS 96] B. Friman, M. Soyeur, *Photoproduction of vector mesons off nucleons near threshold*, Nucl. Phys. A **600** (1996) 477.
- [Fuc 99] M. Fuchs, *Entwicklung einer Run-Control zur Steuerung des Crystal-Barrel-Experiments an ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn, (1999).
- [Fuc 05] M. Fuchs, *Photoproduktion neutraler Pionpaare mit dem Crystal Barrel Detektor an ELSA*, Dissertation, Universität Bonn, (2005).
- [Gea 93] *GEANT Detector Description and Simulation Rool (GEANT 3.21)*, CERN Program Library Long Writeup W5013, Genf, (1993).
- [GHW 95] R.W. Gothe, H. Hainer, D. Wacker et al., *Q^2 -Dependence of the Quadrupole Contribution to the $N \rightarrow \Delta$ Transition*, Proposal to the PAC Bonn, (1995).
- [Got 98] R.W. Gothe, *Studium des elektroinduzierten $N \rightarrow \Delta$ -Überganges*, Habilitation, Universität Bonn, (1998).
- [Got 02] R.W. Gothe, persönliche Mitteilung.
- [Hil 00] W. Hillert, M. Gowin, B. Neff, *The 50 kV inverted source of polarized electrons at ELSA*, Proc. SPIN2000, Osaka 2000.
- [Hor 04] I. Horn, *The Decay of the γp system into the $p\pi^0\eta$ final state*, Dissertation, Universität Bonn, (2004).
- [Hus 85-88] D. Husmann, *The ELSA Stretcher Ring*, Lecture Notes in Physics **234** (1985) 381-391; mit W.J. Schwille, *ELSA - die neue Bonner Elektronen-Stretcher-Anlage*, Phys. Bl. Nr.2 **44** (1988) 40-44.
- [Jak 96] D. Jakob, *Entwicklung eines Flugzeitspektrometers zur Messung des Quadrupolmomentes des $N \rightarrow \Delta$ -Überganges*, Dissertation, Universität Bonn, (1996).
- [Jak 97] D. Jakob et al., *Die Elektronik des ELAN-Flugzeitspektromters*, Universität Bonn, (1997).
- [Jam 68] F. James, *Monte Carlo Phase Space*, CERN 68-15 (1968).
- [Jun 00] J. Junkersfeld, *Kalibration des Crystal-Barrel-ELSA Detektors mit Hilfe der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$* , Diplomarbeit, Universität Bonn, (2000).
- [Jun 04] J. Junkersfeld, persönliche Mitteilung.
- [Jun 05] J. Junkersfeld, *Photoproduktion von $\pi^0\omega$ am Proton bei Energien bis zu 3 GeV.*, Dissertation, Universität Bonn, (2005).

- [Kle04] F.J. Klein, P.L. Cole, *Experimental Review on ω Production*, Proc. NSTAR2004, World Scientific, (2004).
- [Höf99] S.K. Höffgen, *Einbindung eines großflächigen Flugzeitspektrometers als Vorwrrtsdetektor für Experimente mit CB-ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn, (1999).
- [Kop02] B. Kopf, *Untersuchung der photoninduzierten Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow \pi^0\eta$ an einem Flüssig-Wasserstoff-Target* Dissertation, Universität Dresden, (2002).
- [Kru95] B. Krusche et al., *Near Threshold Photoproduction of η Mesons off the Proton*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 3736.
- [Kru95a] B. Krusche, *Photoproduction of π^0 and η mesons from nucleons and nuclei in the second resonance region*, Habilitation, Universität Gießen, (1995).
- [Kue98] C. Küppersbusch, *Simulationsrechnungen zur Konzeption eines Innendetektors aus szintillierenden Fasern für das Crystal-Barrel Experiment an ELSA*, Diplomarbeit, Erlangen, (1998).
- [Kun93] C. Kunz, *Zeitoptimierungs- und Auswahluntersuchungen verschiedener Prototypen großer Szintillationszähler zum Einsatz in einem Flugzeitspektrometer*, Diplomarbeit, Universität Bonn, (1993).
- [Lan99] J. Langheinrich, *Messung des zweifach differenziellen Wirkungsquerschnittes der π^0 -Elektroproduktion auf der $\Delta(1232)$ -Resonanz über den vollständigen θ_π -Raumwinkelbereich*, Dissertation, Universität Münster, (1999).
- [Leo87] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1987).
- [Lin00] J. Link, *Untersuchung der Photoproduktion von η' -Mesonen mit dem SA-PHIR Detektor*, Dissertation, Universität Bonn, (2000).
- [Lot05] J. Lotz, *Photoproduktion von ω Mesonen am Proton bei CB-ELSA: Untersuchung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\omega$ bei Photonenenergien von 1.1 bis 3 GeV*, Dissertation, Universität Bonn, (2005).
- [Nak98] S.Nakamura et al., *Acceleration of polarized Elektrons in ELSA*, Nucl. Instr. and Meth. **A411** (1998) 93-106.
- [OTL01] Y. Oh, A. Titov, T.-S.H. Lee, *Nucleon resonances in omega photoproduction*, Phys. Rev. C **63** (2001) 0205201.
- [Pee03] H. van Pee, *Untersuchung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$* , Dissertation, Universität Bonn, (2003).

- [PeM02] G. Penner, U. Mosel, *Vector meson production and nucleon resonance analysis in a coupled-channel approach for energies $mN < \sqrt{s} < 2$ GeV. II. Photon-induced results*, Phys. Rev. C **66** (2002) 055212.
- [Plö98] R. Plötzke et al., *Photoproduction of η' mesons with the 4π detector SAPHIR*, Phys. Lett. B **444** (1998).
- [Plö98a] R. Plötzke, *Photoproduktion von η' -Mesonen mit dem SAPHIR Detektor an ELSA*, Dissertation, Universität Bonn, (1998).
- [Ren02] F. Renard et al., *Differential cross section measurement of η photoproduction on the proton from threshold to 1100 MeV*, Phys. Rev. Lett. **81** (1998).
- [Sch99] C. Schmidt, *Optimierung des Datenaquisitions-Systems des Crystal-Barrel Experiments an ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn, (1999).
- [Shk05] V. Shklyar et al., *Coupled-channel analysis of the ω -meson production in πN and γN reactions for c.m. energies up to 2 GeV*, nucl-th/0412029, (2005).
- [Shk05a] V. Shklyar, persönliche Mitteilung.
- [Ste99] C. Steier, *Polarisierte Elektronen in der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*, Dissertation, Universität Bonn, (1999).
- [TiL02] A. Titov, T.-S.H. Lee, *Effective Lagrangian approach to the ω photoproduction near threshold*, Phys. Rev. C **66** (2002) 015204.
- [Tra6034] Sonderforschungsbereich/Transregio 6034, *Elektromagnetische Anregung subnuklearer Systeme*.
- [Wac98] D. Wacker, *Experimentelle Bestimmung der Interferenzbeiträge σ_{LT} und σ_{TT} zum Wirkungsquerschnitt der π^0 -Elektroproduktion im Bereich der ersten Nukleonresonanz*, Dissertation, Universität Bonn, (1998).
- [ZLB98] Q. Zhao, Z. Li, C. Bennhold, *Vector meson photoproduction with an effective Lagrangian in the quark model*, Phys. Rev. C **58** (1998) 2393.
- [Zha01] Q. Zhao, *Nucleonic resonance excitations with linearly polarized photons in gamma $p \rightarrow$ omega p* , Phys. Rev. C **63** (2001) 025203.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Berechnungen der Gitter-QCD zeigen die Existenz eines Fluss-Schlauchs zwischen zwei entfernten schweren Quarks (links), welcher auf ein linear ansteigendes Potential führt (rechts) (Bilder aus [BSW 97, BSW 00]).	5
1.2	Nonett der pseudoskalaren Mesonen, aufgeteilt in Oktett (links) und Singulett (rechts).	7
1.3	Nonett der Vektormesonen, aufgeteilt in Oktett (links) und Singulett (rechts).	8
1.4	Das Baryonoktett.	11
1.5	Das Baryondekuplett.	11
1.6	Die fundamentalen Feynmangraphen der Photoproduktion des η und η' .	13
1.7	Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion von η s an der Schwelle (aus [Kru 95]).	14
1.8	Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion des η' . Links aus [Lin 00], rechts aus [Bar 04].	15
1.9	Die fundamentalen Feynmangraphen der Photoproduktion des ω .	17
1.10	Partialwellenzerlegung des ω Wirkungsquerschnitts. Links eine ältere Analyse aus [PeM 02], rechts eine neuere Analyse von [Shk 05].	18
1.11	Beiträge der einzelnen Resonanzen zum ω Wirkungsquerschnitt aus [Shk 05].	19
1.12	Totaler Wirkungsquerschnitt des ω -Mesons aus [Bar 02].	20
2.1	Die Elektronen-Stretcher-Anlage (ELSA) der Universität Bonn.	21
2.2	Der ELSA-Betrieb im Nachbeschleunigungsmodus.	22
2.3	Der Aufbau des CB-ELSA Experiments.	23
2.4	Das Tagging-Hodoskop TOPAS II.	24
2.5	Der Crystal-Barrel-Detektor; links Blick von außen auf die Kristalle mit schwarz hervorgehobenen Clustern (siehe dazu Kapitel 3.1.1), rechts seitlicher Schnitt.	26
2.6	Bild eines der Crystal-Barrel Kristalle mit der Titanhülle (1), dem Wellenlängenschieber (2), der Photodiode (3), der Vorverstärkerelektronik (4), dem Lichtleiter (5) und der Haltestruktur (6).	27
2.7	Der Innendetektor.	29

2.8	Zeichnung des Flugzeitspektrometers. Links zur Zeit des ELAN-Experiments. Rechts nach dem Umbau für das CB-ELSA-Experiment. Zur Anschauung wurde das rechte Aluminiumhohlprofil weggelassen.	29
2.9	Der Aufbau eines der drei Gamma-Veto-Detektor-Module.	30
2.10	Schematischer Aufbau der Datenerfassung.	33
3.1	Verlauf einer typischen Energie-Korrekturfunktion (aus [Fab 03]) . . .	38
3.2	Minimale Winkel für Trffer im Innendetektor und PED im Crystal-Barrel-Kalorimeter für für reale Daten(oben) und simulierte $p\pi^0$ -Ereignisse (aus [Fab 03]).	40
3.3	Diese Abbildung zeigt schematisch eine Latte des Flugzeitspektrometers, die von einem Teilchen getroffen wird. Das Teilchen startet im Target, welches als Kreuz am unteren Bildrand dargestellt ist. Nach der Flugzeit T_F trifft es die Latte der Breite L im Abstand x vom linken Rand des Szintillators. Das Szintillationslicht breitet sich mit der effektiven Lichtgeschwindigkeit c_{eff} aus und erreicht nach der Zeit T_L die linke bzw. nach der Zeit T_R die rechte Röhre. Die Gesamtzeit bis zum Erreichen der Röhren wird digitalisiert und als TDC_L und TDC_R bezeichnet.	43
3.4	Schnittistogramme für die Ortseichung. Das obere Bild zeigt die TDC-Differenz von Latte 7, jeweils geschnitten auf eine gekreuzte Latte in Wand 2. Das kleine eingefügte Bild zeigt die Mittelwerte aufgetragen gegen die Pad Nummer. Im unteren Bild ist das gleich dargestellt mit dem Logarithmus der ADC Differenz.	46
3.5	TDC-Differenz-Spektrum Latte 7 mit Schnitt auf Latte 12. Das rote Histogramm zeigt das Rohspektrum. Für das grüne wurde zusätzlich ein Protonschnitt verlangt und für das blaue zusätzlich, dass in beiden Latten nur ein einziges Teilchen nachgewiesen wurde.	47
3.6	Histogramm des normierten ADC-Produkts gegen τ aller Latten der ersten Wand	50
4.1	a)-c) zeigt die kinematische Berechnung des maximalen Laborwinkels θ_{max} des Protons an der Produktionsschwelle verschiedener Mesonen. d) zeigt den qualitativen Verlauf der vom Fluzeitspektrometer gemessenen Rate an der Produktionsschwelle eines Mesons.	55
4.2	Korrektur des $1/E_\gamma$ -Verlaufs der Taggerspektren. Links sieht man ein mit minimalem Trigger (Scaler-Events) aufgenommenes Spektrum, rechts die Korrekturfaktoren um die Bins des linken Spektrums auf gleiche Höhe zu normieren.	57
4.3	Ein Überblick über die Ereignisse mit zwei ungeladenen PEDs.	58
4.4	Ein Überblick über die Ereignisse mit sechs ungeladenen PEDs.	58

4.5	Ein Überblick über die Ereignisse mit fünf ungeladenen und einem geladenen PED. Bei dem farbigen Histogramm unten in der Mitte wurden die Ereignisse wie sechs ungeladene behandelt.	59
4.6	Ereignisse mit zwei ungeladenen PEDs. Bei der unteren Reihe wurde ein Schnitt auf den Bereich von 500 MeV - 600 MeV in der invarianten Barrelmasse gemacht.	60
4.7	Ereignisse mit sechs ungeladenen PEDs. Bei der unteren Reihe wurde ein Schnitt auf den Bereich von 500 MeV - 600 MeV in der invarianten Barrelmasse gemacht.	61
4.8	Bestimmung der Effizienz des Triggers des Flugzeitspektrometers. Nähere Erklärung siehe Text.	62
4.9	Ein Überblick über die Ereignisse mit zwei ungeladenen und zwei geladenen PEDs.	63
4.10	Ein Überblick über die Ereignisse mit zwei ungeladenen und zwei geladenen PEDs (Hochenergiedaten).	64
4.11	Spektren für die Ereignisse mit zwei ungeladenen und zwei geladenen PEDs. Bei der unteren Reihe wurde ein Schnitt auf den Bereich von 500 MeV - 600 MeV in der invarianten Barrelmasse gemacht.	65
4.12	Ein Überblick über die Ereignisse mit sechs ungeladenen und zwei geladenen PEDs (Hochenergiedaten).	66
4.13	Spektren für die Ereignisse mit zwei ungeladenen und zwei geladenen PEDs. Bei der unteren Reihe wurde ein Schnitt auf den Bereich von 500 MeV - 600 MeV in der invarianten Barrelmasse gemacht.	67
5.1	Ereignisse mit zwei geladenen und zwei ungeladenen PEDs. Bei der unteren Reihe wurde ein Schnitt auf den Bereich von 115 MeV - 155 MeV in der invarianten Barrelmasse gemacht.	70
5.2	Missing Mass gegen berechnete invariante Masse. Bei der linken Abbildung wurde die gemessene Taggerenergie, bei der rechten Abbildung die berechnete Taggerenergie verwendet. Näheres siehe Text. . .	72
5.3	Schnitt auf die Differenz der berechneten und gemessenen Taggerenergie. In der oberen Zeile wurde mit der ω -Masse, in der unteren Zeile mit der η -Masse gerechnet.	73
5.4	Untergrundabzug. In der oberen Zeile für das η , in der unteren Zeile für das ω	74
5.5	Relativer Akzeptanzfaktor der ω -Produktion bezüglich der η -Produktion im Kanal $\pi^0\pi^+\pi^-$	76
5.6	Winkel zur Strahlachse für η und ω . Die roten Spektren stellen die Verteilung am Generator dar, die grünen diese nach dem Schnitt auf die ADC und TDC Schwellen.	77
5.7	Der Protonschnitt, links für die η - rechts für die ω -Produktion.	78
5.8	Multiplizität im Crystal-Barrel-Detektor.	79

5.9	π^+ -Energie für η -Simulation (oben) und ω -Simulation (unten). Die Spektren zeigen eine Multiplizität von 2 geladenen und 1 ungeladenen (grün) bzw 2 ungeladenen (rot) im Crystal-Barrel-Detektor.	80
5.10	Fit an den von [Kru 95] gemessenen totalen Wirkungsquerschnitt der η -Produktion (links).	81
5.11	Fit an die gemessenen Zählraten an der η -Schwelle. Weitere Erläuterungen siehe Text.	82
5.12	Vergleich des bestimmten totalen Wirkungsquerschnitts mit den Ergebnissen aus [Bar 02].	84
5.13	Vergleich des bestimmten totalen Wirkungsquerschnitts mit den Ergebnissen aus [Shk 05].	86
A.1	TDC-Spektrum des Gamma-Veto-Detektors mit Schnitt auf die angesprochene Taggerlatte.	92
A.2	TDC-Spektrum des Gamma-Veto-Detektors mit Schnitt auf die angesprochene Taggerlatte nach dem beschriebenen Verfahren korrigiert.	93
B.1	Transformation einer isotropen Verteilung im CMS mit Impuls $P^* = const.$ in das LS.	97
B.2	Die drei Fälle bei der Transformation in das LS.	98
B.3	Bezeichnung der Zweikörperkinematik.	99
C.1	Darstellung der Geometrie des Flugzeitspektrometers und des Crystal-Barrel-Detektors.	102
C.2	Im oberen Spektrum ist die Differenz der Protonenenergie zwischen Ereignisgenerator und der ersten Wand des Flugzeitspektrometers dargestellt. Die unteren vier Bilder zeigen die Ortsverteilung auf der ersten Wand wenn jeweils auf einen der Bereiche des oberen Bildes geschnitten wurde.	103
C.3	Eine repräsentative Spur mit einem Protonenenergieverlust aus Bereich II. Es wurde die Produktion eines η simuliert, das in zwei Photonen zerfällt. Der hervorgehobene Bereich im unteren Bild zeigt den Durchgang des Protons durch die Aluminiumhalterung des Crystal-Barrel-Detektors.	105
C.4	Vergleich der simulierten Roh-ADCs und -TDCs fr Röhre 22. Die erste Zeile zeigt den Roh-ADC ohne Einschränkung (farblos) und den gleichen ADC, wenn ein TDC vorhanden ist (farbig). Die zweite Zeile zeigt das Quotientenspektrum der ADC-Spektren aus der ersten Zeile. Die dritte Zeile zeigt den Roh-TDC. Die Spektren der ersten und zweiten Spalte sind gemessene Daten, wobei für die Daten der zweiten Spalte ein Protonschnitt verlangt wurde. Die Spektren der dritten Spalte sind Simuliert.	107

C.5	Korrektur für das ADC-produkt. Die farbigen Spektren sind gemessene Daten für Wand 1. Die Schwarzen Spektren sind simuliert, links ohne, rechts mit zusätzlicher ADC-Produkt Korrektur.	108
-----	---	-----

Danksagung

Herrn Prof. Dr. B. Schoch danke ich für die Möglichkeit zu dieser Doktorarbeit, für die gute Betreuung und für die vielen erhellenden physikalischen Diskussionen.

Herrn Prof. Dr. R.W. Gothe danke ich für die gute Betreuung, für viele gute Ideen und die stete Motivation während seiner Zeit in Bonn.

Frau Prof. Dr. U. Thoma danke ich für die Übernahme der Zweitkorrektur.

Meinen beiden Zimmergenossen Herrn Dr. M. Konrad und Herrn Dipl.-Phys. R. Ewald danke ich für die tolle Stimmung und die stete Hilfsbereitschaft.

Den Mitarbeitern aus der Arbeitsgruppe:

Frau Dr. B. Bantes, Herrn Dr. R. Bantes, Herrn Dr. H. Brunhöber, Herrn Dr. H. Hainer, Herrn Dr. Jörn Langheinrich, Herrn Dr. P. Maschke und Herrn Dipl.-Phys. D. Walther danke ich für ihre ständige Hilfsbereitschaft und die hervorragende Arbeitsatmosphäre.

Dem Fraunhofer INT in Euskirchen danke ich für die Möglichkeit, meine Promotion parallel zum Einstieg in den Beruf abzuschließen.

Last but not least danke ich meinen Eltern dafür, dass sie mir das Physikstudium ermöglicht und mich in allen Belangen stets unterstützt haben, und besonders meiner Verlobten Sonja Sieberichs, deren Hilfe und Geduld mit Worten nicht zu beschreiben sind.