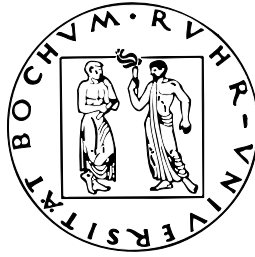


RUHR-UNIVERSITÄT BOCHUM



**Analyse der
Endzustände $\omega\pi^0$, $\omega\eta$ und $\omega\eta'$
in der Proton-Antiproton Annihilation im Fluge**

Dissertation zur Erlangung des Grades
Doktor der Naturwissenschaften
am Institut für Experimentalphysik I
der Ruhr-Universität Bochum

vorgelegt von **Udo Kurilla**
geb. in Castrop-Rauxel

Bochum, im April 2003

RUHR-UNIVERSITÄT BOCHUM



**Analyse der
Endzustände $\omega\pi^0$, $\omega\eta$ und $\omega\eta'$
in der Proton-Antiproton Annihilation im Fluge**

Dissertation zur Erlangung des Grades
Doktor der Naturwissenschaften
am Institut für Experimentalphysik I
der Ruhr-Universität Bochum

vorgelegt von **Udo Kurilla**
geb. in Castrop-Rauxel

Bochum, im April 2003

1. Gutachter : Prof. Dr. H. Koch (Institut für Experimentalphysik I, RUB)
2. Gutachter : HD Dr. K. Peters (Institut für Experimentalphysik I, RUB)

Tag der Disputation : 15. Juli 2003

Meinen Eltern

Philosophischer Disput

Ein Mensch verteidigt mit viel List:
Die Welt scheint anders, als sie ist!
Sein Gegner aber streng verneint:
Die Welt ist anders, als sie scheint.

–Eugen Roth–

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	vii
1 Einführung	1
1.1 Standardmodell	2
1.2 Mesonenspektroskopie	3
1.3 Motivation	8
2 Experiment	11
2.1 Erzeugung des Antiprotonenstrahls	11
2.2 Crystal Barrel-Detektor	12
3 Datenaufbereitung	15
3.1 Erkennung von Photonen im Kalorimeter	15
3.1.1 Alte Methode der Energiebestimmung	16
3.1.2 Neue Methode der Energiebestimmung	18
3.2 Kinematische Anpassung	26
4 Datenselektion	29
4.1 Vorselektion	30
4.2 Hauptselektion	33
4.3 Untergrund	37
5 Formalismus der Partialwellenanalyse	43
5.1 D-Funktionen	45
5.2 Ein-Teilchen Zustände	46
5.3 Zwei-Teilchen Zustände	46

5.4	Zwei-Teilchen Zerfälle	49
5.5	Parität	52
5.6	Paritätserhaltung	53
5.7	Gewichtsfunktion	53
5.8	Beispiel	54
6	Ergebnisse	59
6.1	Normierung	59
6.2	Wirkungsquerschnitte	62
6.3	Winkelverteilungen	63
6.4	Beitragende Gesamtdrehimpulse	70
6.5	Partialwellen	72
6.5.1	Partialwellenbeiträge	72
6.5.2	Partialwellenamplituden	73
7	Zusammenfassung und Ausblick	85
A	Beschreibung und technische Daten der Detektorkomponenten	86
A.1	Target	86
A.2	Proportionaldrahtkammern und Silizium-Vertex-Detektor	86
A.3	Jet-Drift-Kammer	87
A.4	CsI(Tl) Kalorimeter	89
A.5	Magnet	91
A.6	Triggersystem und Datenerfassung	91
B	Energiekorrektur	94
	Abbildungsverzeichnis	96
	Tabellenverzeichnis	98
	Literaturverzeichnis	99
	Danksagung	103

Kapitel 1

Einführung

Ein vorrangiges Ziel der Physik ist die vereinheitlichte Beschreibung aller in der Natur beobachtbaren Wechselwirkungen. Es sind heute vier fundamentale Wechselwirkungen bekannt, mit denen sich die Natur von der kleinsten Größenskala subatomarer und subnuklearer Teilchen bis hin zur Dimension von Galaxien und Galaxien-Superhaufen beschreiben läßt:

- Starke Wechselwirkung
- Elektromagnetismus
- Schwache Wechselwirkung
- Gravitation

Die Maxwell'sche Formulierung der klassischen Elektrodynamik im Rahmen einer Feldtheorie wies im Jahr 1864 den Weg zur Zusammenfassung und zum Verständnis zweier scheinbar völlig unterschiedlicher Kräfte: der Coulomb-Kraft auf der einen Seite und der Lorentz-Kraft auf der anderen. Zu Beginn des 20. Jahrhunderts begann die Entwicklung der Quantenmechanik durch Born, de Broglie, Schrödinger und Heisenberg. Das Konzept der Quantisierung des Mikrokosmos wurde daraufhin konsequent auch auf das elektromagnetische Strahlungsfeld angewandt. Es entstand die Quantenelektrodynamik(QED). Dabei wurde deutlich, daß Symmetrien in der Physik von zentraler Bedeutung sind. Im Zusammenspiel dieser theoretischen Erkenntnisse wurden der Elektromagnetismus und die schwache Wechselwirkung in einer Theorie zusammengefaßt, die die so genannte elektroschwache Wechselwirkung beschreibt. Außerdem wurde mit der Formulierung der Quantenchromodynamik(QCD) eine Theorie gefunden, die die verwirrende Anzahl von Elementarteilchen ordnen und beschreiben kann: Quarks sind Konstituenten des Nukleons und neben den Leptonen die fundamentalen Bausteine der Materie. Die hieraus gewonnenen Erkenntnisse, verbunden mit tiefgehendem, experimentellem Wissen über den Aufbau der Materie, führten zu einem allgemein akzeptierten theoretischen Modell der Natur, dem *Standardmodell* [1].

1.1 Standardmodell

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik umfaßt die vereinheitlichte Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung und die Quantenchromodynamik. Die Wechselwirkungen sind sich dabei in ihrer Struktur sehr ähnlich: Jede von ihnen wird durch den Austausch von Vektorbosonen vermittelt.

Wechselwirkung	Austauschteilchen	Masse [GeV/c ²]	koppelt an
Elektromagnetisch	Photon γ	0	elektr. Ladung
Schwach	W^\pm / Z^0	80,6 / 91,16	schwache Ladung
Stark	8 Gluonen	0	Farbladung

Tabelle 1.1: Fundamentale Wechselwirkungen

Da die Photonen masselos sind, hat die elektromagnetische Wechselwirkung unendliche Reichweite. Die Reichweite der schwachen Wechselwirkung beträgt wegen der großen Masse der W^\pm - und Z^0 -Bosonen¹ nur 10^{-3} fm. Den Gluonen wird die Masse Null zugeschrieben, die effektive Reichweite der starken Wechselwirkung ist jedoch dadurch beschränkt, daß Gluonen untereinander wechselwirken. Bei Abständen größer als 1 fm ist die Energie des Farbfeldes so groß, daß sie zur Erzeugung reeller Quark-Antiquark-Paare ausreicht.²

Neben den Austauschbosonen sind Quarks und Leptonen die fundamentalen Teilchen. Sie besitzen den Spin 1/2, sind also Fermionen und werden in aufsteigender Masse in drei Familien oder Generationen eingeordnet.

Familie	Leptonen			Quarks				
	Ladung (e)	Masse MeV/c ²		Flavour	Ladung (e)	Masse MeV/c ²	Farbe	
1	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}$	0	< 0,01	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	<i>up</i>	2/3	5	<i>rgb</i>
		1	0,511		<i>down</i>	-1/3	9	<i>rgb</i>
2	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}$	0	< 0,27	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$	<i>charm</i>	2/3	1300	<i>rgb</i>
		1	106		<i>strange</i>	-1/3	180	<i>rgb</i>
3	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}$	0	< 31	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$	<i>top</i>	2/3	174000	<i>rgb</i>
		1	1782		<i>bottom</i>	-1/3	4700	<i>rgb</i>

Tabelle 1.2: Bausteine der Materie

Zu allen diesen Fermionen gibt es die entsprechenden Antifermionen mit gleicher Masse, aber entgegengesetzter elektrischer Ladung, Farbe und dritter Komponente des schwachen Isospins.

¹Die W^\pm - und Z^0 -Bosonen tragen selbst schwache Ladung und koppeln deshalb aneinander.

²Diese Tatsache wird auch als *Confinement-Hypothese* bezeichnet: Freie Teilchen müssen immer farbneutral sein.

Für die einzelnen Wechselwirkungen gelten unterschiedliche Erhaltungssätze [38]:

- Alle drei Wechselwirkungen erhalten Energie (E), Impuls (\vec{p}), Drehimpuls (\vec{L}), Ladung (Q), Farbe, Baryonenzahl (B) und die drei Leptonenzahlen (L_e, L_μ, L_τ).
- Bei Vorgängen, die durch die starke und die elektromagnetische Wechselwirkung vermittelt werden, bleibt die P-Parität und die C-Parität des Systems erhalten. Dies gilt nicht bei durch die schwachen Wechselwirkung vermittelten Prozessen. Der geladene Strom der schwachen Wechselwirkung ist maximal paritätsverletzend, denn er koppelt nur an linkshändige Fermionen und rechtshändige Antifermionen. Der neutrale, schwache Strom ist teilweise paritätsverletzend: er koppelt in unterschiedlicher Stärke an rechts- und linkshändige Fermionen und Antifermionen. Es sind zwei Fälle bekannt (Kaonen und B-Mesonen), bei denen die kombinierte CP-Parität nicht erhalten bleibt.
- Nur der geladene Strom der schwachen Wechselwirkung wandelt Quarks in andere Quarks (Quarks mit anderer Flavour) und Leptonen in andere Leptonen um. Die Quantenzahlen, die die Quark-Flavour angeben (dritte Komponente des Isospins (I_3), Strangeness (S), Charm (C) etc.) bleiben daher bei den anderen Wechselwirkungen erhalten.
- Der Betrag des Isospins (I) bleibt bei der starken Wechselwirkung erhalten.

Im Rahmen des Standardmodells werden die Hadronen (schwere Teilchen) aus Quarks (q) und Antiquarks (\bar{q}) aufgebaut [34] und in zwei Kategorien eingeteilt:

Baryonen Substruktur (qqq), ($\bar{q}\bar{q}\bar{q}$)

Mesonen Substruktur ($\bar{q}q$)

1.2 Mesonenspektroskopie

Die Vorhersagen des Standardmodells sind bisher bemerkenswert gut experimentell bestätigt worden. Im Bereich der Mesonenspektroskopie fehlt allerdings noch die Bestätigung einiger Zustände, wie sie von spezifischeren, phänomenologischen Modellen auf QCD-Basis, wie dem MIT-Bag-Modell, gefordert werden. Diese Modelle postulieren neben der Klassifizierung der Hadronen in Baryonen (qqq) und Mesonen ($\bar{q}q$) auch Multiquarkzustände und solche mit Gluonenbeimischung, genannt Exoten bzw. exotische Zustände, die in drei Gruppen eingeteilt werden [25]:

- **Gluonenbälle (*Glueballs*)** sind quarklose Zustände aus zwei (gg), drei (ggg) oder mehr Gluonen (Konstituentengluonen), die wie die Hadronen als Farbsingulets auftreten. Die Bindung der konstituierenden Gluonen versteht man nach den Regeln der QCD durch den Austausch virtueller Gluonen.

- **Hybride** ($\bar{q}qg^k$), $k = 1, 2, \dots$ bestehen aus einem Antiquark–Quark–Paar, dem ein konstituierendes Gluon oder eine Kette solcher Gluonen beigemischt ist. Hybride unterscheiden sich von den konventionellen Mesonen, welche lediglich virtuelle Gluonenanteile enthalten, durch zusätzliche Vibrations– und Rotationsfreiheitsgrade.
- **Baryonia** sind Multiquarkzustände ($\bar{q}^k q^k$). Die interessantesten Klassen sind die Baryonia im engeren Sinne mit $k = 3$ ($\bar{N}N$) und die Diquonia mit $k = 2$ ($\bar{q}q q q$).

Im $SU(3)$ –Schema [29] ergibt sich eine Klassifizierung der Mesonen in Nonetts, wenn ihr Strangeness–Quark–Anteil S gegen die dritte Komponente des Isospins (I_3) aufgetragen wird. Für jede Spin– und Bahndrehimpulskombination der ($\bar{q}q$)–Paare erhält man ein eigenes Nonett, wobei die Mesonen eines Nonetts etwa gleiche Massen besitzen und somit eine mittlere Masse für ein Nonett angegeben werden kann. In Abbildung 1.1 ist exemplarisch für die pseudoskalaren Mesonen mit dem Spin $S = 0$ und dem Bahndrehimpuls $L = 0$ eine solche Nonett–Struktur dargestellt.

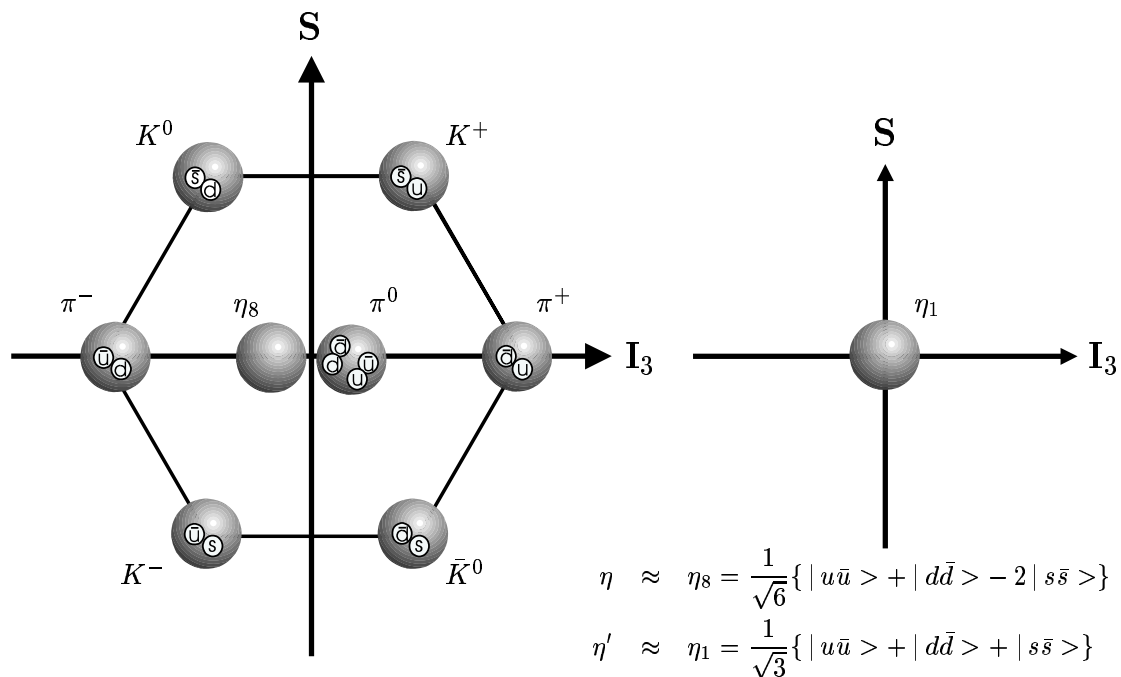


Abbildung 1.1: Das Nonett der pseudoskalaren Mesonen mit $S = 0$ und $L = 0$: Abgebildet sind die pseudoskalaren Mesonen mit ihren Quarkinhalten, aufgetrennt in Flavour-oktett und Flavour-singulett.

Zur Zeit existieren jedoch mehr Mesonenkandidaten als von diesem Ordnungsschema zur vollständigen Beschreibung des Mesonenspektrums erwartet werden. Die Überbesetzung des Mesonenspektrums, wie aus Abbildung 1.2 ersichtlich, läßt sich durch die Existenz exotischer Teilchen zwanglos erklären.

Die verschiedenen Modelle erwarten für die Exoten folgende konsistente Eigenschaften:

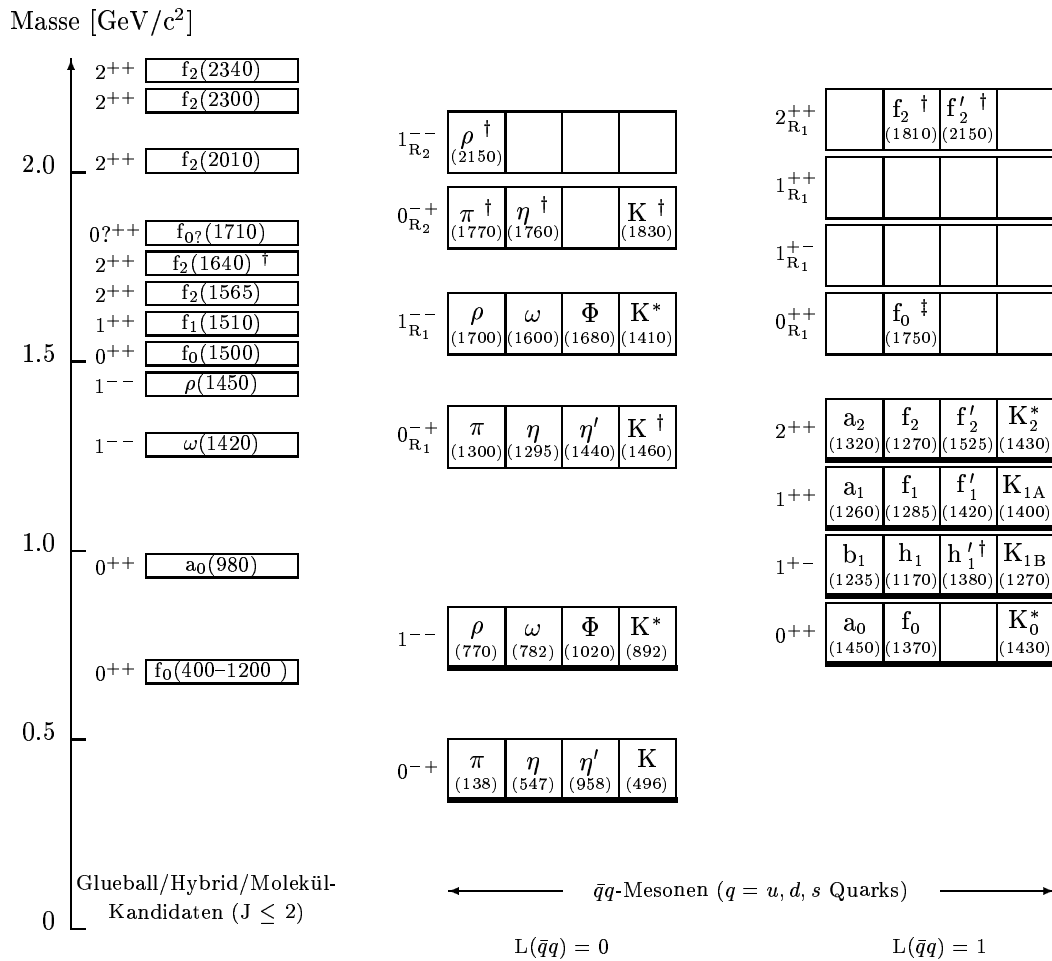


Abbildung 1.2: Übersicht des Mesonenspektrums und die noch nicht zugeordneten Resonanzen (Exotica-Kandidaten) klassifiziert nach J^{PC} -Nonetts. Die Mesonen sind mit der mittleren Masse ihres Nonetts gegen den Bahndrehimpuls des $q\bar{q}$ -Systems aufgetragen. Dabei werden nur die Mesonen, die dem Crystal Barrel-Experiment energetisch zugänglich sind, berücksichtigt. Die Grundzustände sind durch breite Balken hervorgehoben, darüber liegen die ersten und zweiten radialen Anregungen R_1 und R_2 . Die † kennzeichnen Zustände, deren Interpretation noch nicht gesichert ist.

- Gluebälle zerfallen „flavour-blind“: Gluonen koppeln gleich stark an alle Quarksorten. Deshalb sollten die Endzustände, die u-, d- und s- Quarks enthalten, bis auf durch die unterschiedlichen Quark-Massen bedingte Phasenraumkorrekturen in Gluonenball-Zerfällen gleich häufig auftreten.
- Bei dem Zerfall von Gluonenbällen treten zwangsläufig unterbrochene Quarklinien auf, die aber gemäß der Zweig-Regel unterdrückt sein sollten. Somit sollten Gluonenbälle eine lange Lebensdauer und eine geringe Breite besitzen.
- Da Gluonen elektrisch neutral sind und nicht direkt an Photonen koppeln, sollten radiative Zerfälle gegenüber starken Zerfällen unterdrückt sein.

- Hybrid-Zerfälle in die leichten pseudoskalaren (0^{-+}) und vektoriellen (1^{--}) Mesonen mit $L = 0$ sollten zugunsten von Zerfällen in massivere Mesonen mit $L = 1$ unterdrückt sein.

Diese Eigenschaften der Exoten geben jedoch nur qualitative Hinweise für ihre Existenz. Ein direkter Beweis wäre das Auftreten von *exotischen Quantenzahlkombinationen*, wie zum Beispiel $J^{PC} = 0^{--}, 0^{+-}, 1^{-+}, \dots$, die aufgrund der besprochenen Erhaltung der C- und G-Paritäten verboten sind.

Gerade das Auftreten dieser exotischen Quantenzahlkombinationen wäre die Evidenz für Exoten und damit eine wichtige Bestätigung der Grundannahmen der QCD.

Um das Mesonenspektrum zu untersuchen, wird ein Mechanismus zur Produktion von mesonenreichen Endzuständen benötigt. Die Antiproton-Proton-Annihilation ist hierfür eine geeignete Quelle (vgl. Abbildung 1.3).

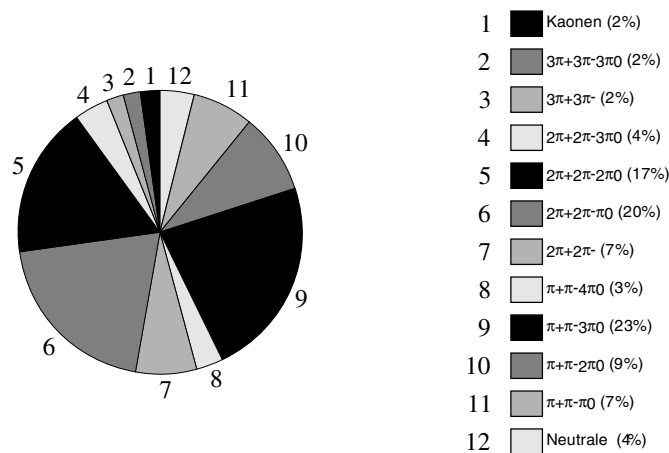


Abbildung 1.3: Häufigkeitsverteilung der mesonischen Endzustände aus der $\bar{p}p$ -Annihilation in Ruhe.

Es kann dabei zwischen zwei Arten des Annihilationsprozesses unterschieden werden: Die Annihilation in Ruhe, bei der sich der Schwerpunkt des Antiproton-Proton-Systems in Ruhe befindet,³ und der Annihilation im Fluge.

Bei der Annihilation in Ruhe wird das in das Targetmaterial⁴ eindringende Antiproton durch Ionisierungsverluste nach Bethe-Bloch [6, 8] abgebremst. Es kann daraufhin unter Freisetzung eines Hüllenelektrons im Coulomb-Feld eines Protons eingefangen werden. Das so entstandene antiprotonische Wasserstoffmolekül dissoziiert, und es entsteht ein Protoniumatom mit hohem Drehimpuls und hoher Hauptquantenzahl ($n \approx 30$). Es regt sich in einer atomaren Kaskade ab, wobei die anschließende Annihilation bevorzugt aus S-Zuständen erfolgt. Das im Vergleich zum Wasserstoffatom sehr kleine Protoniumatom

³Dieser Fall ergibt sich bei Antiprotonimpulsen bis etwa 200 MeV/c.

⁴Als Targetmaterial wird im folgenden immer flüssiger Wasserstoff angenommen.

durchquert die benachbarten H_2 -Atome, und es kommt durch deren starke, elektrische Felder zu einer Stark-Mischung der Drehimpulse (Day-Snow-Sucher-Mechanismus [13]). Damit liegt auch bei höheren Bahndrehimpulsen ein S-Wellenanteil der Wellenfunktion vor, aus dem wegen des großen Überlapps der Proton-Antiproton-Wellenfunktionen die Annihilation des Protoniumatoms erfolgt. Aus Abbildung 1.4 ist ersichtlich, daß die Stark-Mischung von der Dichte des Targetmediums abhängig ist.

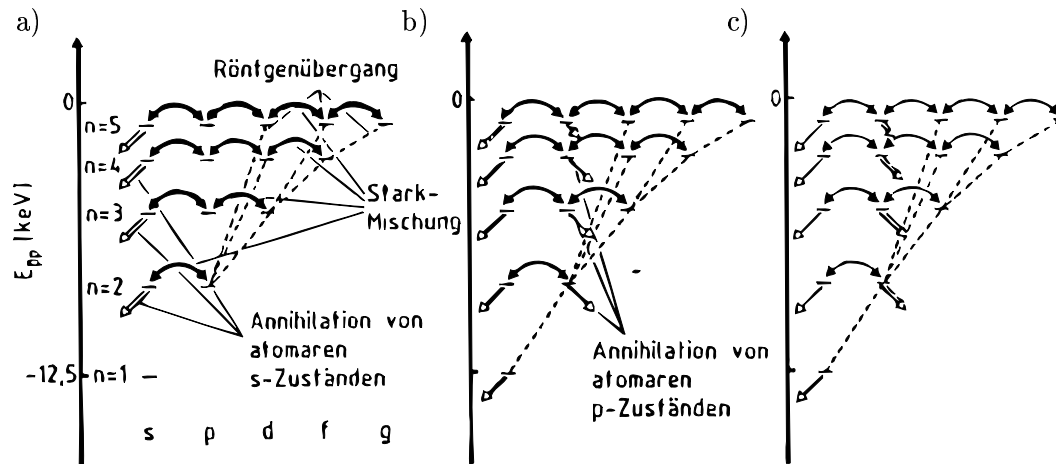


Abbildung 1.4: Übergänge zwischen Energieniveaus im atomaren Protonium sowie Annihilation

- Flüssiger Wasserstoff: Großer Stark-Effekt. Die Annihilation erfolgt zu über 90% aus der S-Welle.
- Gasförmiger Wasserstoff bei 300 K und 1 bar: Reduzierter Stark-Effekt. Hier sind die Annihilation aus S- und P-Welle gleich groß.
- Gasförmiger Wasserstoff bei 300 K und 30 mbar: Geringer Stark-Effekt. Die Annihilation aus der P-Welle ist gegenüber der S-Welle dominant.

Bei größeren Strahlimpulsen als ca. 200 MeV/c geschieht die Annihilation im Fluge, und sie erfolgt nicht mehr aus einer atomaren S-Welle, sondern aus Streuzuständen. Für eine Partialwellenanalyse der Endzustände bedeutet das, daß in der Entwicklung der Streuamplitude nach Drehimpulsen gegebenenfalls auch hohe J-Werte ($J > 2$) berücksichtigt werden müssen. Dieser Erschwernis in der Analyse steht der Vorteil gegenüber, Zwischenzustände höherer Masse erzeugen zu können, die bei Zerfällen in Ruhe wegen der geringeren Gesamtenergie nicht beobachtet werden. Die Verteilung der Endzustände entspricht dabei im wesentlichen der bei der Annihilation in Ruhe.

Das Protoniumatom bildet ein quantenmechanisches System, welches durch einen vollständigen Satz von Quantenzahlen beschrieben werden kann. Eine vollständige Beschreibung des $\bar{p}p$ -Systems gelingt mit Hilfe von vier Quantenzahlen: Gesamtdrehimpuls J , P-Parität, Ladungskonjugation bzw. C-Parität und Isospin I .

- **Gesamtdrehimpuls J :** Der relative Bahndrehimpuls L und der Gesamtspin S koppeln nach den Regeln der Quantenmechanik zum Gesamtdrehimpuls J .

- **räumliche Parität P:** Die Paritätsoperation bewirkt eine räumliche Spiegelung eines Zustandes

$$\hat{P}|\vec{r}\rangle = |-\vec{r}\rangle$$

mit den Eigenwerten des Paritätsoperators $P = \pm 1$. Für ein Teilchen–Antiteilchensystem hängt der Eigenwert P von den intrinsischen Paritäten der beiden Teilchen und vom Drehimpuls ab:

$$P = P_1 P_2 (-1)^L = \begin{cases} (-1)^{L+1} & \text{Antifermion–Fermion} \\ (-1)^L & \text{Antiboson–Boson.} \end{cases}$$

- **Ladungskonjugation C:** Die Ladungskonjugation invertiert alle additiven Quantenzahlen⁵, also elektrische Ladung e , Baryonenzahl b , Leptonenzahl l , Strangeness s , usw. Der Operator der Ladungskonjugation kommutiert nicht mit den verallgemeinerten Ladungsoperatoren. Deshalb können nur vollständig neutrale Systeme (alle additiven Quantenzahlen, auch z.B. die Gesamt-Leptonenzahl, müssen 0 sein) Eigenzustände des Ladungskonjugationsoperators sein, wie das Protonium, für dessen Eigenwerte gilt:

$$C = (-1)^{L+S}$$

- **Gesamtisospin I:** Der Gesamtisospin wird aus den Isospins der einzelnen Teilchen quantenmechanisch gekoppelt. Alternativ dazu, und nicht mit einem neuen Erhaltungssatz verbunden, wird häufig die G -Parität verwendet. Die G -Paritätsoperation ist definiert als Ladungskonjugation C und gleichzeitiger Drehung um den Winkel π um die I_2 -Achse des Isospinraums: ($G = C e^{i\pi I_2}$). Die Drehung im Isospin-Raum kompensiert dabei genau die Ladungsumkehr, da die Ladung eines Teilchens durch die dritte Komponente des Isospins gegeben ist. Die G -Parität ist daher auch für geladene Systeme definiert und erlaubt manchmal eine bequemere Formulierung der Auswahlregeln. Die Eigenwerte des G -Paritätsoperators für ein Teilchen–Antiteilchensystem sind gegeben durch:

$$G = (-1)^{L+S+I} = C \cdot (-1)^I.$$

Mit den genannten Quantenzahlen kann man nun das $\bar{p}p$ -System beschreiben. Die Werte sind in Tabelle 1.3 aufgeführt.

Da diese Quantenzahlen bei der Annihilation erhalten bleiben, ergeben sich Einschränkungen für die möglichen Endzustände.

1.3 Motivation

Im Gegensatz zu der Proton–Antiproton Annihilation in Ruhe gibt es kein dem Day–Snow–Sucher–Mechanismus entsprechendes Modell für die Annihilation im Fluge. Die Annihilation im Fluge geschieht aus Streuzuständen, bei deren Entwicklung nach Drehimpulsen auch höhere Gesamtdrehimpulse ($J > 2$) berücksichtigt werden müssen. Die

⁵auch ladungsartige Quantenzahlen genannt

J	Singulett $\lambda = 0$	J^{PC}	Triplett $\lambda = \pm 1$	J^{PC}	Triplett $\lambda = \pm 1, 0$	J^{PC}
0	1S_0	0^{-+}			3P_0	0^{++}
1	1P_1	1^{+-}	3P_1	1^{++}	$^3S_1, ^3D_1$	1^{--}
2	1D_2	2^{-+}	3D_2	2^{--}	$^3P_2, ^3F_2$	2^{++}
3	1F_3	3^{+-}	3F_3	3^{++}	$^3D_3, ^3G_3$	3^{--}
4	1G_4	4^{-+}	3G_4	4^{--}	$^3F_4, ^3H_4$	4^{++}
5	1H_5	5^{+-}	3H_5	5^{++}	$^3G_5, ^3I_5$	5^{--}
6	1I_6	6^{-+}	3I_6	6^{--}	$^3H_6, ^3J_6$	6^{++}
7	1J_7	7^{+-}	3J_7	7^{++}	$^3I_7, ^3K_7$	7^{--}
8	1K_8	8^{-+}	3K_8	8^{--}	$^3J_8, ^3L_8$	8^{++}

Tabelle 1.3: Proton–Antiproton–Anfangszustände $^{2S_{a,b}+1}L_{J_{a,b}}$. Die erste Spalte gibt den Gesamtdrehimpuls J des Systems an. Die Spins der Primärteilchen a, b werden zum Gesamtspin $S_{a,b} = a \oplus b$ gekoppelt. Der Spin $S_{a,b}$ bestimmt die Multiplizität μ (Singulett, Triplett). λ bezeichnet die Helizität des Zustandes und damit die Projektion des Spins auf die Bewegungsrichtung. Die möglichen relativen Bahndrehimpulse $L_{a,b}$ sind in spektroskopischer Bezeichnung in den Namen der Zustände enthalten, d.h. $S, P, D, F, G, H, I \dots$ für $L_{a,b} = 0, 1, 2, 3 \dots$.

Frage nach den bei der Annihilation wichtigen Gesamtdrehimpulsen als Funktion der Antiprotonenstrahlimpulse soll mit dieser Arbeit beantwortet werden. Dazu ist die Analyse der exklusiv nachgewiesenen Endzustände $\omega\pi^0$, $\omega\eta$ und $\omega\eta'$ geeignet, da sie direkt aus dem $\bar{p}p$ -System ohne weitere Zwischenresonanzen auftreten. In diesem Fall besitzen die Endzustände eine der in Tabelle 1.3 aufgeführten Quantenzahlen des $\bar{p}p$ -Systems. Mithin bleibt die Anzahl der unbekannt Parameter, die angepasst werden müssen, gering, und durch die eindeutige Zuordnung der Quantenzahlen kann eine Aussage über das $\bar{p}p$ -System getroffen werden. Zusätzlich verursacht der Spin 1 des ω -Mesons bei dessen Zerfall eine charakteristische Winkelverteilung, die neben einer weiteren Messgröße auch einen visuellen Eindruck der Güte einer Anpassung ergibt. Eine Partialwellenanalyse der Endzustände erlaubt damit eine Partialwellenzerlegung der Streuamplitude. Eine Untersuchung der Impulsabhängigkeit der Partialwellen läßt Schlüsse auf mögliche $\bar{p}p$ -Resonanzen zu.

Ein weiteres Ziel dieser Arbeit ist die Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes in die Endzustände $\omega\pi^0$, $\omega\eta$ und $\omega\eta'$ in Abhängigkeit vom Antiprotonenstrahlimpuls bzw. der Schwerpunktsenergie.

Die gewonnenen Informationen können durch die Festlegung der Anfangszustände die Grundlage für die Analyse komplizierter Zerfallsketten bilden. Für zukünftige Projekte, wie sie z.B. an der GSI geplant sind, wird eine Aussage für Antiprotonenimpulse bis zwei GeV/c gemacht, so dass damit ein Anschlusswert für höhere Impulsbereiche gegeben ist.

Kapitel 2

Experiment

2.1 Erzeugung des Antiprotonenstrahls

Der Niederenergie–Antiprotonenspeicherring (LEAR¹) ist das letzte Glied eines sechsstufigen Prozesses zur Erzeugung von Antiprotonen am Antiprotonenkomplex des europäischen Zentrums für Kernforschung CERN² (vgl. Abbildung 2.1). Protonen werden durch den Linearbeschleuniger (LINAC), den Proton Synchrotron Booster (PSB) und das Proton Synchrotron (PS) auf eine Energie von 26 GeV beschleunigt. Sie treffen mit dieser Energie auf ein Wolframtarget, in dem dann unter anderen Streureaktionen auch solche vom Typ $p + p \rightarrow p + p + \bar{p} + p$ auftreten. Die Antiprotonen werden von dem Teilchenschauer getrennt und dem Antiprotonenspeicherring (AA) zugeleitet, dort zwischengespeichert und mittels stochastischer Kühlung in ihrem Phasenraum reduziert. Vom AA gelangen die Antiprotonen wieder in das PS. Dort werden sie verlustfrei auf einen Impuls von 600 MeV/c abgebremst, und daraufhin dem LEAR zugeführt. Es ist so möglich, das LEAR einmal pro Stunde mit 10^{10} Antiprotonen zu füllen. Die Strahlqualität wird durch stochastische Kühlung weiter erhöht.

Die Antiprotonen erreichen das Crystal Barrel–Experiment mit einer sehr guten relativer Impulsschärfe $\Delta p/p$ von $5 \cdot 10^{-4}$ und einer horizontalen Strahlemittanz von $2\pi \cdot mm \cdot mrad$ in einem Impulsbereich von 60 MeV/c bis 1,95 GeV/c, wobei Raten bis zu $10^7 \bar{p}/s$ möglich sind. Ein Vorteil der langen Speicherzeiten der Antiprotonen im AA besteht darin, daß der Strahl keinerlei Verunreinigungen durch geladene Pionen oder Kaonen mehr enthält wenn er das Experiment erreicht.

¹Low Energie Anti Proton Ring

²Conseil Européenne de Recherche Nucléaire, Genf

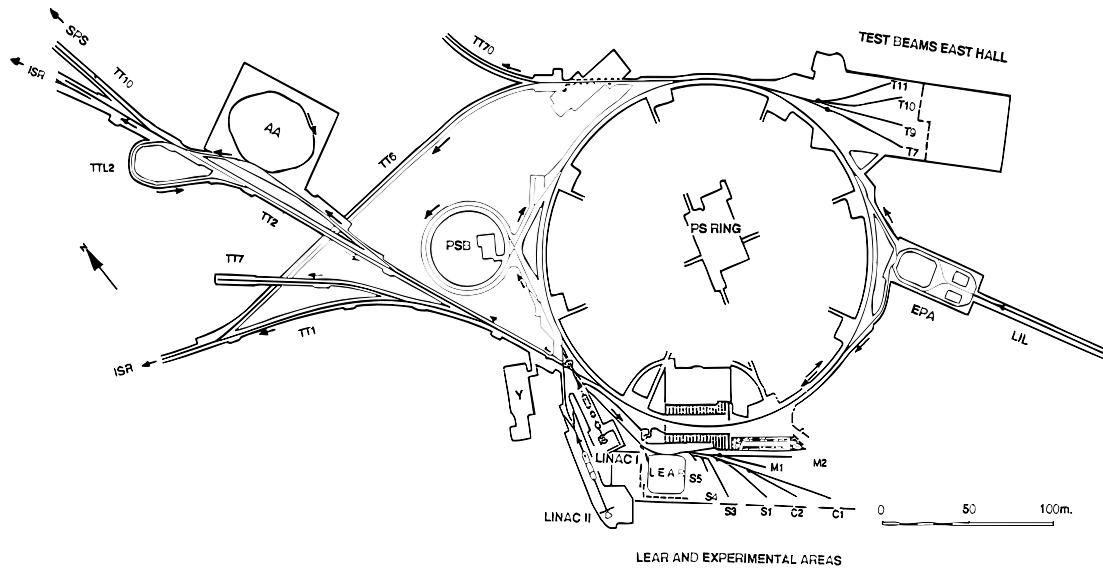


Abbildung 2.1: Der CERN Antiprotonenkomplex: Antiprotonen werden durch den Beschuss eines Wolframtargets mit Protonen aus dem Protonensynchrotron (PS) erzeugt. Nach Zwischenspeicherung im Antiproton-Akkumulator (AA) gelangen die Antiprotonen über das PS zum LEAR.

2.2 Crystal Barrel-Detektor

Der Crystal Barrel-Detektor ist ein modular aufgebauter Detektor, der infolge der Abdeckung eines Raumwinkels von ca. $95\% \cdot 4\pi$ für Photonen und geladene Teilchen hervorragend dazu geeignet ist, eine Vielzahl physikalischer Phänomene zu untersuchen [2]:

- Die Spektroskopie mesonischer Resonanzen.
- Die Suche nach *exotischen Teilchen*, z.B. Gluonenbälle, Hybride und Baryonia.
- Das Studium des Annihilationsmechanismus.

Um diese Fragestellungen angehen zu können, mußten an den Detektor hohe Anforderungen gestellt werden:

- Gleichzeitiger Nachweis aller neutralen und geladenen Teilchen über den gesamten Raumwinkel 4π .
- Gute Energie- und Ortsauflösung beim Nachweis sowohl neutraler, als auch geladener Teilchen.
- Trennung von geladenen Pionen und Kaonen.
- Schneller Trigger für die Datenerfassung zur Erhöhung der Statistik von seltenen Zerfallskanälen.

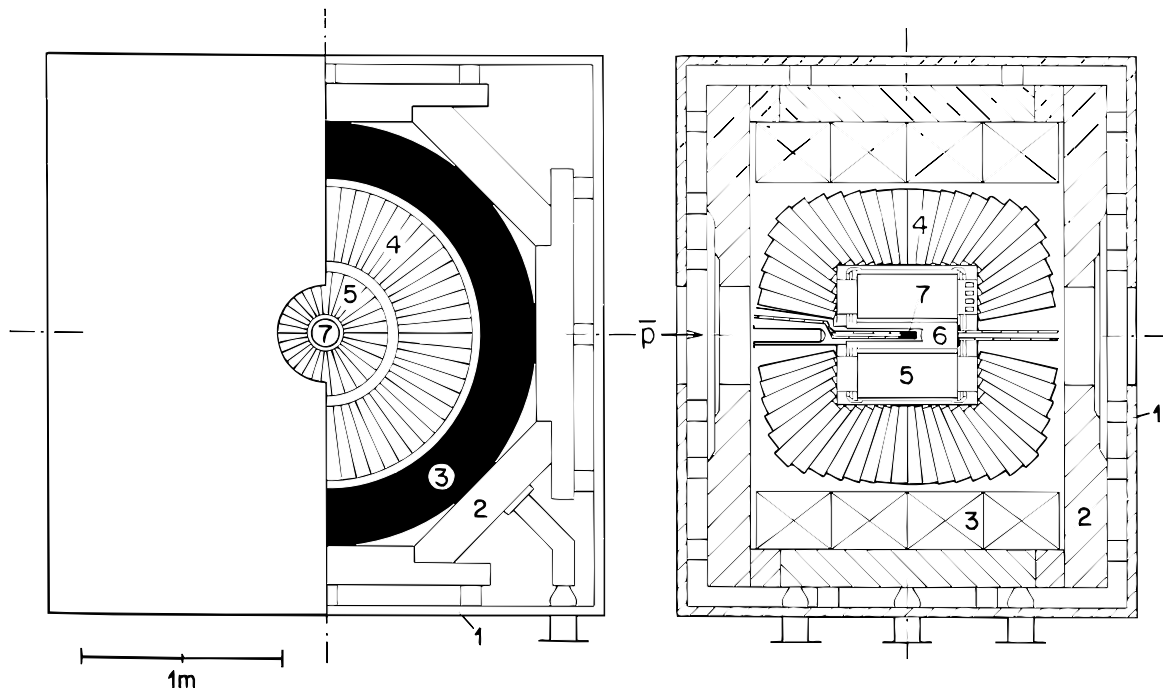


Abbildung 2.2: Der Crystal Barrel-Detektor im Längs- und Querschnitt: 1) Abschirmung aus Eisen 2) Eisenjoch 3) Magnetfeldspule 4) CsI(Tl)-Kalorimeter 5) Jet-Driftkammer 6) Silizium-Vertex-Detektor 7) Target aus flüssigem Wasserstoff oder H_2 -Gas.

Eine Beschreibung und die technischen Daten der einzelnen Komponenten befinden sich im Anhang. Für eine vollständige Übersicht des experimentellen Aufbaus sei auf [3] verwiesen. An dieser Stelle soll nur kurz der Weg eines Antiprotons und dessen Reaktionsprodukte durch den Detektor verfolgt werden. Das Antiproton fliege in Abbildung 2.2 (rechter Teil) von links durch das LEAR-Strahlrohr in den Detektor ein und annihilire im LH_2 Target (7). Wenn aus der Annihilation geladene Teilchen hervorgehen, können diese über ihre im Magnetfeld gekrümmten Bahnkurven durch den Silizium-Vertex-Detektor (6) und die Jet-Driftkammer (5) nachgewiesen und vermessen werden. Handelt es sich um neutrale Reaktionsprodukte, dient das CsI(Tl)-Kalorimeter zu deren Detektion.

Das Crystal-Barrel Experiment am LEAR hat von 1985 bis 1996 Daten der Antiproton-Proton Annihilation aufgezeichnet und dabei einen wichtigen Beitrag zur Mesonenspektroskopie geleistet.

Kapitel 3

Datenaufbereitung

Die Signale der aktiven Detektorkomponenten müssen in den Meßdaten des Crystal Barrel-Detektors vor einer weiteren Auswertung zu einem Annihilations-Ereignis zusammengesetzt werden. Ein wichtiger Schritt ist dabei die Bestimmung der Photonenmultiplizität eines Ereignisses.

3.1 Erkennung von Photonen im Kalorimeter

Die Identifizierung von Photonen im Kalorimeter geschieht in mehreren Schritten, die hier beschrieben werden sollen: Die Photonen aus dem Zerfall eines Mesons, z.B. $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, dringen in die CsI – Kristalle des Kalorimeters ein und deponieren dort ihre Energie durch Paarbildung, Comptoneffekt und Photoeffekt. Das entstehende Licht wird durch die Photodioden der angesprochenen Kristalle in ein elektrisches Signal umgewandelt, dessen Amplitude proportional der im Kristall deponierten Energie ist. Durch den modularen Aufbau des Kalorimeters besitzt das Photon einen lokalisierbaren Ursprungsort in den Kristallkoordinaten θ und ϕ . Da sich bei der Energiedeposition in der Regel ein elektromagnetischer Schauer ausbildet [6, 8], der sich über mehrere Kristalle ausdehnt, werden benachbarte Kristalle mit Energieeintrag zu einem Cluster zusammengefaßt. Daraufhin wird dort nach lokalen Energiemaxima gesucht, die entstehen können, falls das Cluster durch die Schauer zweier oder mehr Photonen entstanden ist. Wenn es nur ein Maximum gibt, wird die Gesamtenergie des Clusters als Photonenenergie angesehen und als PED¹ bezeichnet. Sind zwei oder mehr Maxima vorhanden, wird die Gesamtenergie den Größen der lokalen Maxima entsprechend auf mehrere PEDs aufgeteilt.

Bei diesem Verfahren werden mehrere Schwellenwerte für die Energie eingeführt: Zur Unterdrückung des elektronischen Rauschens existiert der Schwellwert $E_{XTAL} = 1$ MeV, unterhalb dessen keine Kristalle in der Clusterberechnung Berücksichtigung finden.² Die Energie eines Clusters muß größer sein als $E_{CLU} = 10$ MeV. Innerhalb des Clusters muß es einen Kristall mit einem Energieeintrag größer als $E_{CLS} = 4$ MeV geben. Wenn ein

¹Particle Energy Deposit

²Dabei ist anzumerken, daß es PEDs aus nur einem Kristall gibt.

PED gefunden wird, muß dieses eine größere Energie als E_{PED} besitzen. Dieser letzte Schwellwert variiert von Analyse zu Analyse (siehe Abschnitt 3.1). Typische Werte für die sogenannte Prozessierungsenergie E_{PED} sind $E_{PED} = 10$ MeV oder $E_{PED} = 20$ MeV. In dieser Arbeit wurde der zweite Wert verwendet.

Die oben angesprochenen elektromagnetischen Schauer sind nicht immer auf benachbarte Kristalle begrenzt, es kommt auch zu Schauerfluktuationen mit erheblicher lateraler Ausdehnung, den sogenannten elektromagnetischen Splitoffs. Die räumliche Trennung der Splitoff-Kristalle in einem Cluster des realen Photons (Fluktuation 1. Art) oder die Auftrennung in zwei getrennte Cluster (Fluktuation 2. Art) können dazu führen, daß der Algorithmus zur Bestimmung der Photonenmultiplizität eines Ereignisses fälschlicherweise ein Photon rekonstruiert, welches tatsächlich nur eine Schauerfluktuation darstellt.

Zur Erkennung dieser Splitoffs wird im CB-Experiment das Programmpaket BRAIN [15] benutzt, das mittels künstlicher neuronaler Netzwerke Splitoffs von echten Photonen unterscheiden kann. Bei der Erkennung berücksichtigt das Programm, daß der Energieinhalt des Splitoffs für die Gesamtenergiebilanz eines Ereignisses nicht vernachlässigt werden darf, und ordnet die Splitoff-Energie dem nächstgelegenen PED zu.

Die Wahl der Energieschwellen spielt eine wichtige Rolle, da die elektromagnetischen Splitoffs meist niederenergetisch sind und deshalb durch eine höhere E_{PED} -Schwelle zu einem großen Teil ausgeblendet werden können. Trotzdem darf man das Splitoff-Problem [5] nicht vernachlässigen, denn wie Monte Carlo-Studien zeigen [15], handelt es sich nur bei etwa 95% aller PED's tatsächlich um ein einfallendes Photon und bei etwa 5% lediglich um eine räumliche Fluktuation im elektromagnetischen Schauer.³

Unabhängig von der Splitoff-Erkennung ergibt sich bei der Ereignisrekonstruktion ein weiteres Problem. Bei Benutzung der Standard-Software, die vom Crystal Barrel Experiment zur Rekonstruktion und Energiebestimmung der Photonen im Kalorimeter verwendet wird, ergibt sich eine Differenz zwischen der rekonstruierten Gesamtenergie eines Ereignisses zu der tatsächlich vorhandenen Energie, die sich aus dem Impuls des einfliegenden Antiprotons bestimmen läßt. Bei der Annihilation im Fluge fehlen nach der Standard-Rekonstruktion ca. 2 % der Energie, oder absolut bis zu 60 MeV. Im Gesamtimpuls treten Abweichungen von bis zu 3,5 %, entsprechend etwa 47 MeV/c auf. Dies kann nicht vernachlässigt werden, und somit wurde im Rahmen dieser Arbeit eine neue, bessere Methode der Photonenenergiebestimmung entwickelt. Im folgenden sollen die alte und die neue Methode beschrieben und miteinander verglichen werden.

3.1.1 Alte Methode der Energiebestimmung

Die Crystal Barrel Standardsoftware berücksichtigt auftretende Energieverluste durch energieabhängige Energiekorrekturfunktionen, die auch vom Winkel θ abhängen. Sie sind als FORTRAN Code in der Routine bcalce.f implementiert. Dass Energieverluste bei der Rekonstruktion auftreten müssen, ist durch die Art und Weise der Rauschunterdrückung mit Hilfe der Energieschwellen E_{XTAL} , E_{CLU} , E_{PED} sofort einzusehen, denn Kristalle bzw.

³Schwellenergien dabei: $E_{XTAL} = 1$ MeV, $E_{CLU} = 10$ MeV, $E_{PED} = 10$ MeV

Kristallcluster, deren Energieeinträge unterhalb der Schwellen liegen, werden zur Berechnung der Gesamtenergie aus den PED's nicht mehr herangezogen. Weiterhin absorbiert das passive Material des Detektors Energie.

Um dies zu kompensieren sind die Energiekorrekturfunktionen eingeführt worden. Zu deren Bestimmung wurden Monte Carlo-generierte Ereignisse von Annihilationen in Ruhe (d.h.: 200 MeV/c Antiprotonenstrahlimpuls) verwendet und die Abweichung der bekannten Energie der Monte Carlo-Photonen von den Energien der rekonstruierten PED's ermittelt. Dies wurde für die einzelnen Kristallringe (θ Abhängigkeit) energieabhängig durchgeführt. Aus einer funktionalen Anpassung an die erhaltenen Werte ergaben sich die Korrekturfunktionen. Trotz der Benutzung dieser Korrektur weichen die Gesamtenergie und damit zusammenhängend der Gesamtimpuls bei im-Fluge-Daten von den Sollwerten ab. In der Tabelle 3.1 ist für drei verschiedene Antiprotonenstrahlimpulse die Abweichung der rekonstruierten Gesamtenergie, respektive des Gesamtimpulses, zu den Sollwerten angegeben. Die ebenfalls aufgeführte Position des z-Vertex berechnet sich aus dem Mittelwert der z-Vertex-Verteilung, die sich aus einer kinematischen Anpassung ergibt (vgl. hierzu Kapitel 3.2).

	1350 MeV/c	1525 MeV/c	1642 MeV/c	1800 MeV/c
$\Delta E / E$	-1.98 %	-1.62 %	-1.85 %	-1.31 %
$\Delta P / P$	-3.56 %	-2.84 %	-3.22 %	-2.44 %
z-vertex	-1.31 cm	-1.39 cm	-1.64 cm	-1.15 cm

Tabelle 3.1: Abweichung der Gesamtenergie und des Gesamtimpulses von den Sollwerten und Mittelwert der z-Vertex-Verteilung für drei verschiedene Strahlimpulse.

Es gibt mehrere Gründe für diese Abweichungen. Zum einen sind die Energiekorrekturfunktionen nur bei PED-Energien bis 1 GeV bestimmt worden (in-Ruhe-Daten). Für im-Fluge-Daten muss der Energiebereich bis 2 GeV ausgedehnt werden und die Extrapolation der alten Korrekturfunktionen stellte sich als nicht korrekt heraus. Zum anderen wurden zur Bestimmung der Datenpunkte, an die die Korrekturfunktionen angepasst wurden, Mittelwerte über Energieintervalle gebildet. Dies führt zu Verfälschungen des Funktionsverlaufes, wie aus Abbildung 3.1 ersichtlich wird. Aufgetragen sind dort die Abweichung der rekonstruierten PED-Energie von der Monte Carlo-Photonenenergie gegen die Monte Carlo-Photonenenergie. Im rechten unteren Sektor der Abbildung 3.1 ist eine Anhäufung von Einträgen erkennbar, die auf „merged π^0 's“ zurückzuführen sind. Dies sind solche PED's, bei denen zwei Photonen aus einem π^0 -Zerfall mit einem so geringen Öffnungswinkel emittiert werden, dass der PED-Algorithmus nur ein Ein-PED-Cluster erkennt, weil die zwei elektromagnetischen Schauer miteinander verschmelzen (engl.: to merge). Auf die Problematik von sogenannten „merged π^0 “s wird in [7] ausführlich eingegangen. Die zwei Kristalle mit den jeweils grössten Energieeinträgen der zwei Photonen sind direkte Nachbarn, und es ergibt sich im Cluster nur ein Energiemaximum, respektive ein PED. Als ein verschmolzenes π^0 wird es erst bei Berücksichtigung der invarianten Schauerenergie erkennbar, welche aber im PED-Algorithmus nicht verwendet wird.

Die merged π^0 's sind für in-Ruhe-Daten vernachlässigbar, da hier der minimale Öffnungs-

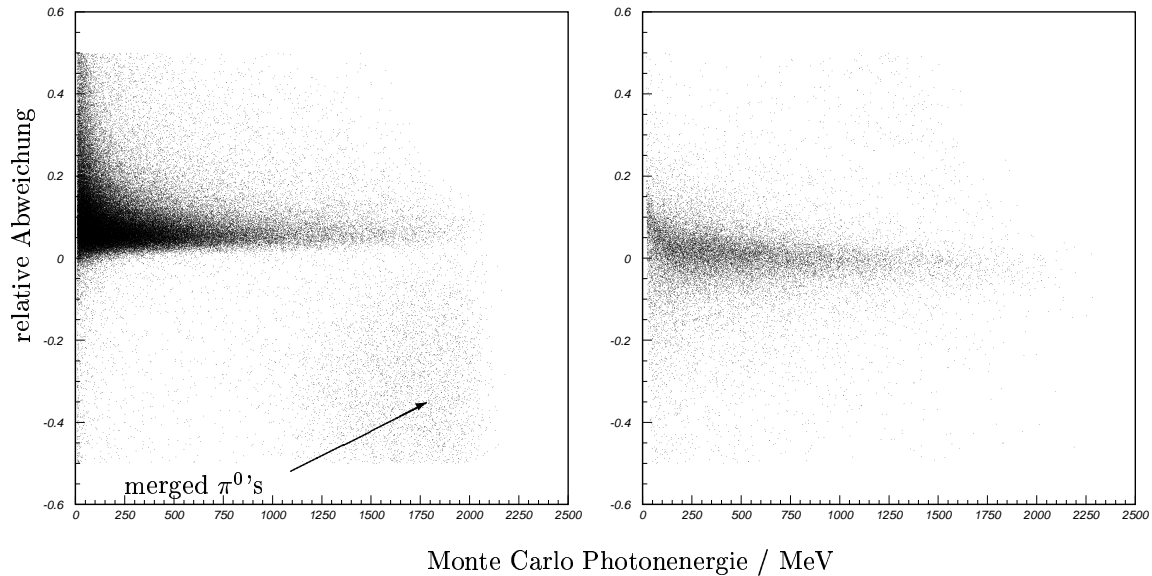


Abbildung 3.1: Relative Abweichung der rekonstruierten PED-Energie von der Monte Carlo-Photonenergie als Funktion der Monte Carlo-Photonenergie. Die linke Abbildung zeigt die Energieabweichungen, die sich nach der alten Methode ergeben, das rechte Bild ergibt sich bei Verwendung der neuen Methode. Verwendet wurden $3\pi^0$ Monte Carlo-Daten bei einem Antiprotonenstrahlimpuls von 1940 MeV/c.

winkel 16.5° beträgt und somit immer eine Trennung der zwei PED's gewährleistet ist. Werden diese merged π^0 's zur Bestimmung der Korrekturfunktionen mitverwendet, beeinflussen sie durch die Mittelwertbildung⁴ den Funktionsverlauf gerade im Energiebereich oberhalb 1 GeV stark. Dieser Aspekt muß bei der Entwicklung einer neuen Korrektur für im-Fluge-Daten berücksichtigt werden.

Ein weiterer Grund für die Abweichungen besteht darin, dass die alte Energiekorrekturfunktion nicht zwischen Ein- und Mehrpedclustern unterscheidet. Es ergeben sich aber im Energiebereich oberhalb 1 GeV deutliche Unterschiede im Verhalten von Ein- und Mehrpedclustern. Um diesen Argumenten Rechnung zu tragen, sind neue Korrekturfunktionen für im-Fluge-Daten bestimmt worden. Dazu wurde ein $3\pi^0$ - und ein $\pi^0\pi^0\eta$ -Monte Carlo Datensatz mit jeweils 20000 Ereignissen bei einem Strahlimpuls von 1940 MeV/c verwendet, welcher die notwendigen Untersuchungen der hoch- und niederenergetischen Photonen, sowie der merged π^0 's erlaubt. Eine Beschreibung der neuen Methode zur Energiekorrektur wird im folgenden Abschnitt gegeben.

3.1.2 Neue Methode der Energiebestimmung

Der Verlauf der neuen Funktionen ist im Vergleich mit der alten Energiekorrekturfunktion in Abbildung 3.2 für die Kristallringe $\theta = 1$ ($18^\circ - 24^\circ$) und $\theta = 4$ ($32^\circ - 40^\circ$) gezeigt.⁵ Aufgetragen sind die relativen Korrekturwerte als Funktion der PED-Energie. Die Abkürzungen bedeuten dabei

⁴über die hier verwendeten Energieintervalle von 10 MeV

⁵Eine Erläuterung zu den Kristallkoordinaten befindet sich im Anhang (vgl. Abbildung A.6)

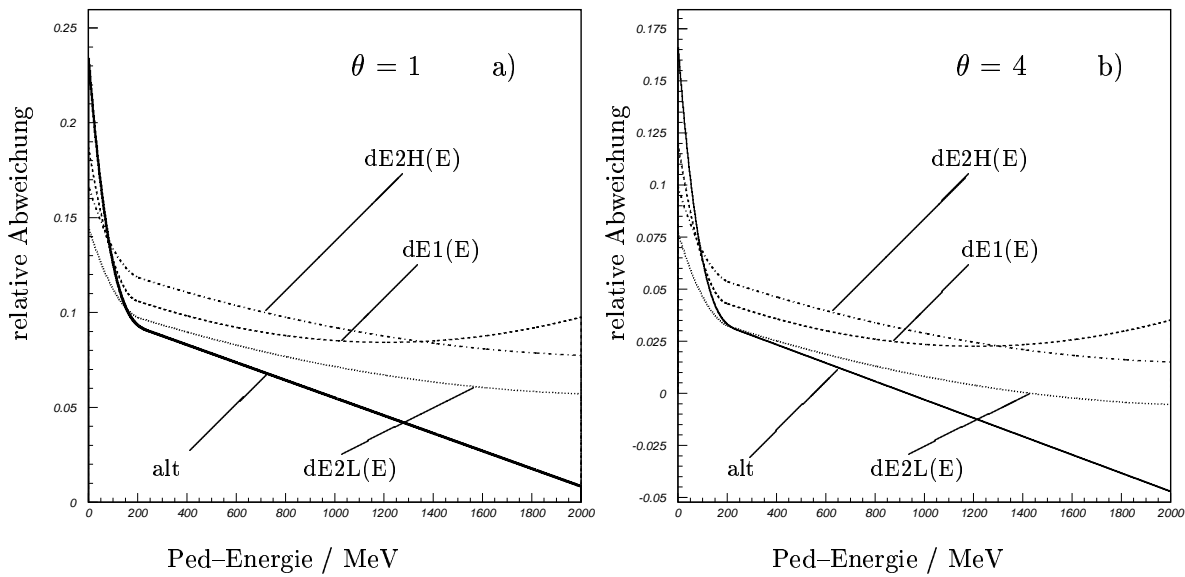


Abbildung 3.2: Energiekorrekturfunktionen für zwei verschiedene Kristallringe θ : a) $\theta = 1$ ($18^\circ - 24^\circ$) und b) $\theta = 4$ ($32^\circ - 40^\circ$). Die Kurvenverläufe geben die relative Abweichung der rekonstruierten Photonenenergie zu der bekannten Energie der Monte-Carlo generierten Photonen bei 1940 MeV/c Strahlimpuls an. Man beachte die unterschiedlichen Skalierungen.

- dE1(E): Cluster mit einem PED und keinem merged π^0
- dE2H(E): PED mit der höchsten Energie in einem Multipedcluster
- dE2L(E): alle anderen PEDs in einem Multipedcluster

Die Implementierung der Korrekturfunktionen im FORTRAN-Programmcode ist im Anhang B wiedergegeben. Ab einer Energie von ca. 200 MeV liegt die alte Korrekturfunktion für alle Kristallringe θ unterhalb der neuen Funktionen. In Abbildung 3.2 b) wird deutlich, dass die alte Funktion sogar negativ korrigiert, d. h. für $\theta = 4$ und $E \geq 900$ MeV wird der Korrekturwert negativ, gleichbedeutend mit einem weiteren Absenken der Gesamtenergie, bzw. der falschen Aussage, dass mehr Energie deponiert wird als vorhanden ist. Die neue Korrektur führt zu der in der Tabelle 3.2 angegebenen Verbesserung der Gesamtenergie für Monte Carlo Daten bei 1940 MeV/c Strahlimpuls.

	alt		neu	Sollwert
E_{tot}	3082 MeV	→	3096 MeV	3093 MeV
P_{tot}	1926 MeV/c	→	1932 MeV/c	1940 MeV/c
M_{π^0}	135.0 MeV/c ²	→	134.7 MeV/c ²	134.9 MeV/c ²
M_η	543.1 MeV/c ²	→	547.3 MeV/c ²	547.3 MeV/c ²

Tabelle 3.2: Verbesserung der rekonstruierten Gesamtenergie bei Verwendung der neuen Energiekorrekturfunktionen für Monte Carlo Daten bei 1940 MeV/c Strahlimpuls.

Weiterhin ist zu beachten, dass durch die Korrekturen der PED-Energien auch die invarianten Zwei-Photonen-Massen dahingehend beeinflusst werden, dass im invarianten Massenspektrum die Masse des η -Mesons von $543.1 \text{ MeV}/c^2$ nach $547.3 \text{ MeV}/c^2$ verschoben wird, was der η -Masse laut PDG⁶ entspricht. Die geringfügige Verschlechterung der π^0 -Masse von $0.1 \text{ MeV}/c^2$ ist aufgrund der Unsicherheit bei der Anpassung der Linienform des π^0 -Peaks der invarianten $\gamma\gamma$ -Masse irrelevant.

Eine Verschiebung der rekonstruierten Werte in Richtung der Sollwerte ist für reale Daten nicht im gleichen Maße wie für Monte Carlo-Daten zu beobachten. In Tabelle 3.3 sind die Werte zusammengefasst.

	alt		neu	Sollwert
E_{tot}	3055 MeV	→	3056 MeV	3093 MeV
P_{tot}	1907 MeV/c	→	1927 MeV/c	1940 MeV/c
M_{π^0}	134.6 MeV/c ²	→	134.2 MeV/c ²	134.9 MeV/c ²
M_{η}	538.7 MeV/c ²	→	543.4 MeV/c ²	547.3 MeV/c ²

Tabelle 3.3: Verbesserung der rekonstruierten Gesamtenergie bei Verwendung der neuen Energiekorrekturfunktionen für Daten der Datennahme im September 1995 bei 1940 MeV/c Strahlimpuls.

Die Verbesserungen bezüglich des Gesamtimpulses und der invarianten η Masse sind nicht befriedigend und das Defizit der Gesamtenergie wird nur um 1 MeV verringert. Insofern stellt die Bestimmung neuer Energiekorrekturfunktionen nicht die Lösung des „Energieproblems“ dar. Sie ist aber ein notwendiger Schritt dazu.

Ein wichtiger Aspekt bei der Energiebestimmung ist in der bisher entwickelten Methode nicht berücksichtigt worden. Um eine quantitative Aussage über die in einem Kristall deponierte Energie treffen zu können, muss die Energie aus den elektrischen Signalen der Kristallausleseelektronik berechnet werden. Eine detaillierte Beschreibung des Verfahrens ist in [39] zu finden. An dieser Stelle wird die zur Energiebestimmung notwendige Kalibrierung des CsI(Tl)-Kalorimeters zusammenfassend dargestellt, wobei deren Abhängigkeit von der Position des Annihilationsvertex verdeutlicht werden soll.

Einfluss des Annihilationsvertex auf die Kalibrierung des Kalorimeters

Zur Kalibrierung des CsI(Tl)-Kalorimeters werden für jeden Einzelkristall die invarianten Massen aller auftretenden Photonenaare aus rein neutralen Ereignissen bestimmt. In dem so pro Kristall gewonnenen invarianten Massenspektrum muss sich eine starke Überhöhung ergeben, hervorgerufen durch den Zerfall des π^0 -Mesons in zwei Photonen. Liegt diese Überhöhung nicht an der für das π^0 erwarteten und bekannten Stelle, wird durch Multiplikation mit einem Kalibrierungsfaktor eine Verschiebung des Spektrums dahingehend erreicht. Somit ergeben sich nach erfolgreicher Kalibrierung 1380 Kalibrierungskonstanten, die dem Signal der Kristallausleseelektronik eine entsprechende Energie zuordnen. Diese

⁶Particle Data Group: Particle Physics Booklet July 1998.

Faktoren sind abhängig von der Wahl der benutzten Energiekorrekturfunktionen, denn diese werden in der Kalibrierungssoftware verwendet.

Wie sich im weiteren Verlauf der Untersuchungen herausstellte, besitzt der Ort des Annihilationsvertex eine zentrale Bedeutung für die Kalibrierung des Kalorimeters. Eine Bestimmung des Annihilationsvertex ist bei rein neutralen Ereignissen nicht direkt möglich, sondern nur aus den kinematischen Randbedingungen ableitbar (vgl. hierzu Kapitel 3.2). Eine Festlegung des Vertex kann aber bei Beteiligung geladener Teilchen am Ereignis durch die Verwendung der Informationen geschehen, die die Detektorelemente zur Erkennung geladener Teilchen liefern. Es sind während der Datennahme verschiedene Trigger verwendet worden (vgl. Tabellen 4.2 und 4.4), unter anderem auch solche für geladene Teilchen, so dass diese einer Untersuchung zugänglich sind. Als z -Achse sei im Folgenden immer die Strahlachse, bzw. die Antiprotonenflugrichtung angenommen. Als Ergebnis dieser Vertexbestimmung lässt sich feststellen, wie aus Abbildung 3.1.2 exemplarisch zu ersehen, dass der Vertex nicht bei $z = 0.0$ cm liegt, sondern strahlaufwärts verschoben und um $z = -0.65$ cm zentriert ist. In der xy -Ebene ist die gemessene Abweichung geringer als 1 mm.

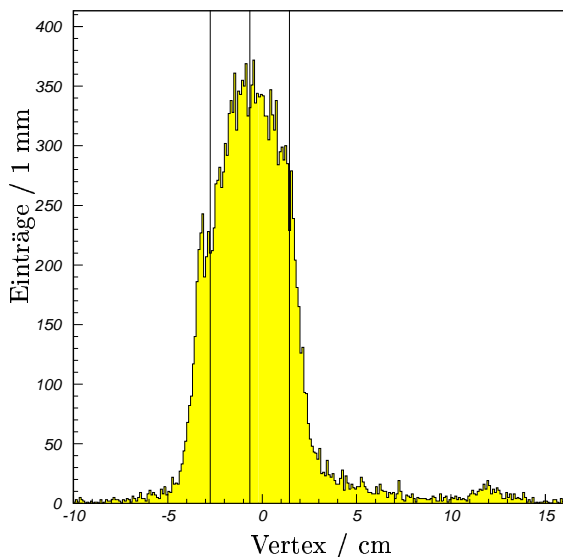


Abbildung 3.3: Annihilationsvertex-Verteilung von geladenen Teilchen entlang der z -Achse (Strahlachse): Gezeigt sind Daten geladen-getriggelter Ereignisse bei einem Strahlimpuls von 1800 MeV/c. Die mittlere Linie definiert den z -vertex bei -0.65 cm, die anderen beiden beschreiben die Targetlänge ± 2.1 cm bzgl. der -0.65 cm Linie. Die Erhöhung bei etwa 12 cm ergibt sich aus Annihilationen im Veto-Zähler

Durch die Annahme eines Annihilationsvertex bei $z = 0.0$ cm werden die Energien bzw. Impulse der Photonen bei der Kalibration falsch berechnet. Eine z -Vertexverschiebung wirkt sich also auf die invariante $\gamma\gamma$ -Masse, respektive die π^0 -Masse aus. Zum Beispiel verändert eine Verschiebung des z -Vertex von 1 cm die Masse eines 600 MeV π^0 's um mehr als 3 %. Wenn, wie im vorliegenden Fall, der Vertex strahlaufwärts liegt (z ist negativ), werden die Pionen mit einer zu großen Masse rekonstruiert. Diese Pionen werden zur Kalibrierung verwendet, und als Folge ergeben sich inkorrekte Kalibrierungskonstanten: Für Kristalle in Vorwärtsrichtung ($0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$) sind sie zu niedrig und für solche in Rückwärtsrichtung ($90^\circ < \theta < 180^\circ$) zu hoch. Bei im-Fluge-Daten erhält man durch den Lorentzboost mehr Teilchen in Vorwärtsrichtung und somit als Nettoeffekt eine zu geringe Gesamtenergie.

Es ist also notwendig, schon bei der Kalibrierung die Verschiebung des z -Vertex und die neuen Korrekturfunktionen zu berücksichtigen. Umgekehrt kann man durch Variation der

Vertexposition bei der Kalibrierung und anschließender Rekonstruktion bei diesem Vertex, ein Minimum der Abweichungen von Gesamtenergie, Gesamtimpuls und den invarianten π^0 und η Massen zu den Sollwerten suchen. Es ergibt sich die in Abbildung 3.4 a) dargestellte Graphik, die durch die Anwendung des Verfahrens auf reale Daten bei einem Antiprotonenstrahlimpuls von 1525 MeV/c entstanden ist. Die Vertexposition $z = z_0$ wurde hierbei angenommen zu $z_0 = 0,0$ cm, $z_0 = -0,5$ cm, $z_0 = -0,65$ cm, $z_0 = -1,0$ cm und $z_0 = -1,5$ cm. Man erhält ein Minimum der Abweichungen für eine Position des Annihilationsvertex zwischen $z = -0,4$ cm bis $z = -0,8$ cm. Wegen der Übereinstimmung dieser Position mit der Vertexposition aus der Bestimmung mit geladenen Teilchen wurde der Wert $z = -0,65$ cm als Referenzwert gewählt.

Es wurde allerdings vorher getestet, ob diese Festlegung auch für die anderen Strahlimpulse adäquat ist. Dazu wurde, wie in Abbildung 3.4 b) und 3.4 c) gezeigt, bei Benutzung der Referenzkalibrationskonstanten der Rekonstruktionsvertex zwischen 0,0 cm und -1,5 cm in 0,5 cm Schritten variiert und wiederum die genannten Abweichungen aufgetragen. Wie sich zeigt, wird auch bei Strahlimpulsen von 1642 MeV/c und 1800 MeV/c eine minimale Abweichung der Werte zu den Sollwerten bei einer Vertexposition von $z = -0,65$ cm erzielt, was die Verwendung der damit gemachten Kalibrierung für alle Strahlimpulse bestätigt.

Zusammen mit der Neubestimmung der Korrekturfunktionen stellt die Kalibrierung des Kalorimeters mit angepaßtem Annihilationsvertex die Lösung des „Energieproblems“ dar. In der Abbildung 3.5 sind die Resultate der Methoden zur Lösung des Energieproblems dargestellt für reale Daten bei den Strahlimpulsen 1525, 1642 und 1800 MeV/c. Es sind wieder die Abweichungen zu den Sollwerten aufgetragen. Zum Vergleich sind die Ergebnisse der alten Methode dargestellt, die für die Gesamtenergie und den Gesamtimpuls durchweg zu niedrig ausfallen, wobei ein Bereich von ± 1 % Abweichung (dunkel schattiert) als akzeptabel angesehen wird. Die neue Methode zur Energiekorrektur, bestehend aus der z -Vertex Kalibrierung mit $z = -0,65$ cm und den neuen Energiekorrekturfunktionen, ist in der Lage sowohl für die realen Daten als auch für die Monte Carlo Daten die Sollwerte von Gesamtenergie, Gesamtimpuls und die invarianten π^0 und η -Massen gut zu reproduzieren. Die damit erhaltenen Kalibrationskonstanten wurden für die Rekonstruktion aller in dieser Arbeit untersuchten Ereignisse mit Ausnahme derer bei einem Strahlimpuls von 1200 MeV/c verwendet.

E_{tot} :	$\Delta E/E$	$\sim 1\%$	(< 30 MeV)
P_{tot} :	$\Delta P/P$	$< 0.6\%$	(< 10 MeV/c)
M_{π^0} :	$\Delta M/M$	$< 0.1\%$	(< 100 keV/c ²)
M_{η} :	$\Delta M/M$	$< 0.4\%$	(< 2 MeV/c ²)

Tabelle 3.4: Ergebnis der neuen Energiekorrektur: Abweichungen der rekonstruierten Größen von den Sollwerten.

Neben dieser erfolgreichen Lösung wurde noch ein weiterer Lösungsansatz verfolgt. Der Korrekturversuch bestand darin, allen Photonen eine um 3 % erhöhte Rekonstruktionsenergie zuzuweisen. Wie aus der Abbildung 3.5 ersichtlich, ergeben sich aus solch einer Korrektur viel zu hohe π^0 - und η -Massen. Es wurde auch der Anteil, um den die Photo-

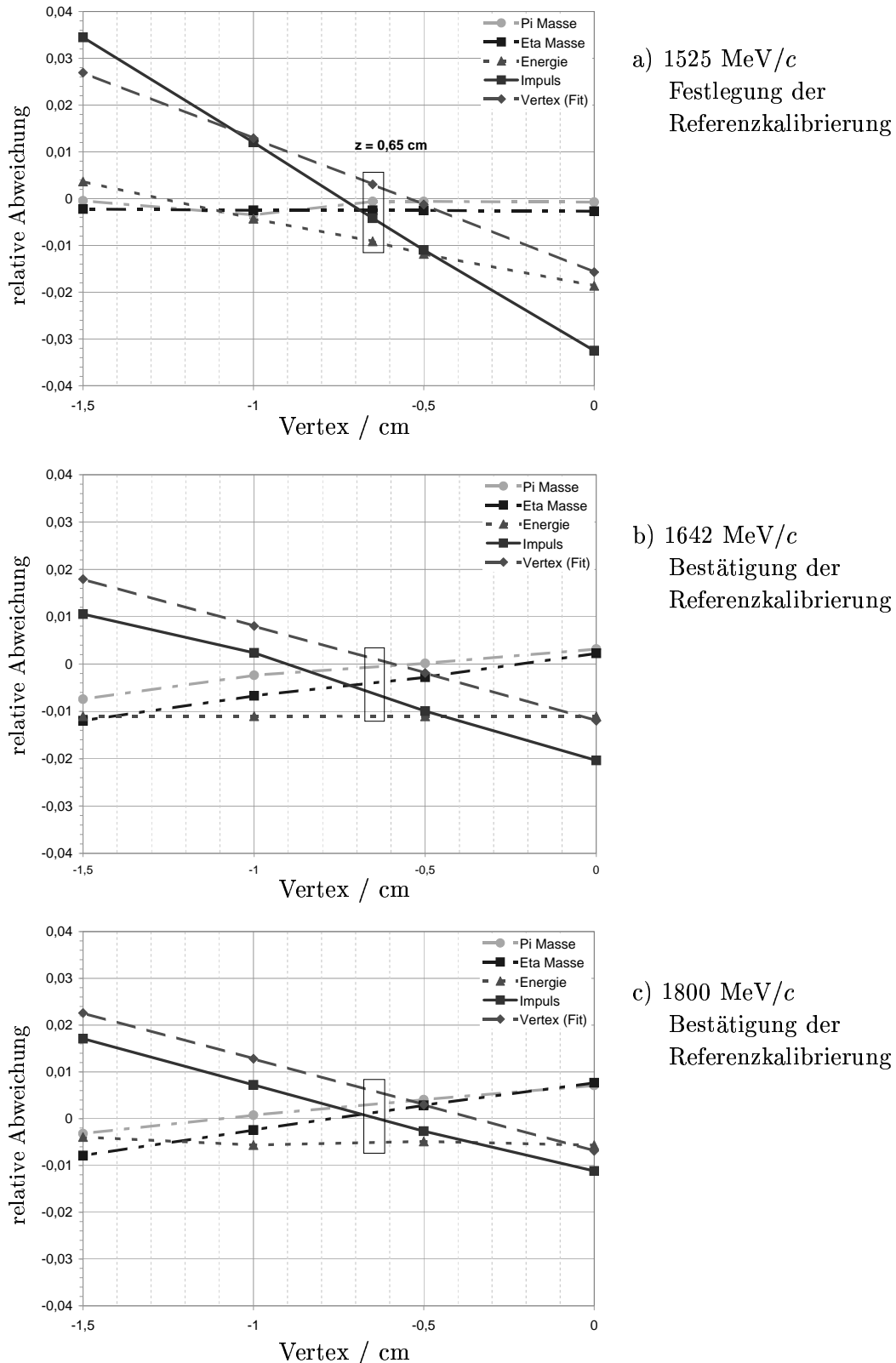


Abbildung 3.4: Festlegung des Annihilationsvertex für die Kalibrierung: a) Abweichung der Bezugsgrößen als Funktion der z -Vertex-Positionen bei einem Strahlimpuls von 1525 MeV/c. Als Referenzwert wird eine Position des z -Vertex von $z_0 = -0.65$ cm gewählt. Abbildungen b) und c) zeigen die Abweichungen als Funktion der z -Vertex-Position für die Strahlimpulse 1642 MeV/c und 1800 MeV/c, bei Verwendung der neuen Kalibrierung mit $z = -0.65$ cm.

nenenergie erhöht wurde, variiert, aber keiner dieser Ansätze führte zu einem befriedigendem Ergebnis.

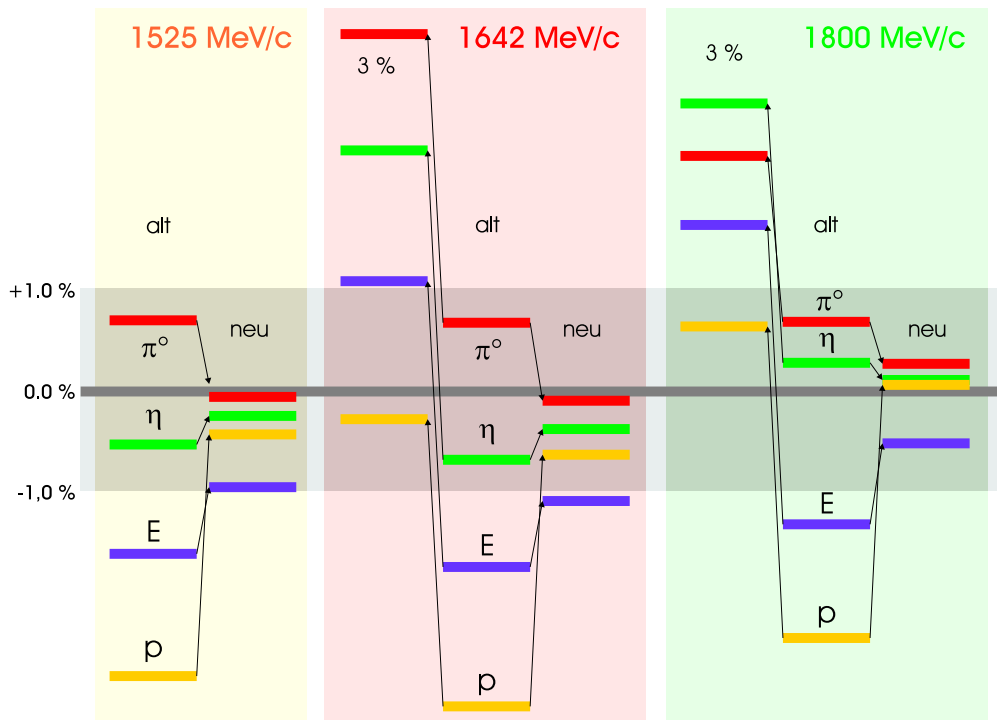


Abbildung 3.5: Auswirkungen der verschiedenen Energiekorrekturen: Es sind für drei verschiedene Strahlimpulse die verschiedenen Verfahren (alt, 3%, neu) und die Abweichungen der rekonstruierten Größen von den Sollwerten aufgetragen.

Als Ergebnis der neuen Energiekorrekturen sind in der Tabelle 3.4 die verbleibenden Abweichungen der rekonstruierten Größen von den Sollwerten zusammengefasst.

Ein positiver Nebeneffekt der neuen Methode besteht in der Steigerung der Selektionseffizienz, die bei einer Photonenmultiplizität von fünf Photonen besonders ausgeprägt ist, wie aus Tabelle 3.5 ersichtlich wird.

Dort ist für fast 1 000 000 Ereignisse, die bei einem Antiprotonenstrahlimpuls von 1525 MeV/c aufgezeichnet wurden, die Zahl der rekonstruierten Photonen aufgeführt. Die Zahlen sind getrennt aufgelistet für die Rekonstruktion ohne (global tracking) und mit elektromagnetischer Splitoffunterdrückung („Brain“), und die alte und neue Methode sind gegenübergestellt. Die Zahlen ergeben sich aus einer kinematischen Anpassung der Daten an den Phasenraum mit einem Vertrauensniveau von 1 %. Auf die kinematische Anpassung wird im folgenden Abschnitt 3.2 näher eingegangen. Festzustellen ist in allen Fällen, mit Ausnahme der zehn Photonen Multiplizität bei Verwendung von Brain, eine Steigerung der Effizienz. Die Verbesserung (Zahlenwerte in Klammern) reicht von einem Prozent bei zehn Photonen bis etwa 15 Prozent bei fünf Photonen.

Für die Untersuchung der Endzustände $\omega\pi^0$, $\omega\eta$ und $\omega\eta'$ in dieser Arbeit bedeutet die Effizienzsteigerung bei der Photonenmultiplizität Fünf relative Steigerungsraten der Se-

	alte Methode		neue Methode	
Photon mult.	global tracking	“Brain”	global tracking	“Brain”
4	19770	21016	21740 (10.0 %)	23079 (9.8 %)
5	21048	24359	24275 (15.3 %)	27949 (14.7 %)
6	62956	64731	67023 (7.0 %)	68470 (5.8 %)
7	37727	38222	40026 (6.1 %)	40811 (6.8 %)
8	42946	41272	44527 (3.7 %)	42596 (3.2 %)
9	24448	23227	25453 (4.1 %)	24281 (4.5 %)
10	22722	19006	22946 (1.0 %)	18877 (-0.7 %)

Tabelle 3.5: Verbesserung der Rekonstruktionseffizienz für Ereignisse verschiedener Photonmultiplizitäten durch die neue Methode. Analysiert wurden dabei 992697 Ereignisse aus einem Datensatz, der unter Verwendung eines Triggers auf rein neutrale Ereignisse bei einem Antiprotonenstrahlimpuls von 1525 MeV/c aufgenommen wurde.

lektionsstatistik von ca. 10 % bei dem Kanal $\pi^0\omega$, von ca. 20 % bei dem Kanal $\eta\omega$ und fast 30 % bei dem Kanal $\eta'\omega$. Die Raten sind in der Tabelle 3.6 für zwei Strahlimpulse aufgeführt.

	1525 MeV/c	1800 MeV/c
$\pi^0\pi^0$	5.8 %	–
$\pi^0\omega$	9.7 %	12.5 %
$\eta\omega$	18.4 %	18.5 %
$\eta'\omega$	27.3 %	28.7 %

Tabelle 3.6: Steigerung der Rekonstruktionseffizienz für verschiedene Endzustände aufgrund der neuen Methode der Energiebestimmung für Strahlimpulse von 1525 und 1800 MeV/c.

Neben einer Erhöhung der Anzahl selektierter Ereignisse, erhält man durch die Verwendung der neuen Methode andere Spektren der rekonstruierten physikalischen Größen als sich bei Verwendung der alten Methode ergeben. In Abbildung 3.6 sind die relativen Änderungen zwischen der ω -Produktions- und Zerfallswinkelverteilungen für den $\omega\pi^0$ -Endzustand bei einem Strahlimpuls von 1800 MeV/c aufgetragen, wobei die 3%- auf die neue Methode bezogen wird. Es wurde für diesen Vergleich eine Teilmenge von etwa 600 000 Ereignissen bei 1800 MeV/c untersucht. Aus der Graphik ergibt sich, dass die Änderungen nicht homogen über den gesamten Winkelbereich verteilt sind, sondern Struktur besitzen. Dies kann dazu führen, dass Partialwellenanalysen je nach verwendeter Rekonstruktionsmethode differierende Ergebnisse liefern.

Nachdem die neue Methode auch in anderen Crystal Barrel Arbeitsgruppen erfolgreich getestet und eingesetzt wurde [21], ist sie mittlerweile in die Standardsoftware übernommen worden.

Abschließend ist noch die Frage nach der Ursache des verschobenen Annihilationsvertex

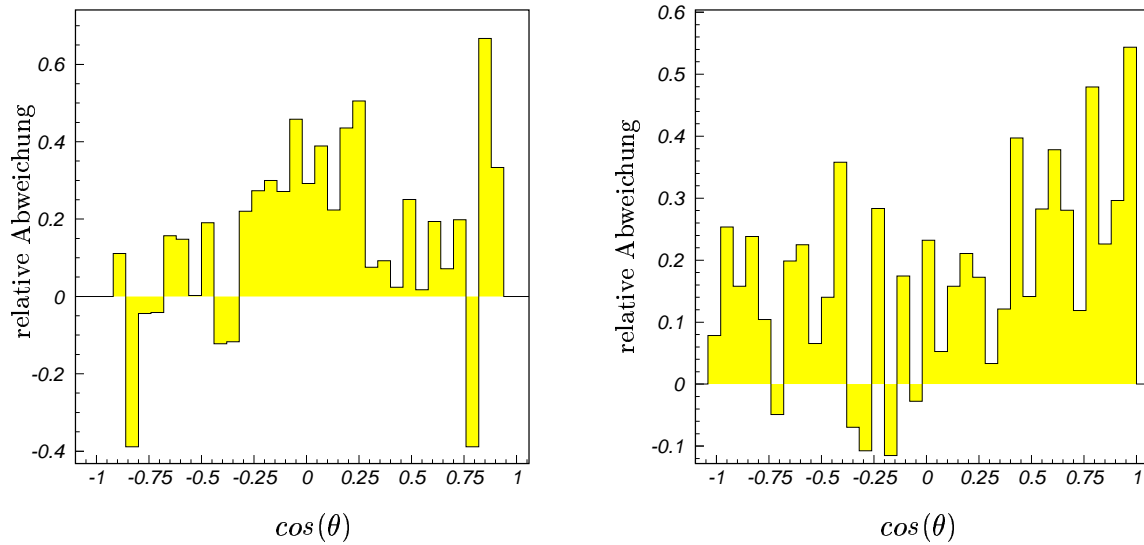


Abbildung 3.6: Einfluss der Rekonstruktionsmethode auf die Winkelverteilungen: Gezeigt sind die Änderungen in den Winkelverteilungen von (links) ω -Produktions- und (rechts) $\omega\pi^0$ -Zerfallswinkel für den $\omega\pi^0$ Endzustand bei 1800 MeV/c Strahlimpuls als Vergleich der 3% Korrektur bezogen auf die neue Methode.

zu stellen. Die naheliegende Erklärung ist die, dass das Target strahlaufwärts versetzt war und sich nicht exakt im geometrischen Schwerpunkt des Detektors befand.

Nach der Ereignisrekonstruktion sind für alle Teilchen eines Ereignisses die Energie und der Ort seines Auftreffpunktes im elektromagnetischen Kalorimeter bestimmt. Diese Werte sind mit Fehlern behaftet und können innerhalb dieser Fehlergrenzen variiert werden, um bestimmte Erhaltungssätze zu erfüllen. Diese kinematische Anpassung wird im folgenden Abschnitt vorgestellt.

3.2 Kinematische Anpassung

Bei der Datenaufnahme von Ereignissen im Kalorimeter des Crystal Barrel-Detektors werden für alle Teilchen die Energien E_i , Azimutwinkel Θ_i und Polarwinkel ϕ_i gemessen. Deren experimentelle Schwankungen sind in etwa normalverteilt. Jedes Ereignis ist gewissen Nebenbedingungen unterworfen. So müssen zum Beispiel die Energie- und Impulserhaltung exakt erfüllt sein, was vier Nebenbedingungen entspricht. Eine weitere Nebenbedingung wäre die Hypothese, daß ein Meson, welches in zwei Photonen zerfällt (z. B. $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$), in dem Ereignis vorgekommen ist. Damit ergibt sich für zwei Photonen die Nebenbedingung, daß ihre invariante Masse gerade im Bereich der Masse des angenommenen Mesons liegt. Eine Anpassung an diese Hypothese hat also fünf Nebenbedingungen zu erfüllen. Als Anpassung (englisch *fit*) an die Nebenbedingungen (englisch *constraints*) wird dabei die iterative Variation der Meßwerte innerhalb ihrer Fehlergrenzen bezeichnet. Die Variation

ergibt einen Satz geänderter Variablen, der alle Nebenbedingungen erfüllt.⁷

Die Korrekturen δy_i zu den k gemessenen Variablen y_i werden so berechnet, daß die geänderten Variablen $z_i = y_i + \delta y_i$ eine Anzahl n von Nebenbedingungen $f_j(z) = 0$ erfüllen. Dabei wird die Größe

$$\chi^2 = \sum_i \sum_j \delta y_i (C^{-1})_{ij} \delta y_j$$

minimiert, wobei C die Kovarianzmatrix des Ereignisses ist. Sind alle Meßgrößen unkorreliert, reduziert sich diese Gleichung auf den Ausdruck

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{\delta y_i}{\sigma_i} \right)^2$$

(σ_i kennzeichnet den Fehler der Größe y_i), das heißt χ^2 ist einfach die quadratische Summe der mit den zugehörigen Fehlern gewichteten Korrekturen der Variablen.

Durch Ankopplung der Nebenbedingungen mit der Methode der Lagrange-Multiplikatoren erhält man als notwendige Bedingung

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial \delta y_i} + \sum_j \alpha_j \frac{\partial f_j}{\partial \delta y_i} = 0, \quad i = 1, \dots, k$$

Diese Gleichungen, zusammen mit den Nebenbedingungen, werden iterativ gelöst, wobei abgebrochen wird, wenn ein stabiles χ^2 erreicht wurde oder ein divergentes Verhalten erkennbar ist.

Mit Hilfe des erzielten χ^2 -Wertes läßt sich die Güte der Anpassung überprüfen. Ein großer Wert von χ^2 bedeutet, daß eine oder mehrere Variablen eine große Korrektur (in Einheiten des Meßfehlers σ) erfahren mußten, um die Nebenbedingungen erfüllen zu können. Der Wert von χ^2 liefert also ein numerisches Kriterium, um ein Ereignis zu klassifizieren und zwischen verschiedenen Hypothesen über die Natur des Ereignisses zu entscheiden.

Die quadratische Abweichung χ^2 läßt sich umrechnen in die Konfidenzniveauverteilung (*confidence level CL*), die ebenfalls als Gütekriterium verwendet wird. Das Konfidenzniveau gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß die zugrundeliegende Hypothese der tatsächlichen Kinematik des Ereignisses entspricht:

$$CL(\chi^2) \equiv \int_{\chi^2}^{\infty} \frac{1}{2^{n/2} \Gamma(n/2)} z^{n/2-1} e^{-z/2} dz$$

n bezeichnet in dieser Gleichung die Zahl der Freiheitsgrade.

Bei korrekter Kovarianzmatrix zeigt dieses Konfidenzniveau für die richtige Hypothese eine flache Verteilung. Im Allgemeinen tendieren falsche Hypothesen zu einem Konfidenzniveau von Null, was als Selektionskriterium benutzt wird.

Durch den Einsatz der kinematischen Anpassung ergeben sich also zwei Vorteile:

⁷Je nach Anzahl n der *constraints* bezeichnet man die Variation als nC -Fit. Energie- und Impulserhaltung ergeben also einen $4C$ -Fit.

- Die Unsicherheit in der Bestimmung der Teilchen-Variablen wird durch die Berücksichtigung der Randbedingungen verringert, das heißt die Auflösung wird gesteigert.
- Bei Massenhypothesen wird eine Wahrscheinlichkeitsaussage darüber gewonnen, ob ein gemessenes Ereignis einem bestimmten Typ angehört (Hypothesentest). Die zu prüfende Hypothese ist dabei in der Regel die Produktion einer Resonanz bei der Proton-Antiproton-Annihilation, die (eventuell über Zwischenstufen) in die beobachteten Teilchen zerfällt.

Kapitel 4

Datenselektion

Die Daten stehen nach der Rekonstruktion der Analyse zur Verfügung. Im Rahmen dieser Arbeit werden Daten untersucht, die im April und Mai 1993 bei einem Antiprotonenstrahlimpuls von 1200 MeV/c und von August bis Dezember 1996 bei den Strahlimpulsen **900**, **1050**, **1350**, 1412, 1416, 1422, 1429, 1436, 1443, 1449, 1454, 1460, **1525**, **1642** und **1800** MeV/c vom Crystal Barrel Detektor aufgenommen wurden. Die neun Strahlimpulse zwischen 1412 und 1460 MeV/c gehören zu einem speziellen Messprogramm, in dessen Rahmen Untersuchungen zum Nachweis des Mesons $\xi(2230)$ durchgeführt wurden [40]. Der dazugehörige Datensatz wird in dieser Arbeit als *fine scan*, der Datensatz der Datennahme von 1996 ohne den *fine scan* als *broad scan*, beide zusammen als *scan* bezeichnet.

Die Statistik für die einzelnen Strahlimpulse ist im *fine scan* viel geringer als bei den anderen Impulsen (vgl. Tabelle 4.5). Deshalb werden diese Daten für die Bestimmung der absoluten Wirkungsquerschnitte zu einem Datenpunkt zusammengefasst. Bei der Datennahme von 1993, also den 1200 MeV/c-Daten, sind Informationen, wie z. B.: (Veto-)Zähler-Informationen und Zeitmessungen, die zur Bestimmung des absoluten Wirkungsquerschnittes erforderlich sind, nicht aufgezeichnet worden. Dieser Datensatz wird zum Vergleich mit einer vorhandenen Untersuchung [7] reanalysiert, wobei die vorselektierten Daten dieser Untersuchung genutzt werden. Dadurch ergibt sich aber, dass Vergleiche der Selektionsstatistik und der Untergrundabschätzung zwischen den 1200 MeV/c-Daten und dem *scan* nicht durchgeführt werden dürfen. Die gemischte Verwendung von alten und neuen Softwareversionen und die Unkenntnis der genauen Vorselektionskriterien verbieten dies, erlauben aber trotzdem einen Vergleich der Ergebnisse der späteren Partialwellenanalyse, da die engeren Selektionskriterien identisch sind. Die Partialwellenanalyse erfolgt für jeden der angegebenen Strahlimpulse. Die Anzahl der selektierten $\omega\eta'$ -Ereignisse ist jedoch so gering (vgl. Tabelle 4.5), dass eine Untersuchung der Partialwellen für diesen Kanal nicht durchgeführt wird.

Zur Untersuchung der Daten werden Crystal Barrel spezifische, überwiegend in FORTRAN geschriebene Programmpakete verwendet. Die für den *scan* benutzten sind dabei:

- CBOFF[18] Version 1.30/12 zur Koordination der folgenden Programmpakete.
- LOCATER[31] Version 2.01/12 zur Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen.

- BCTRAK[20] Version 2.04/03 zur Auswertung der Meßwerte des Kristallkalorimeters. Dieses Paket wurde für die neue Photonenenergiebestimmung modifiziert.
- GTRACK[11] Version 1.37/01. Das Global TRACKing verbindet die Ergebnisse von LOCATER und BCTRAK für ein Ereignis zu einem einheitlichen Datensatz.
- CBKFIT[22] Version 3.11/00 ermöglicht die kinematische Anpassung.
- GEANT[10] Version 3.21/50 zur Generierung von Monte Carlo Ereignissen und darauf basierend CBGEANT[37] Version 5.05/01 zur Simulation des Ansprechverhaltens des Detektors.
- BRAIN[15] Version 3.03a (C++-Code) zur Unterdrückung der elektromagnetischen Splitoffs bzw. Schauerfluktuationen.

Die Selektionskriterien und die Unterprogrammaufrufe wurden in die Programmiersprache C++ umgesetzt. Als Schnittstelle zwischen den Sprachen FORTRAN und C++ wurde CBoFF++[14] verwendet.

Die Datenmenge ist für die Scan-Daten mit etwa zwei Terabyte so groß, daß es sich als zweckmässig erwiesen hat, die Selektion der Endzustände $\omega\pi^0$, $\omega\eta$ und $\omega\eta'$ in drei Schritten durchzuführen. Diese werden in den folgenden Abschnitten erläutert.

4.1 Vorselektion

Im ersten Schritt werden alle Daten, die auf DLT¹ gespeichert sind, prozessiert und die im vorigen Kapitel besprochene Datenrekonstruktion durchgeführt. Dabei wird eine Datenbank angelegt, die spezifische Informationen aller Ereignisse enthält. Tabelle 4.1 beschreibt die Struktur und den Inhalt der Datenbank. Zu dem ersten Schritt gehört eine rechenzeitintensive kinematische Anpassung an insgesamt 30 Hypothesen für die Photonenmultiplizität neutraler Ereignisse zwischen vier und zehn Photonen. Die getesteten Zerfallskanäle sind in der Tabelle 4.3 angegeben. Ist eine Anpassung erfolgreich, d. h. ist das Vertrauensniveau größer als 1 %, wird dies in der Datenbank vermerkt.

Bei Verwendung der so gewonnenen Informationen ist eine spätere Nutzung der Daten für eine Untersuchung der getesteten Endzustände möglich, ohne den gesamten Datensatz neu prozessieren zu müssen. In dieser Arbeit basiert die Datenselektion auf dem genannten Verfahren. Weiterhin sind in der Datenbank die bei der Datennahme verwendeten Trigger kodiert niedergelegt, so dass ebenfalls eine Selektion auf spezifische Trigger möglich wäre. Die Zuordnung der gespeicherten sieben Bit langen Zahl zu dem entsprechenden Trigger ist in den Tabellen 4.2 und 4.4 für den *broad* und den *fine scan* wiedergegeben.

Im zweiten Schritt wird mit Hilfe der generierten Datenbank eine Teilmenge der Ereignisse aus den Daten extrahiert, die folgenden Anforderungen genügt:

¹Magnetband-Speichermedium mit einer Kapazität von 20 GByte

Information	Anzahl bits	Bemerkung
Ereignis Typ	4	laut event header
Run Nummer	16	
Ereignis Nummer	18	
Trigger	7	siehe Tabelle 4.2
Anzahl neutraler Teilchen	4	
Anzahl geladener Teilchen	4	
GT Anzahl splittoffs	3	aus global tracking Bank (GT)
GT Anzahl realer Photonen	4	
GT Energie Fenster	1	Bit gesetzt: Bedingung erfüllt
GT Impuls Fenster	1	Bit gesetzt: Bedingung erfüllt
GT Anzahl 1 Ped Cluster	4	
GT Anzahl 2 Ped Cluster	3	
GT Anzahl 3 Ped Cluster	2	
GT Anzahl 4 Ped Cluster	2	
GT Anzahl 5 Ped Cluster	2	
GT Anzahl ≥ 6 Ped Cluster	2	
GT Anzahl merged π^0	3	
GT Hypothese 1	1	siehe Tabelle 4.3
GT Hypothese 2	1	
GT Hypothese 3	1	
GT Hypothese 4	1	
GT Hypothese 5	1	
GT Hypothese 6	1	
GT Hypothese 7	1	
GT beste Hypothese	3	
BR Anzahl splittoffs	3	von BRAIN ermittelt (BR)
BR Anzahl realer Photonen	4	
BR Energie Fenster	1	Bit gesetzt: Bedingung erfüllt
BR Impuls Fenster	1	Bit gesetzt: Bedingung erfüllt
BR Anzahl 1 Ped Cluster	4	
BR Anzahl 2 Ped Cluster	3	
BR Anzahl 3 Ped Cluster	2	
BR Anzahl 4 Ped Cluster	2	
BR Anzahl 5 Ped Cluster	2	
BR Anzahl ≥ 6 Ped Cluster	2	
BR Anzahl merged π^0	3	
BR Hypothese 1	1	
BR Hypothese 2	1	
BR Hypothese 3	1	
BR Hypothese 4	1	
BR Hypothese 5	1	
BR Hypothese 6	1	
BR Hypothese 7	1	
BR beste Hypothese	3	

Tabelle 4.1: In der Datenbank abgelegte Informationen

Trigger	Id
0-Pr_mixed.1350	1
pedestal	2
lightpulser	3
2ormore.default	4
0pr24.900	5
0-Pr_nm.900	6
0-Pr_nm.1800	7
2_or_more.default	8
0-Pr_nm.1525	9
minbias.default	10
0-Pr_j1.900	11
0-Pr.default	12
2-Pr.default	13
0-Pr_nm.1642	14
mbias_fl.default	15
ksh_fl02	16
ksh_fl24	17
0-Pr_mixed.600	18
2ormore.1050	19
0-Pr.1050	20
0-Pr_mixed.1050	21
0-Pr_mixedksh.1050	22
ksh02.1050	23
0-Pr_or.1800	24
calibration	25
0-Pr.900	26
0-Pr_mixed.test	27
pedadj	28
0-PRONGPFShigh	29
Mixed-jdc-jl.default	30

Tabelle 4.2: Auflistung der in der Datenbank verwendeten Codes für die verwendeten Trigger des broad scan.

- rein neutrale Ereignisse
- genau fünf Photonen (Unterdrückung der elm. splitoffs durch BRAIN)
- Phasenraum confidence level (CL) für fünf Photonen ≥ 0.01

Die Vorselektion verringert das Datenvolumen von anfangs 86 976 406 Ereignisse auf 2 305 432 5-Photon Ereignisse, bzw. von etwa zwei Terabyte auf ca. vier Gigabyte.

Photonenzahl	Hypo. Nr.	Endzustand
4	1	4γ
4	2	$\pi^0 \gamma\gamma$
4	3	$\eta\gamma\gamma$
4	4	$\pi^0 \pi^0$
4	5	$\eta \eta$
4	6	$\pi^0 \eta$
5	1	5γ
5	2	$\pi^0 3\gamma$
5	3	$\pi^0 \pi^0 \gamma$
5	4	$\pi^0 \eta\gamma$
6	1	6γ
6	2	$\pi^0 \pi^0 \gamma\gamma$
6	3	$\pi^0 \eta\gamma\gamma$
6	4	$\eta \eta\gamma\gamma$
6	5	$\pi^0 \pi^0 \pi^0$
6	6	$\pi^0 \pi^0 \eta$
6	7	$\pi^0 \eta \eta$
7	1	7γ
7	2	$\pi^0 \pi^0 \pi^0 \gamma$
7	3	$\pi^0 \pi^0 \eta\gamma$
8	1	8γ
8	2	$\pi^0 \pi^0 \pi^0 \gamma\gamma$
8	3	$\pi^0 \pi^0 \eta\gamma\gamma$
8	4	$\pi^0 \pi^0 \pi^0 \pi^0$
8	5	$\pi^0 \pi^0 \pi^0 \eta$
8	6	$\pi^0 \pi^0 \eta \eta$
9	1	9γ
9	2	$\pi^0 \pi^0 \pi^0 \pi^0 \gamma$
9	3	$\pi^0 \pi^0 \pi^0 \eta\gamma$
10	1	10γ

Tabelle 4.3: Die Hypothesen der kinematischen Anpassung

4.2 Hauptselektion

Im dritten Schritt wird der in der Vorselektion aufbereitete fünf-Photonen-Datensatz im Hinblick auf die Kanäle $\omega\pi^0$, $\omega\eta$ und $\omega\eta'$ untersucht. Es werden folgende Kriterien an die akzeptierten Ereignisse gestellt:

- Vertrauensniveau (CL) für Phasenraum von fünf Photonen (Hypothese 5γ): $\text{CL} \geq 0.01$
- Annihilationsvertex befindet sich im target
- $\omega\pi^0$:
 - $\text{CL } \omega\gamma\gamma \geq 0.1$ und
 - $\text{CL } \pi^0\pi^0\gamma \geq 0.1$ und
 - $\text{CL } \pi^0\eta\gamma \leq 0.05$ und
 - $\text{CL } \pi^0\eta'\gamma \leq 0.05$ und
 - Konsistenz von $\omega\gamma\gamma$ und $\pi^0\pi^0\gamma$
- $\omega\eta$:
 - $\text{CL } \omega\gamma\gamma \geq 0.1$ und
 - $\text{CL } \pi^0\eta\gamma \geq 0.1$ und
 - $\text{CL } \pi^0\pi^0\gamma \leq 0.05$ und
 - $\text{CL } \pi^0\eta'\gamma \leq 0.05$ und
 - Konsistenz von $\omega\gamma\gamma$ und $\eta\pi^0\gamma$
- $\omega\eta'$:
 - $\text{CL } \omega\gamma\gamma \geq 0.1$ und
 - $\text{CL } \pi^0\eta'\gamma \geq 0.1$ und
 - $\text{CL } \pi^0\pi^0\gamma \leq 0.05$ und
 - $\text{CL } \pi^0\eta\gamma \leq 0.05$ und
 - Konsistenz von $\omega\gamma\gamma$ und $\eta'\pi^0\gamma$

Trigger	Id
0-ProngPFShigh	1
pedestal	2
zeroprongPE	3
lightpulsar	4
0pr24.900	5
0-Pr_nm-fine.1415	6
0-Pr-fine.1415	7
2_or_more.default	8
0-Pr-fine.1426	9
0-Pr-fine.1432	10
0-Pr-fine.1437	11
0-Pr-fine.1443	12
0-Pr-fine.1449	13
0-Pr-fine.1454	14
0-Pr-fine.1460	15

Tabelle 4.4: Auflistung der in der Datenbank verwendeten Codes für die verwendeten Trigger des fine scan.

Die ersten zwei Anforderungen müssen von jedem Ereignis erfüllt werden, die anderen Selektionsschnitte sind kanalspezifisch.

Als ein weiteres Selektionskriterium geht ein, dass, sobald eine Hypothese für einen Endzustand mit einem Vertrauensniveau von mehr als 1% erfüllt wird, das entsprechende Ereignis einer der folgenden Hypothesen nicht mehr zur Verfügung steht. Genügt z. B. ein Ereignis der $\pi^0\pi^0\gamma$ -Hypothese mit mehr als 1% Vertrauensniveau, wird aber durch einen anderen der $\omega\pi^0$ -spezifischen Schnitte abgelehnt, so wird das Ereignis verworfen und zu einer Untersuchung der Hypothese, ob ein schwereres pseudoskalares Meson der Rückstoßpartner des ω war, nicht mehr zugelassen.

Zur Visualisierung des Schnittes auf die Abmessung des Targets ist in Abbildung 4.1 nochmals die z -vertex Verteilung des 1800 MeV/c Datenbeispiels aus Abbildung 3.1.2 aufgetragen.

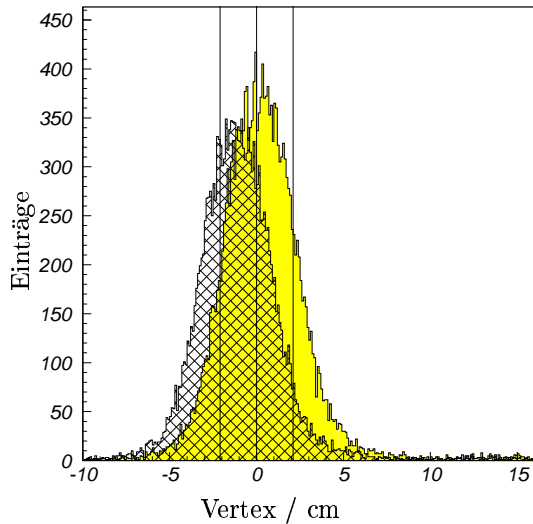


Abbildung 4.1: Annihilationsvertex-Verteilungen von 5 Photonen Ereignissen entlang der z -Achse (Strahlachse), bei einem Strahlimpuls von 1800 MeV/c. Die mittlere Linie definiert den z -vertex bei 0.0 cm, die anderen beiden Linien markieren die Länge der Targetzelle ± 2.1 cm bzgl. der 0.0 cm Linie. Rautiert dargestellt ist die Vertexverteilung bei Verwendung der alten Energiekorrektur, die grau schattierte Verteilung ergibt sich unter Verwendung der neuen.

Im Unterschied zu Abbildung 3.1.2 sind jetzt die durch den kinematischen Fit bestimmten Vertices der rein neutralen Ereignisse (Trigger 7 anstatt Trigger 4 laut Tabelle (4.2)) nach der Vorselektion auf 5 Photonen aufgetragen. Die Target-Abmessung ist durch die Linien angedeutet. Als schraffierte Fläche ist die Verteilung dargestellt, die sich bei der Verwendung der alten Standardsoftware ergeben hätte. Die Verschiebung des z -Vertex entgegen der Strahlrichtung ist offensichtlich. Eine Akzeptanzverbesserung durch die neue Methode der Photonenenergiebestimmung ist an der höheren Gesamtzahl der Ereignisse in der grau schattierten Verteilung erkennbar. Weiterhin zeigt die Abbildung 4.1, dass ein systematischer Fehler, der sich infolge eines asymmetrischen Schnittes auf den z -Vertex bei Verwendung der Standardsoftware ergeben hätte, durch die Verwendung der neuen Methode der Photonenenergiebestimmung vermieden wird.

Die Schnitte auf die Vertrauensniveaus (CL) der kinematischen Hypothesen dienen zusammen mit den entsprechenden Gegenschnitten² der kanalspezifischen Selektion der Endzustände. Die Forderung der Konsistenz in der Kette der Selektionsschnitte soll in den Abbildungen 4.2 und 4.3 veranschaulicht werden. Konsistenz bedeutet in diesem Zusammenhang, dass die invariante $\gamma\gamma$ -Masse der $\omega\gamma\gamma$ -Hypothese einer kinematischen Anpassung dem 0^- -Meson (π^0, η, η') der $0^- \pi^0 \gamma$ Hypothese zugeordnet werden kann. In Abbildung 4.2 a) ist die invariante $\pi^0\gamma$ -Masse der $\pi^0\pi^0\gamma$ Hypothese gegen die $\gamma\gamma$ -Masse der $\omega\gamma\gamma$ -Hypothese für den Strahlimpuls 1525 MeV/c aufgetragen. Die Abbildungen b) und c) stellen die Projektionen auf die Achsen dar. Ereignisse, die konsistent beide Anpassungen erfüllen, also von der Selektion akzeptiert werden, liegen im Bereich des Kreuzungspunktes (der Punkthäufung) der π^0 -Masse des $\omega\gamma\gamma$ - und der ω -Masse des $\pi^0\pi^0\gamma$ Fits. Entsprechendes gilt, wie in Abbildung 4.3 dargestellt, für die Selektion der Endzustände $\omega\eta$ und $\omega\eta'$.

Insgesamt ergibt sich für die einzelnen Zerfallskanäle und Strahlimpulse die in Tabelle 4.5 zusammengefaßte Selektionsstatistik.

²Als Gegenschnitt wird hier das Verwerfen eines Ereignisses auf Grund einer erfolgreichen Anpassung durch den kinematischen Fit an eine konkurrierende Hypothese bezeichnet.

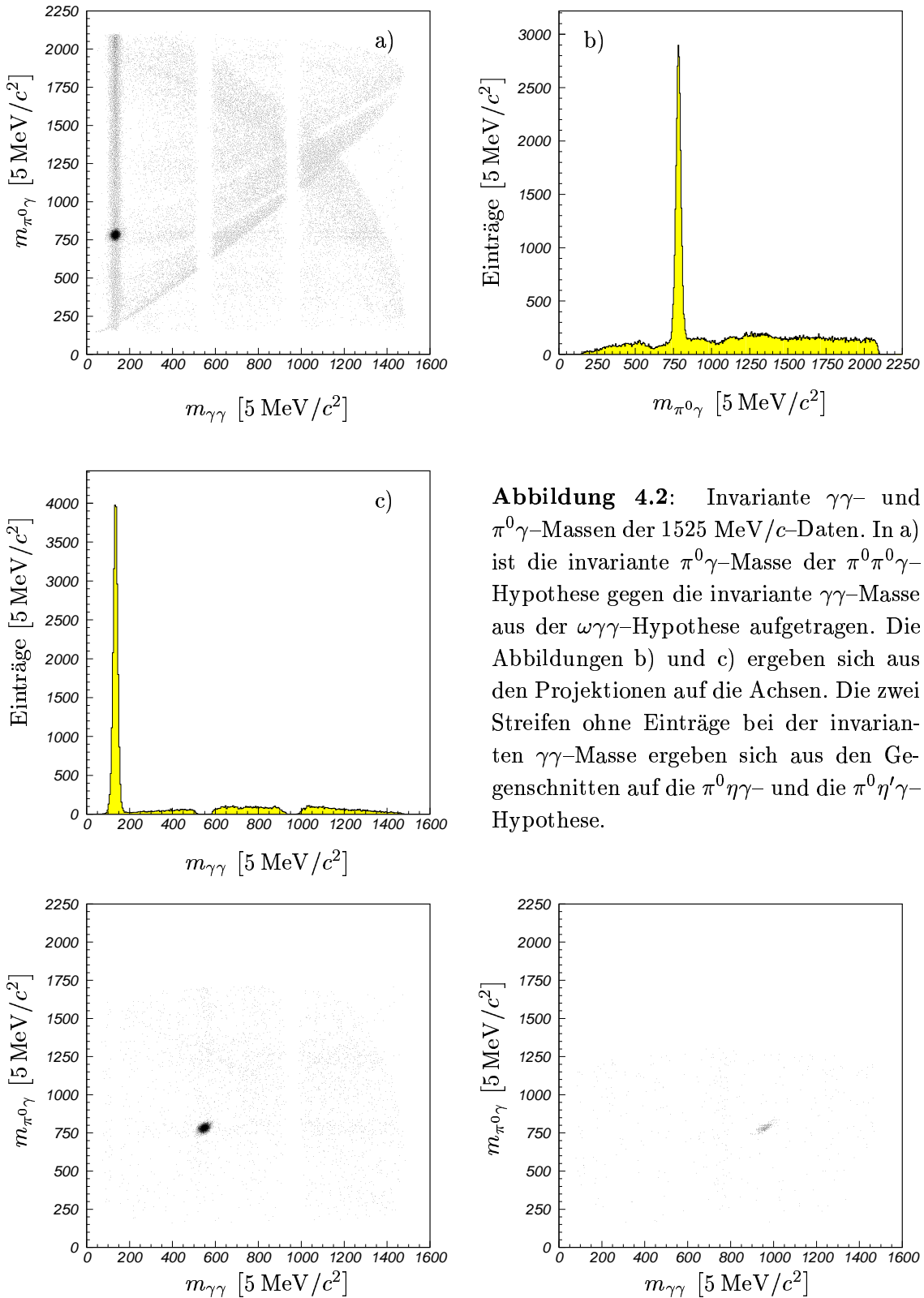


Abbildung 4.2: Invariante $\gamma\gamma$ - und $\pi^0\gamma$ -Massen der 1525 MeV/c -Daten. In a) ist die invariante $\pi^0\gamma$ -Masse der $\pi^0\pi^0\gamma$ -Hypothese gegen die invariante $\gamma\gamma$ -Masse aus der $\omega\gamma\gamma$ -Hypothese aufgetragen. Die Abbildungen b) und c) ergeben sich aus den Projektionen auf die Achsen. Die zwei Streifen ohne Einträge bei der invarianten $\gamma\gamma$ -Masse ergeben sich aus den Gegenschnitten auf die $\pi^0\eta\gamma$ - und die $\pi^0\eta'\gamma$ -Hypothese.

Abbildung 4.3: Invariante $\gamma\gamma$ - und $\pi^0\gamma$ -Massen. Im linken Bild ist die invariante $\pi^0\gamma$ -Masse der $\pi^0\eta\gamma$ -Hypothese gegen die invariante $\gamma\gamma$ -Masse aus der $\omega\gamma\gamma$ -Hypothese aufgetragen. Das rechte Bild stellt die invariante $\pi^0\gamma$ -Masse der $\pi^0\eta'\gamma$ -Hypothese aufgetragen gegen die invariante $\gamma\gamma$ -Masse der $\omega\gamma\gamma$ -Hypothese dar. Die Häufungen enthalten Ereignisse, die im kinematischen Fit konsistent einem $\omega\eta$ bzw. einem $\omega\eta'$ Ereignis entsprechen.

		$p_{\bar{p}} / \frac{\text{MeV}}{c}$	900	1050	1200	1350	1525	1642	1800
Daten	Vorsel.	Σ	19 869 147	8 040 670	9 027 536	12 333 908	11 987 956	11 724 423	7 515 855
		Neutrale	11 553 755	4 466 771	6 433 143	7 796 465	8 847 934	8 821 151	5 549 697
		5γ	482 868	272 887	205 511	303 459	306 156	298 640	224 746
	Hauptst.	$\omega\pi^0$	37 327	20 112	11 328	19 800	20 757	19 417	13 253
		$\omega\eta$	13 127	6 694	3 572	6 454	6 460	5 940	3 819
		$\omega\eta'$	836	400	150	282	278	295	198
Monte Carlo	prod.	$\omega\pi^0$	150 000	100 000	150 000	150 000	150 000	150 000	150 000
		$\omega\eta$	50 000	50 000	50 000	50 000	50 000	50 000	50 000
		$\omega\eta'$	20 000	20 000	20 000	20 000	20 000	20 000	20 000
	selekt.	$\omega\pi^0$	25 189	16 383	23 521	23 388	22 501	21 441	20 620
		$\omega\eta$	12 086	11 781	11 211	11 274	10 846	10 705	10 265
		$\omega\eta'$	4 478	4 369	–	4 247	3 963	3 969	3 947

		$p_{\bar{p}} / \left[\frac{\text{MeV}}{c}\right]$	1412	1416	1422	1429	1436	1443	1449	1454	1460
Daten	Vorsel.	Σ	848 156	484 158	584 281	1 265 827	1 182 436	488 590	479 378	459 560	684 525
		Neutrale	656 595	376 754	433 873	806 721	995 295	418 637	398 149	380 664	571 681
		5γ	28 684	16 022	18 364	30 203	42 351	17 922	16 441	16 286	24 892
	Hauptst.	$\omega\pi^0$	2 319	1 112	1 427	2 585	3 301	1 317	1 081	1 222	1 936
		$\omega\eta$	775	341	518	857	1 087	464	360	391	614
		$\omega\eta'$	34	17	19	43	47	21	22	27	22
Monte Carlo	prod.	$\omega\pi^0$	30 000	30 000	30 000	30 000	30 000	30 000	30 000	30 000	30 000
		$\omega\eta$	10 000	10 000	10 000	10 000	10 000	10 000	10 000	10 000	10 000
		$\omega\eta'$	–	–	–	–	–	–	–	–	–
	selekt.	$\omega\pi^0$	4 555	4 634	4 564	4 678	4 541	4 588	4 593	4 589	4 522
		$\omega\eta$	2 257	2 244	2 223	2 235	2 239	2 173	2 152	2 152	2 185
		$\omega\eta'$	–	–	–	–	–	–	–	–	–

Tabelle 4.5: Zusammenfassung der Selektionsstatistik: Die obere Tabelle faßt die Selektionsstatistik des broad scan von realen Daten und Monte Carlo-Daten zusammen. Die untere Tabelle bezieht sich auf den fine scan.

Den Abschluss der Datenselektion bildet die im folgenden Abschnitt dargestellte Abschätzung des in den selektierten Endzuständen verbleibenden Untergrundes.

4.3 Untergrund

Aus früheren Untersuchungen [7] ist bekannt, dass sich der größte Beitrag zum Untergrund in den Endzuständen $\omega\pi^0$ und $\omega\eta$ aus 6 Photon-Ereignissen zusammensetzt. Die hier durchgeführten Untersuchungen bestätigen dieses Ergebnis. In der Tabelle 4.6 sind die aus den generierten Monte Carlo-Daten gewonnenen Beiträge der getesteten Untergrundkanäle an den selektierten Endzuständen aufgeführt. Für den Endzustand $\omega\pi^0$ ist der Beitrag aus $3\pi^0$ am stärksten, für $\omega\eta$ ist der stärkste Beitrag $\pi^0\pi^0\eta$, und zu $\omega\eta'$ trägt $\omega\pi^0$ am stärksten bei.

Um den Untergrundanteil in den Endzuständen abschätzen zu können, ist die Kenntnis der Anzahl der Ereignisse, die zu einem bestimmten Untergrundkanal im untersuchten Datensatz gehören, notwendig. So muss zum Beispiel für den Hauptuntergrund $3\pi^0$ im $\omega\pi^0$ -Endzustand bekannt sein, wieviele dieser Ereignisse der Selektion zur Analyse angeboten wurden. Diese Zahlen können aus [28] extrahiert werden. Dort ergab sich als Anteil der $3\pi^0$ -Ereignisse an rein neutralen Ereignissen 9,07 % bei einem Strahlimpuls von 1940 MeV/c, und 5,02 % bei 600 MeV/c Strahlimpuls, und für die $\eta\pi^0\pi^0$ -Ereignisse 0,36 % bzw. 1,17 %. Abbildung 4.4 stellt für den Strahlimpuls 1940 MeV/c eine Zusammenstellung der Anteile von in [28],[7],[32] und [26] untersuchten Endzuständen in rein neutralen Ereignissen dar. Zur Berechnung der Untergrundanteile für die in dieser Arbeit betrach-

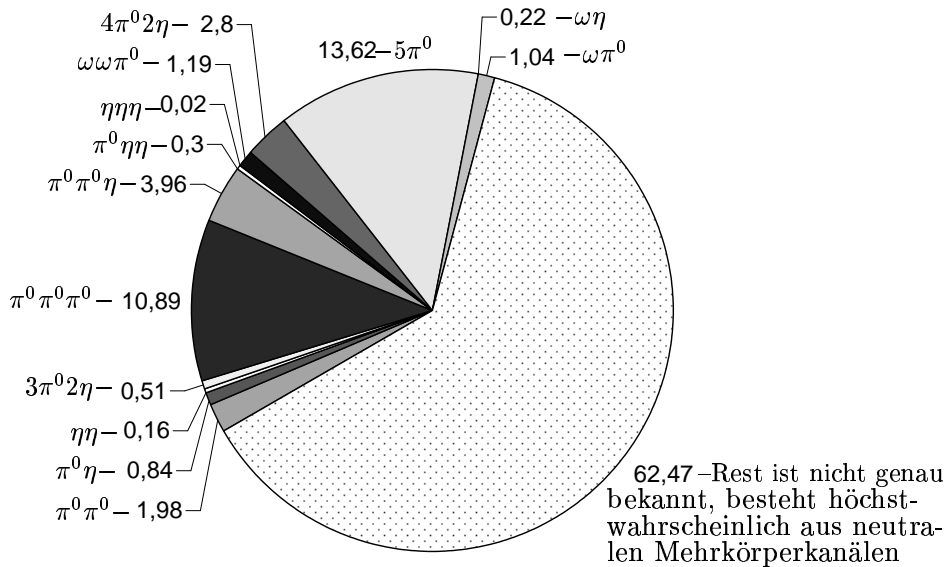


Abbildung 4.4: Anteile neutraler Kanäle an der $\bar{p}p$ -Annihilation in ungeladene Teilchen bei einem Strahlimpuls von 1940 MeV/c

teten Strahlimpulse wurde interpoliert zwischen Annihilationsdaten in Ruhe und bei 1940

Kanal	900 MeV/c				1050 MeV/c				1200 MeV/c				1350 MeV/c			
	$\times 10^3$	$\omega\pi^0$	$\omega\eta$	$\omega\eta'$	$\times 10^3$	$\omega\pi^0$	$\omega\eta$	$\omega\eta'$	$\times 10^3$	$\omega\pi^0$	$\omega\eta$	$\omega\eta'$	$\times 10^3$	$\omega\pi^0$	$\omega\eta$	$\omega\eta'$
$\pi^0\pi^0\pi^0$	150	0,48	2,1E-4	2,6E-5	50	0,46	0,01	0,0	50	0,50	4,0E-3	0,0	50	0,48	4,0E-3	2,0E-3
$\pi^0\pi^0\eta$	50	0,02	0,32	0,02	50	0,01	0,36	0,01	50	0,01	0,35	0,05	50	0,02	0,34	0,01
$\pi^0\pi^0$	50	0,06	0	0	50	0,05	0	0	50	0,03	0	0	50	0,05	0	0
$\omega\pi^0$	150	16,79	0,02	0,01	100	16,38	0,01	0,0	150	15,68	0,02	6,7E-4	150	15,59	0,02	3,3E-3
$\omega\eta$	50	0,01	24,17	2,0E-3	50	0,0	23,56	0,02	50	0,0	22,42	0,01	50	4,0E-3	22,55	6,6E-3
$\omega\eta'$	20	0,01	0,02	22,39	20	0,01	0,01	21,85	20	0,01	0,0	21,33	20	0,0	0,0	21,24

Kanal	1412 MeV/c				1416 MeV/c				1422 MeV/c				1429 MeV/c			
	$\times 10^3$	$\omega\pi^0$	$\omega\eta$	$\omega\eta'$	$\times 10^3$	$\omega\pi^0$	$\omega\eta$	$\omega\eta'$	$\times 10^3$	$\omega\pi^0$	$\omega\eta$	$\omega\eta'$	$\times 10^3$	$\omega\pi^0$	$\omega\eta$	$\omega\eta'$
$\omega\pi^0$	30	15,18	6,7E-3	6,7E-3	30	15,45	0,01	0	30	15,21	0,02	6,7E-3	30	15,59	3,3E-3	3,3E-3
$\omega\eta$	10	0,01	22,57	2,0E-3	10	0,0	22,44	0,02	10	0,0	22,23	0,01	10	4,0E-3	22,35	6,6E-3

Kanal	1436 MeV/c				1443 MeV/c				1449 MeV/c				1454 MeV/c			
	$\times 10^3$	$\omega\pi^0$	$\omega\eta$	$\omega\eta'$	$\times 10^3$	$\omega\pi^0$	$\omega\eta$	$\omega\eta'$	$\times 10^3$	$\omega\pi^0$	$\omega\eta$	$\omega\eta'$	$\times 10^3$	$\omega\pi^0$	$\omega\eta$	$\omega\eta'$
$\omega\pi^0$	30	15,14	0,01	6,7E-3	30	15,29	0,03	6,7E-3	30	15,31	6,7E-3	0	30	15,30	0,03	3,3E-3
$\omega\eta$	10	0	22,39	0,02	10	0	21,73	0	10	0,02	21,52	0	10	0	21,85	0

Kanal	1460 MeV/c				1525 MeV/c				1642 MeV/c				1800 MeV/c			
	$\times 10^3$	$\omega\pi^0$	$\omega\eta$	$\omega\eta'$	$\times 10^3$	$\omega\pi^0$	$\omega\eta$	$\omega\eta'$	$\times 10^3$	$\omega\pi^0$	$\omega\eta$	$\omega\eta'$	$\times 10^3$	$\omega\pi^0$	$\omega\eta$	$\omega\eta'$
$\pi^0\pi^0\pi^0$	–	–	–	–	50	0,45	0,01	6,0E-3	50	0,45	8,0E-3	2,0E-3	50	0,39	0,01	0
$\pi^0\pi^0\eta$	–	–	–	–	50	0,01	0,30	4,0E-3	50	0,01	0,30	8,0E-3	50	0,03	0,30	6,0E-3
$\pi^0\pi^0$	–	–	–	–	50	0,04	0	0	50	0,02	0	0	50	0,03	0	0
$\omega\pi^0$	30	15,07	0,02	0,01	150	15,00	0,01	1,3E-3	150	14,29	0,02	6,7E-4	150	13,75	0,01	0
$\omega\eta$	10	0	21,85	0	50	0	21,69	6,0E-3	50	2,0E-3	21,41	4,0E-3	50	2,0E-3	20,53	2,0E-3
$\omega\eta'$	–	–	–	–	20	0	0,01	19,82	20	0	5,0E-3	19,85	20	0	5,0E-3	19,74

Tabelle 4.6: Untergrundbeiträge in den erwarteten Kanälen (Monte Carlo): Für alle Strahlimpulse sind die Art (Kanal) und die Anzahl ($\times 10^3$) der generierten Monte Carlo-Daten, sowie deren Beitrag (%) zu den Daten der selektierten Endzuständen aufgeführt

MeV/c Strahlimpuls (siehe Tabelle 4.7). Weiterhin sind dort die Anteile der anderen untersuchten Untergrundkanäle aufgeführt.

Kanal \ $ \vec{p} _{\bar{p}} / \frac{\text{MeV}}{c}$	900	1050	1200	1350	1525	1642	1800
$\pi^0\pi^0\pi^0$	5,93	6,38	6,83	7,27	7,82	8,17	8,65
$\pi^0\pi^0\eta$	0,54	0,63	0,72	0,81	0,92	0,99	1,09
$\pi^0\pi^0$	0,63	0,82	1,02	1,21	1,44	1,59	1,80
$\omega\pi^0$	1,92	2,75	1,12	1,63	1,56	1,54	1,74
$\omega\eta$	0,47	0,64	0,25	0,37	0,34	0,31	0,34
$\omega\eta'$	0,03	0,04	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02

Tabelle 4.7: Anteile der Endzustände $\pi^0\pi^0\pi^0$, $\pi^0\pi^0\eta$, $\pi^0\pi^0$, $\omega\pi^0$, $\omega\eta$, $\omega\eta'$ in Prozent an rein neutralen Ereignissen der Antiproton–Proton Annihilation. Im Gegensatz zu den Kanälen $\pi^0\pi^0\pi^0$, $\pi^0\pi^0\eta$ und $\pi^0\pi^0$, bei denen die Werte interpoliert wurden, ergeben sich die Werte für $\omega\pi^0$, $\omega\eta$ und $\omega\eta'$ direkt aus den Zahlenwerten der Tabellen 4.5 und 4.6.

Mit den angegebenen Effizienzen und relativen Anteilen läßt sich der Untergrundanteil in den selektierten Endzuständen abschätzen. Es ergeben sich die in Tabelle 4.8 aufgeführten Werte, worin bei der Summation der Anteile in allen Fällen aufgerundet wurde, um so die verbleibenden Anteile aus dem n-Photonen Untergrund zu berücksichtigen. Die Ab-

Kanal	900 MeV/c			1050 MeV/c			1200 MeV/c			1350 MeV/c		
	$\omega\pi^0$	$\omega\eta$	$\omega\eta'$	$\omega\pi^0$	$\omega\eta$	$\omega\eta'$	$\omega\pi^0$	$\omega\eta$	$\omega\eta'$	$\omega\pi^0$	$\omega\eta$	$\omega\eta'$
$\pi^0\pi^0\pi^0$	8,81	0,02	0,12	6,52	0,43	0	19,39	0,50	0	13,74	0,36	4,26
$\pi^0\pi^0\eta$	0,03	1,52	1,56	0,02	1,51	0,75	0,04	4,54	15,44	0,07	3,33	2,48
$\pi^0\pi^0$	0,12	0	0	0,09	0	0	0,18	0	0	0,24	0	0
$\omega\pi^0$	–	0,34	2,66	–	0,18	0	–	0,42	0,67	–	0,40	1,77
$\omega\eta$	0,02	–	0,12	0	–	1,50	0	–	1,33	0,01	–	0,71
Σ	9,0	1,9	4,5	6,7	2,2	2,3	19,7	5,5	17,5	14,1	4,1	9,3

Kanal	1525 MeV/c			1642 MeV/c			1800 MeV/c		
	$\omega\pi^0$	$\omega\eta$	$\omega\eta'$	$\omega\pi^0$	$\omega\eta$	$\omega\eta'$	$\omega\pi^0$	$\omega\eta$	$\omega\eta'$
$\pi^0\pi^0\pi^0$	13,84	1,07	15,11	15,13	0,98	5,08	14,13	1,26	0
$\pi^0\pi^0\eta$	0,04	3,78	1,17	0,04	4,41	2,37	0,14	4,75	1,83
$\pi^0\pi^0$	0,25	0	0	0,14	0	0	0,23	0	0
$\omega\pi^0$	–	0,22	0,72	–	0,46	0,34	–	0,26	0
$\omega\eta$	0	–	0,72	0,01	–	0,34	2,8E-3	–	0,19
Σ	14,2	5,1	17,8	15,4	5,9	8,2	14,6	6,3	2,1

Tabelle 4.8: Abschätzung des Untergrundes in den selektierten Endzuständen in Prozent: Bei der Summation der Anteile ist stets aufgerundet worden, um so die Beiträge aus nicht quantifizierten Untergrundkanälen (erwartet im Promille-Bereich) zu berücksichtigen.

bildungen 4.5 und 4.6 erlauben eine Aussage über die Datenqualität, exemplarisch für den höchsten (1800 MeV/c) und den niedrigsten (900 MeV/c) Strahlimpuls. Dort sind die

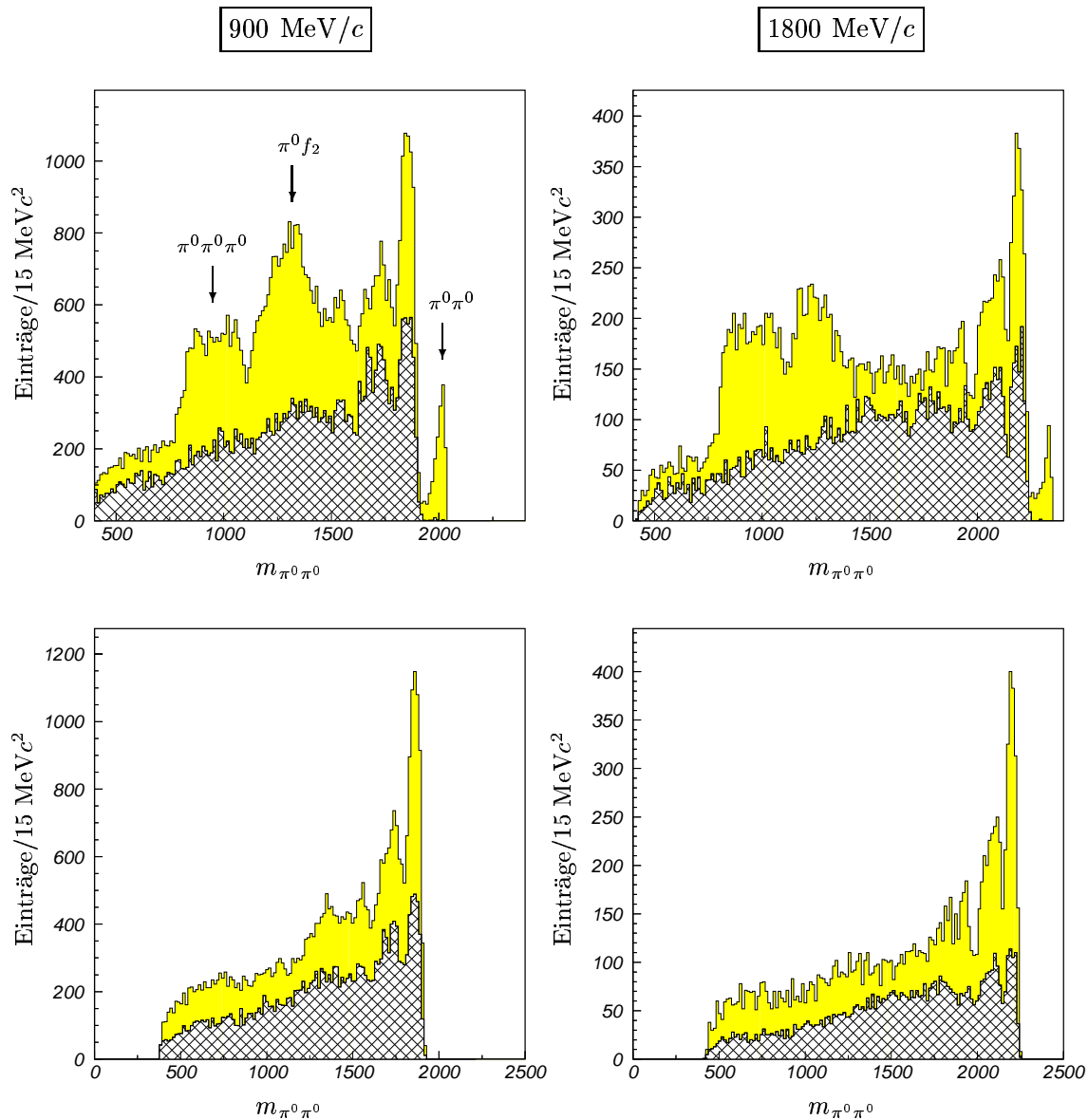


Abbildung 4.5: Invariante $\pi^0 \pi^0$ -Massen für die Strahlimpulse 900 MeV/c (linke Spalte) und 1800 MeV/c (rechte Spalte) für den $\omega \pi^0$ -Endzustand. Die obere Zeile zeigt die invarianten $\pi^0 \pi^0$ -Massen nach allen Selektionsschritten mit Ausnahme der Konsistenz der kinematischen Anpassung. Die untere Zeile stellt die invarianten Massen nach allen Schritten dar. Die schraffierten Flächen zeigen die entsprechenden, skalierten Massenspektren der Monte Carlo generierten Daten. Die Skalierung wurde so gewählt, dass die Strukturen vergleichbar sind.

invarianten $\pi^0 \pi^0$ - bzw. $\pi^0 \eta$ -Massen vor und nach dem für die Datenreinheit wichtigsten Selektionsschritt der Konsistenz der kinematischen Anpassung abgebildet. Vor dem Konsistenzschnitt (obere Abbildungen) sind in den Daten deutliche Anteile von Untergrung aus $\pi^0 \pi^0 \pi^0$, $\pi^0 f_2$ und $\pi^0 \pi^0$ zu erkennen. Dass es sich tatsächlich um Untergrund handelt, erschliesst sich aus dem Vergleich zu den schraffiert dargestellten invarianten $\pi^0 \pi^0$ - bzw. $\pi^0 \eta$ -Spektren von $\omega \pi^0$ - bzw. $\omega \eta$ - Monte Carlo-Daten. Die Spektren der realen Daten

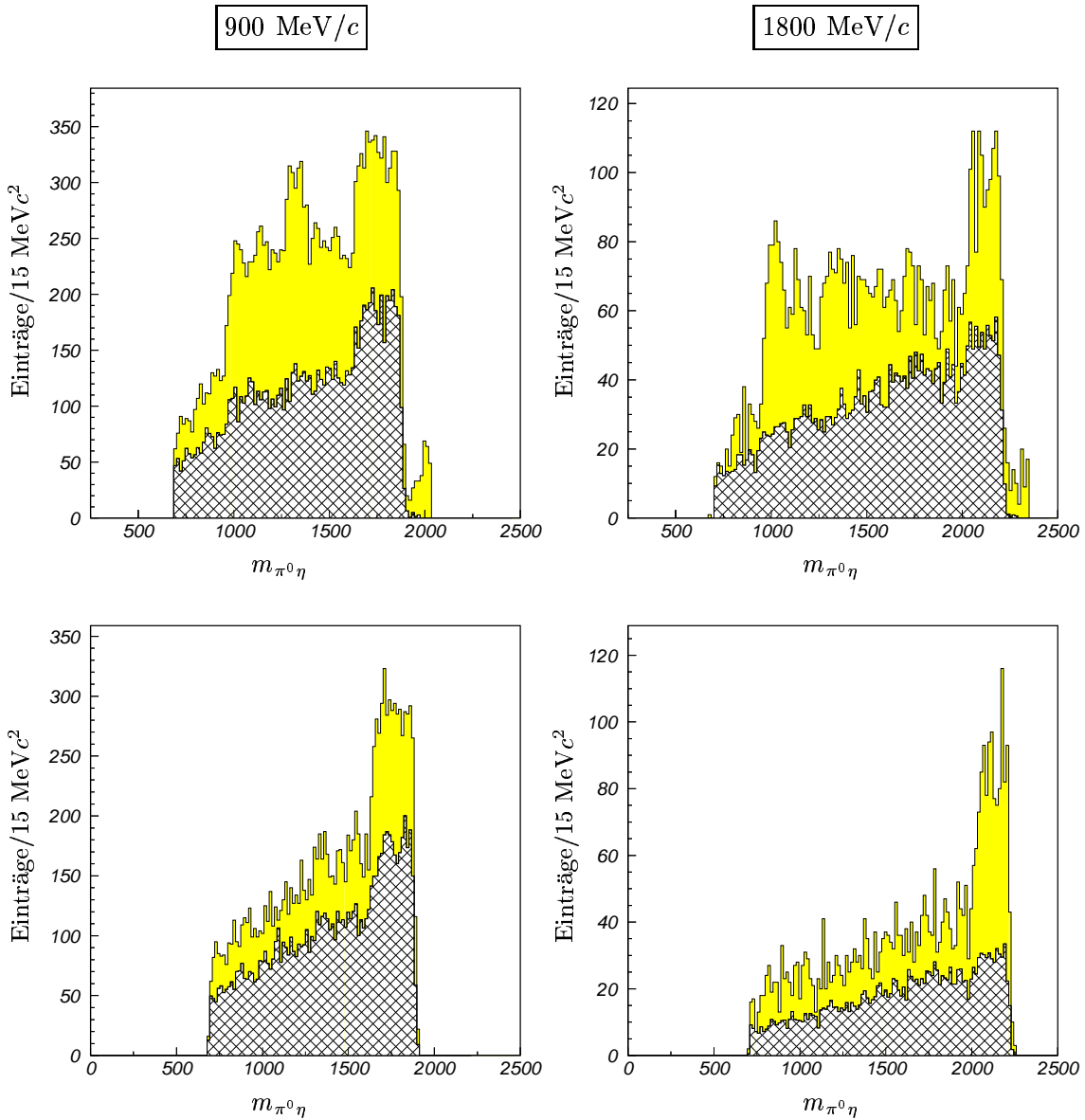


Abbildung 4.6: Invariante $\pi^0\eta$ -Massen der Strahlpulse 900 MeV/c (linke Spalte) und 1800 MeV/c (rechte Spalte) für den $\omega\eta$ -Endzustand. Die obere Zeile zeigt die invarianten $\pi^0\eta$ -Massen nach allen Selektionsschritten mit Ausnahme der Konsistenz der kinematischen Anpassung. Die untere Zeile stellt die invarianten Massen nach allen Schnitten dar. Die schraffierten Flächen zeigen die entsprechenden, skalierten Massenspektren der Monte Carlo generierten Daten.

zeigen gegenüber denen der Monte Carlo-Daten deutlich Strukturen bzw. Überhöhungen. Nach dem Konsistenzschnitt werden allerdings fast alle Strukturen in den Spektren der realen Daten durch die Monte Carlo-Daten wiedergegeben. Allein bei den höchsten invarianten Massen, und hier in stärkerem Maße bei höheren Strahlimpulsen, lassen die Monte Carlo-Spektren eine geringere Anzahl von Einträgen erwarten, als sie in den realen Daten zu finden ist. Dies ist bei der 1800 MeV/c invarianten $\pi^0\eta$ -Masse am ausgeprägtesten, wobei zu beachten ist, dass die Monte-Carlo Spektren der Unterscheidbarkeit wegen

herunterskaliert wurden. An der Phasenraumgrenze kann die Überhöhung nicht eindeutig einem Zustand zugeordnet werden. Es ist mindestens ein Photon mit sehr geringer Energie an der Ereignistopologie beteiligt, aber auch Kanäle höherer Multiplizität, mit niederenergetischen Photonen zum Teil unterhalb der Schwellen, können Beiträge liefern.

Insgesamt stellt sich die Datenqualität so gut dar, dass die weitere Analyse der Daten vorgenommen werden kann. Nach allen Selektionsschritten stehen die Vierervektoren von π^0 und γ aus dem Zerfall des $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ und die Vierervektoren des rückstoßenden, pseudoskalaren Teilchens einer Partialwellenanalyse (PWA) zur Verfügung.

Kapitel 5

Formalismus der Partialwellenanalyse

Die Partialwellenanalysen sind mit Hilfe des Programmpaketes TARA [17], einem objekt orientierten C++ Programm zur Analyse sequentieller Zwei-Körperzerfälle, durchgeführt worden. Die Merkmale des Programms bestehen in der:

- automatischen Generierung der Amplituden zur Laufzeit.
- Unbeschränktheit bezüglich ganzzahliger Spins.
- Verarbeitung einer großen Anzahl von Endzustandsteilchen (32).
- symbolischen Manipulation der Amplituden.
- beliebigen Zerfallsdynamik (Breit-Wigner-Linienformen).
- benutzerdefinierten Fit Strategie.
- Visualisierung der Resultate.
- Berechnung der Beiträge.
- formatierten Ausgabe in LaTeX und HTML.

Im Rahmen des Isobarmodells, in dem beliebige Zerfallsketten immer als aufeinanderfolgende Zweikörperzerfälle betrachtet werden, kann TARA insbesondere dazu verwendet werden, die bei den Zerfällen auftretenden Winkelabhängigkeiten zu beschreiben. Hierzu wird konsequent der Helizitätsformalismus verwendet, da sich in dieser Darstellung sowohl masselose als auch massebehaftete Teilchen einheitlich darstellen lassen. Die Helizität λ ist definiert als die Projektion des Spins eines Teilchens auf seine Flugrichtung. Häufig verwendete Beschreibungen der Zerfallsdynamik, zum Beispiel auch die Breit Wigner Linienform, benutzen allerdings den relativen Bahndrehimpuls L der zwei Zerfallsteilchen. Hierfür bietet der kanonische Formalismus den theoretischen Rahmen. Prinzipiell sind

beide Beschreibungsformen anwendbar und müssen zur gleichen physikalischen Aussage führen. Somit sind auch beide Beschreibungsformen ineinander und eindeutig umrechenbar. In den folgenden Abschnitten werden die für diese Arbeit notwendigen Aspekte des kanonischen Formalismus und des Helizitätsformalismus zusammenfassend dargestellt. Umfassende Darstellungen des Formalismus finden sich in [12] und in [16]. Die verwendete Notation bezieht sich auf die in Abbildung 5.1 wiedergegebene Situation: Der Zustand $|JM\rangle$, der aus der Proton–Antiproton Annihilation resultiert zerfällt in die Zustände L_t (z.B. ein ω -Meson) und L_s (z.B. ein π^0 -Meson). Der Zustand L_t (ω) zerfällt seinerseits in t_1 (π^0) und t_2 (Photon) und L_2 (π^0) in s_1 (Photon) und s_2 (Photon). Die verwendeten Koordinatensysteme des Helizitätsformalismus bzw. des kanonischen Formalismus werden in Abbildung 5.2 dargestellt.

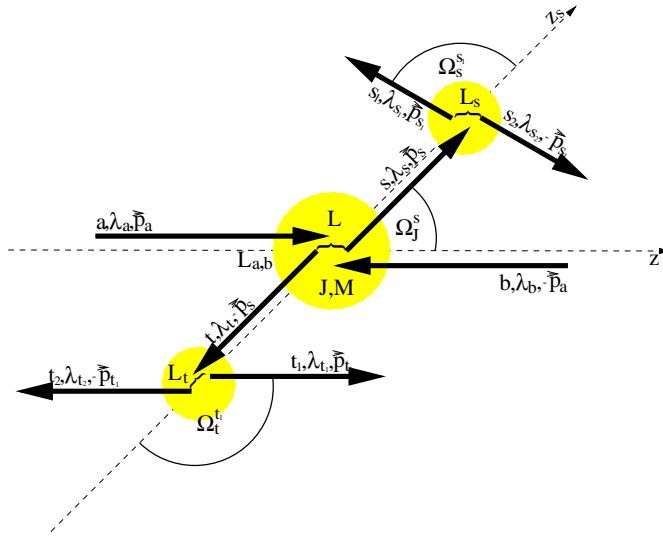


Abbildung 5.1: Schematischer Verlauf einer Zerfallskette in der Proton–Antiproton Annihilation.

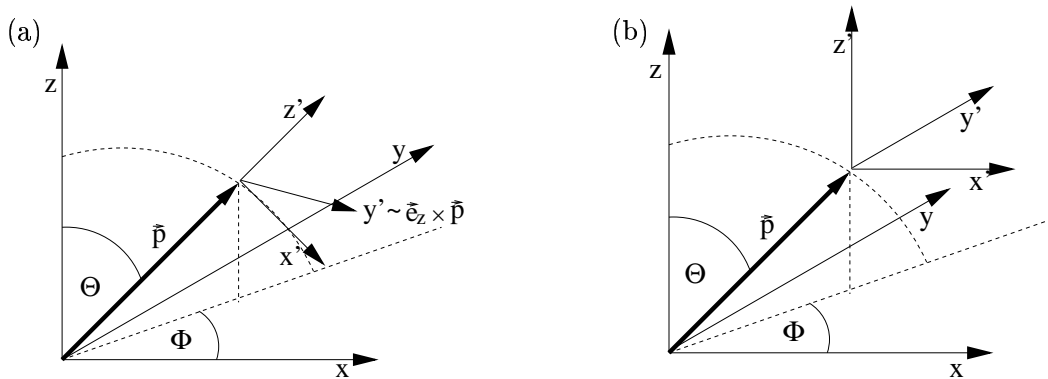


Abbildung 5.2: Relative Orientierung der Bezugssysteme (x', y', z') zum Koordinatensystem des Ruhezustandes (x, y, z) in der (a) Helizitätsdarstellung und der (b) kanonischen Darstellung. In der Helizitätsdarstellung zeigt die z' -Achse in Richtung des Impulses \vec{p} eines der Zerfallsteilchen. In der kanonischen Darstellung sind die Achsen parallel zu denen des Ruhezustandes $|JM\rangle$.

Zur Beschreibung der Zerfälle geht man aus von einem quantenmechanischen Ein-Teilchen Ruhezustand, der mittels einer Lorentztransformation in einen bewegten Ein-Teilchen Zustand überführt wird. Zwei dieser Ein-Teilchen Zustände werden durch Clebsch-Gordon Koeffizienten zu einem Zwei-Teilchen Ruhezustand gekoppelt, welcher seinerseits das Muttersystem eines Zweikörperzerfalls bilden kann. Sukzessiv kann durch mehrere Zweikörperzerfälle eine ganze Zerfallskette mit einer Gewichtsfunktion w beschrieben werden, die auch evtl. auftretende Interferenzen und gegebene Erhaltungssätze berücksichtigt. In der Gewichtsfunktion treten freie, komplexe Parameter auf, die mit Hilfe von TARA an die durch die Daten vorgegebenen, physikalischen Bedingungen angepasst werden. Im Folgenden werden die notwendigen Schritte zur Formulierung der Gewichtsfunktion w aufgeführt.

5.1 D-Funktionen

Um die verschiedenen quantenmechanischen Zustände in die Helizitätsdarstellung bzw. die kanonische Darstellung zu transformieren, sind Drehungen der Zustände notwendig. Der Rotationsoperator ist definiert als:

$$\hat{R}(\alpha, \beta, \gamma) = e^{-i\alpha\hat{J}_z} e^{-i\beta\hat{J}_y} e^{-i\gamma\hat{J}_z}$$

Die Anwendung des Rotationsoperators auf einen Drehimpulseigenzustand

$$\hat{R}(\alpha, \beta, \gamma)|jm\rangle = \sum_{m'} D_{m',m}^j(\alpha, \beta, \gamma)|jm'\rangle$$

dient häufig auch zur Definition eines Drehimpulseigenzustandes, wobei $D_{m',m}^j$ die sogenannten Wigner'schen Drehmatrizen sind:

$$\begin{aligned} D_{m_1,m_2}^j(\phi, \theta, \psi) &\stackrel{\text{def}}{=} \langle jm_1|\hat{R}(\phi, \theta, \psi)|jm_2\rangle \\ &= e^{-im_1\phi} d_{m_1,m_2}^j(\theta) e^{-im_2\psi} \\ d_{m_1,m_2}^j(\theta) &\stackrel{\text{def}}{=} \langle jm_1|e^{-i\theta\hat{J}_y}|jm_2\rangle \end{aligned}$$

Einen expliziten Ausdruck für die "kleinen" d-Funktionen liefert die Wigner-Gleichung:

$$\begin{aligned} d_{m_1,m_2}^j(\theta) &= \sqrt{(j+m_1)!(j-m_1)!(j+m_2)!(j-m_2)!} \\ &\times \sum_t \frac{(-1)^t}{(j+m_1-t)!(j-m_2-t)!t!(t-m_1+m_2)!} \\ &\times \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)^{2J+m_1-m_2-2t} \cdot \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)^{2t-m_1-m_2} \end{aligned}$$

Mit diesen Hilfsmitteln lassen sich quantenmechanische Zustände beliebig im Raum drehen.

5.2 Ein-Teilchen Zustände

Um einen bewegten Zustand $|\vec{p}, jm\rangle$ darzustellen, wird eine reine Lorentztransformation $L(\vec{\beta})$ mit $\vec{\beta} = \vec{v}/c$ auf den Ruhezustand $|jm\rangle$ angewendet:

- Definition der kanonischen 1-Teilchen Zustände

$$\begin{aligned} |\vec{p}, jm\rangle &\stackrel{\text{def}}{=} L(\vec{\beta})|jm\rangle \\ &= \hat{R}_0 L_z(\beta) \hat{R}_0^{-1} |jm\rangle \end{aligned} \quad (5.1)$$

- Definition der Helizitäts-1-Teilchen Zustände

$$\begin{aligned} |\vec{p}, j\lambda\rangle &\stackrel{\text{def}}{=} L(\vec{\beta}) \hat{R}_0 |j\lambda\rangle \\ &= \hat{R}_0 L_z(\beta) |j\lambda\rangle \end{aligned} \quad (5.2)$$

wobei \hat{R}_0 definiert ist durch Gl.(5.3)

$$\vec{e}_{\vec{p}} = \hat{R}_0(\phi, \theta, 0) \vec{e}_z \quad (5.3)$$

Die Einteilchen-Zustände verhalten sich unter Drehungen wie folgt:

$$\hat{R} |\vec{p}, jm\rangle = \sum_{m'} D_{m',m}^j(\hat{R}) |\hat{R}\vec{p}, jm'\rangle \quad (5.4)$$

$$\hat{R} |\vec{p}, j\lambda\rangle = |\hat{R}\vec{p}, j\lambda\rangle$$

Beide Darstellungen sind vollständig und können durch

$$|\vec{p}, j\lambda\rangle = \sum_m D_{m,\lambda}^j(R_0) |\vec{p}, jm\rangle \quad (5.5)$$

ineinander umgerechnet werden

5.3 Zwei-Teilchen Zustände

Die definierenden Gleichungen zu 2-Teilchen Zuständen sind:

- Definition der kanonischen 2-Teilchen Zustände

$$|\phi\theta, s_1 m_1 s_2 m_2\rangle \stackrel{\text{def}}{=} a \{L(\vec{\beta})|s_1 m_1\rangle L(-\vec{\beta})|s_2 m_2\rangle\}$$

- Definition der Helizitäts-2-Teilchen Zustände

$$\begin{aligned} |\phi\theta, s_1 \lambda_1 s_2 \lambda_2\rangle &\stackrel{\text{def}}{=} a \hat{R}_0 \{L_z(\beta)|s_1 \lambda_1\rangle L_{-z}(\beta)|s_2 \lambda_2\rangle\} \\ &= a \hat{R}_0(\phi, \theta) |00 s_1 \lambda_1 s_2 \lambda_2\rangle \end{aligned}$$

Der Normierungsfaktor a ergibt sich zu

$$a = \frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{p}{m}}$$

Zwei-Teilchen-Zustände zum Gesamtspin J in der kanonischen Darstellung:

- Zunächst werden die einzelnen Spins zu S gekoppelt ($S = s_1 \oplus s_2$):

$$|\phi\theta, Sm_S\rangle = \sum_{m_1, m_2} \underbrace{(s_1 m_1 s_2 m_2 | Sm_S)}_{\text{Clebsch-Gordon Koeffizient}} |\phi\theta, s_1 m_1 s_2 m_2\rangle$$

- Ein Zustand zu einem bestimmten Bahndrehimpuls L ergibt sich dann zu

$$|Lm_L Sm_S\rangle = \int d\Omega Y_{m_L}^L(\Omega) |\Omega, Sm_S\rangle \quad (5.6)$$

- Anschließend werden L und S zum Gesamtspin J ($J = L \oplus S$) gekoppelt:

$$\begin{aligned} |JMLS\rangle &= \sum_{m_L, m_S} (Lm_L Sm_S | JM) |Lm_L Sm_S\rangle \\ &= \sum_{m_L, m_S, m_1, m_2} \left[(Lm_L Sm_S | JM) (s_1 m_1 s_2 m_2 | Sm_S) \right. \\ &\quad \left. \times \int d\Omega Y_{m_L}^L(\Omega) |\Omega, s_1 m_1 s_2 m_2\rangle \right] \end{aligned} \quad (5.7)$$

Die Zwei-Teilchen-Zustände zum Gesamtspin J in der Helizitäts-Darstellung ergeben sich nach einigen Umformungen ähnlich wie in Gl.(5.6):

$$|JM\lambda_1\lambda_2\rangle = N_J \int d\Omega D_{M,\lambda}^{J*}(\Omega) |\Omega, s_1\lambda_1 s_2\lambda_2\rangle \quad (5.8)$$

wobei gilt

$$\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$$

und N_J wurde gesetzt zu

$$N_J = \sqrt{\frac{2J+1}{4\pi}}$$

Damit lassen sich die Vollständigkeitsrelationen formulieren:

- Für die Helizitäts-Darstellung

$$\hat{I} = \sum_{J, M, \lambda_1, \lambda_2} |JM\lambda_1\lambda_2\rangle \langle JM\lambda_1\lambda_2|$$

- Analog für die kanonische Darstellung

$$\hat{I} = \sum_{J,M,L,S} |JM L S\rangle \langle JM L S| \quad (5.9)$$

Die Normalisierung der 2-Teilchenzustände lautet dann:

- Für die Helizitäts-Darstellung

$$\begin{aligned} \langle \Omega' s_1' \lambda_1' s_2' \lambda_2' | \Omega s_1 \lambda_1 s_2 \lambda_2 \rangle &= \delta^{(2)}(\Omega' - \Omega) \\ &\times \delta_{s_1, s_1'} \delta_{s_2, s_2'} \delta_{\lambda_1, \lambda_1'} \delta_{\lambda_2, \lambda_2'} \\ \langle J' M' \lambda_1' \lambda_2' | JM \lambda_1 \lambda_2 \rangle &= \delta_{J, J'} \delta_{M, M'} \delta_{\lambda_1, \lambda_1'} \delta_{\lambda_2, \lambda_2'} \end{aligned}$$

- und für die kanonische Darstellung

$$\begin{aligned} \langle \Omega' s_1' m_1' s_2' m_2' | \Omega s_1 m_1 s_2 m_2 \rangle &= \delta^{(2)}(\Omega' - \Omega) \\ &\times \delta_{s_1, s_1'} \delta_{s_2, s_2'} \delta_{m_1, m_1'} \delta_{m_2, m_2'} \\ \langle J' M' L' S' | JM L S \rangle &= \delta_{J, J'} \delta_{M, M'} \delta_{L, L'} \delta_{S, S'} \end{aligned}$$

Um von der einen zur anderen Darstellung wechseln zu können, werden die Umkopplungskoeffizienten Gl.(5.10) benötigt

$$\begin{aligned} \langle J' M' L S | JM \lambda_1 \lambda_2 \rangle &= \sqrt{\frac{2L+1}{2J+1}} \delta_{J, J'} \delta_{M, M'} \\ &\times (L 0 S \lambda | J \lambda) \\ &\times (s_1 \lambda_1 s_2 - \lambda_2 | S \lambda) \end{aligned} \quad (5.10)$$

Gl.(5.10) folgt aus den Definitionen der Zustände Gl.(5.7,5.8) und den Eigenschaften der D-Funktionen.

Zur Berechnung der Zwei-Teilchen-Zerfallsamplitude werden die beiden folgenden Gleichungen benötigt:

$$\begin{aligned} \langle \Omega s_1 m_1 s_2 m_2 | JM L S \rangle &= \sum_{m_L, m_S, m_1', m_2'} \left[(L m_L S m_S | JM) \right. \\ &\times (s_1' m_1' s_2' m_2' | S m_S) \\ &\times \int d\Omega' Y_{m_L}^L(\Omega') \\ &\left. \times \langle \Omega, s_1 m_1 s_2 m_2 | \Omega' s_1' m_1' s_2' m_2' \rangle \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \sum_{m_L, m_S, m_1', m_2'} \left[(L m_L S m_S | J M) \right. \\
&\times (s_1' m_1' s_2' m_2' | S m_S) \\
&\times \int d\Omega' \delta^{(2)}(\Omega' - \Omega) Y_{m_L}^L(\Omega') \\
&\times \left. \delta_{s_1, s_1'} \delta_{s_2, s_2'} \delta_{m_1, m_1'} \delta_{m_2, m_2'} \right] \\
&= \sum_{m_L, m_S, m_1, m_2} \left[(L m_L S m_S | J M) \right. \\
&\times (s_1 m_1 s_2 m_2 | S m_S) Y_{m_L}^L(\Omega) \left. \right] \\
\langle \Omega s_1 \lambda_1 s_2 \lambda_2 | J M \lambda_1' \lambda_2' \rangle &= N_J \int d\Omega' D_{M, \lambda'}^{J*}(\Omega') \langle \Omega s_1 \lambda_1 s_2 \lambda_2 | \Omega' s_1' \lambda_1' s_2' \lambda_2' \rangle \\
&= N_J \int \left[d\Omega' D_{M, \lambda'}^{J*}(\Omega') \delta^{(2)}(\Omega' - \Omega) \right. \\
&\times \left. \delta_{s_1, s_1'} \delta_{s_2, s_2'} \delta_{\lambda_1, \lambda_1'} \delta_{\lambda_2, \lambda_2'} \right] \\
&= N_J D_{M, \lambda}^{J*}(\Omega)
\end{aligned}$$

Die Gleichungen können direkt aus den Definitionen Gl.(5.7), den Vollständigkeitsrelationen Gl.(5.9), sowie den Normalisierungen Gl.(5.10) hergeleitet werden.

5.4 Zwei-Teilchen Zerfälle

Die Zwei-Teilchen-Übergangsamplitude A läßt sich sowohl unter der Verwendung von Zwei-Teilchen-Helizitätszuständen, als auch mit kanonischen Zwei-Teilchen-Zuständen berechnen:

- Werden Helizitätszustände benutzt erhält die Amplitude folgende Gestalt:

$$\begin{aligned}
A &= \langle \vec{p}, s_1 \lambda_1; -\vec{p}, s_2 \lambda_2 | \mathcal{M} | J M \rangle \tag{5.11} \\
&= \langle \vec{p}, s_1 m_1; -\vec{p}, s_2 m_2 | \mathcal{M} | J M \rangle \\
&= 4\pi \sqrt{\frac{m}{p}} \langle \Omega s_1 \lambda_1 s_2 \lambda_2 | \mathcal{M} | J M \rangle \\
&= \sum_{\lambda_1', \lambda_2'} \langle \Omega s_1 \lambda_1 s_2 \lambda_2 | J M \lambda_1' \lambda_2' \rangle 4\pi \sqrt{\frac{m}{p}} \langle J M \lambda_1' \lambda_2' | \mathcal{M} | J M \rangle
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \sum_{\lambda_1, \lambda_2} N_J 4\pi \sqrt{\frac{m}{p}} \langle JM \lambda_1 \lambda_2 | \mathcal{M} | JM \rangle D_{M, \lambda}^{J*}(\Omega) \\
&= \sum_{\lambda_1, \lambda_2} \alpha_{\lambda_1, \lambda_2}^J D_{M, \lambda}^{J*}(\Omega)
\end{aligned}$$

Mit dem Matrixelement α definiert als

$$\alpha_{\lambda_1, \lambda_2}^J = N_J 4\pi \sqrt{\frac{m}{p}} \langle JM \lambda_1 \lambda_2 | \mathcal{M} | JM \rangle \quad (5.12)$$

- Werden stattdessen kanonische Zwei-Teilchenzustände verwendet, so ergibt sich:

$$\begin{aligned}
A &= \langle \vec{p}, s_1 m_1; -\vec{p}, s_2 m_2 | \mathcal{M} | JM \rangle \quad (5.13) \\
&= \langle \vec{p}, s_1 \lambda_1; -\vec{p}, s_2 \lambda_2 | \mathcal{M} | JM \rangle \\
&= 4\pi \sqrt{\frac{m}{p}} \langle \Omega s_1 m_1 s_2 m_2 | \mathcal{M} | JM \rangle \\
&= \sum_{L, S} \langle \Omega s_1 m_1 s_2 m_2 | JMLS \rangle 4\pi \sqrt{\frac{m}{p}} \langle JMLS | \mathcal{M} | JM \rangle \\
&= \sum_{L, S} \sqrt{4\pi} a_{L, S} \langle \Omega s_1 m_1 s_2 m_2 | JMLS \rangle \\
&= \sum_{L, S} \sqrt{4\pi} a_{L, S}^J \sum_{m_L, m_S, m_1, m_2} (L m_L S m_S | JM) (s_1 m_1 s_2 m_2 | S m_S) Y_{m_L}^L(\Omega)
\end{aligned}$$

Hier wurde das Matrixelement $a_{L, S}^J$ definiert als

$$a_{L, S}^J = \sqrt{4\pi} \sqrt{\frac{m}{p}} \langle JMLS | \mathcal{M} | JM \rangle \quad (5.14)$$

Der Zusammenhang zwischen den Matrixelementen $\alpha_{L, S}^J$ und $a_{L, S}^J$ ergibt sich aus den Umkopplungskoeffizienten (Gl.(5.10)) und den Vollständigkeitsrelationen (Gl.(5.9)):

- Von der Helizitäts- zur kanonischen Darstellung:

$$\begin{aligned}
\alpha_{\lambda_1, \lambda_2}^J &= N_J 4\pi \sqrt{\frac{m}{p}} \langle JM \lambda_1 \lambda_2 | \mathcal{M} | JM \rangle \\
&= \sum_{L, S} \langle JM \lambda_1 \lambda_2 | JMLS \rangle \sqrt{2J+1} \sqrt{4\pi} \sqrt{\frac{m}{p}} \langle JMLS | \mathcal{M} | JM \rangle \\
&= \sum_{L, S} \sqrt{2L+1} (L0S\lambda | J\lambda) (s_1 \lambda_1 s_2 -\lambda_2 | S\lambda) a_{L, S}^J \quad (5.15)
\end{aligned}$$

- Von der kanonischen zur Helizitäts-Darstellung:

$$\begin{aligned}
ay_{L,S}^J &= \sqrt{4\pi} \sqrt{\frac{m}{p}} \langle JM LS | \mathcal{M} | JM \rangle \\
&= \sum_{\lambda_1, \lambda_2} \langle JM LS | JM \lambda_1 \lambda_2 \rangle \sqrt{4\pi} \sqrt{\frac{m}{p}} \langle JM \lambda_1 \lambda_2 | \mathcal{M} | JM \rangle \\
&= \sum_{\lambda_1, \lambda_2} \langle JM LS | JM \lambda_1 \lambda_2 \rangle \frac{1}{N_J \sqrt{4\pi}} \alpha_{\lambda_1, \lambda_2}^J \\
&= \sum_{\lambda_1, \lambda_2} \frac{\sqrt{2L+1}}{2J+1} (L0S\lambda | J\lambda) (s_1 \lambda_1 s_2 - \lambda_2 | S\lambda) \alpha_{\lambda_1, \lambda_2}^J \quad (5.16)
\end{aligned}$$

Da die Zerfallsamplitude unabhängig von dem gewählten Formalismus sein muß, dürfen die Darstellungen der Amplituden in Gl.(5.11) und Gl.(5.13) gleichgesetzt werden. Mit Hilfe der Gl.(5.16) ergibt sich:

$$\begin{aligned}
\sum_{\lambda_1, \lambda_2} \alpha_{\lambda_1, \lambda_2}^J D_{M, \lambda}^{J*}(\Omega) &= \sum_{\lambda_1, \lambda_2} \alpha_{\lambda_1, \lambda_2}^J \quad (5.17) \\
&\times \sum_{L, S} \sqrt{4\pi} \frac{\sqrt{2L+1}}{2J+1} \\
&\times (L0S\lambda | J\lambda) (s_1 \lambda_1 s_2 - \lambda_2 | S\lambda) \\
&\times \sum_{m_L, m_S, m_1, m_2} (Lm_L Sm_S | JM) (s_1 m_1 s_2 m_2 | Sm_S) Y_{m_L}^L(\Omega)
\end{aligned}$$

Ein Koeffizientenvergleich liefert eine Entwicklung der D-funktionen nach Kugelflächenfunktionen:

$$\begin{aligned}
D_{M, \lambda}^{J*}(\Omega) &= \sum_{L, S} \sqrt{4\pi} \frac{\sqrt{2L+1}}{2J+1} \quad (5.18) \\
&\times (L0S\lambda | J\lambda) (s_1 \lambda_1 s_2 - \lambda_2 | S\lambda) \\
&\times \sum_{m_L, m_S, m_1, m_2} (Lm_L Sm_S | JM) (s_1 m_1 s_2 m_2 | Sm_S) Y_{m_L}^L(\Omega)
\end{aligned}$$

Für $s_1 = s_2 = 0$ ergibt sich, da auch $m_1 = m_2 = \lambda_1 = \lambda_2 = \lambda = S = 0$ ist, die Gleichung

$$\begin{aligned}
D_{M, 0}^{J*}(\Omega) &= \sum_{L, m_L} \sqrt{4\pi} \frac{\sqrt{2L+1}}{2J+1} \\
&\times (L000 | J0) (Lm_L 00 | JM) Y_{m_L}^L(\Omega) \\
&= \sqrt{\frac{4\pi}{2J+1}} Y_M^J(\Omega) \quad (5.19)
\end{aligned}$$

5.5 Parität

Der Paritätsoperator ist definiert als eine Spiegelung am Koordinatenursprung:

$$\hat{P} : \vec{x} \rightarrow -\vec{x} \quad \vec{p} \rightarrow -\vec{p} \quad J \rightarrow J \quad (5.20)$$

Damit ergibt sich für eine reine Lorentztransformation:

$$\hat{P}L(\vec{p}) = L(-\vec{p})\hat{P}$$

und die Wirkung des Paritätsoperators auf kanonische und helizitäts Ein-Teilchenzustände Gl.(5.1,5.2) kann direkt angegeben werden:

$$\begin{aligned} \hat{P}| \vec{p}; jm \rangle &= P| -\vec{p}; jm \rangle \\ &= P|\phi + \pi, \pi - \theta, p; jm \rangle \end{aligned} \quad (5.21)$$

wobei P die Eigenwerte des Paritätsoperators \hat{P} , angewandt auf den Ruhezustand $|jm\rangle$ darstellen, die bei Bosonen die Werte $P = \pm 1$ annehmen können. Auf Helizitäts Ein-Teilchenzustände angewandt ändert \hat{P} das Vorzeichen der Helizität λ :

$$\begin{aligned} \hat{P}| \vec{p}; j\lambda \rangle &= \hat{P} \sum_m [D_{m,\lambda}^j(\phi, \theta)|p; jm\rangle] \\ &= \sum_m D_{m,\lambda}^j(\phi + \pi, \pi - \theta)P| -p; jm\rangle \\ &= \sum_m P e^{-i\pi j} D_{m,-\lambda}^j(\phi, \theta)| -p; jm\rangle \\ &= P e^{-i\pi j} | -\vec{p}; j - \lambda \rangle \\ &= P e^{-i\pi j} |\phi + \pi, \pi - \theta, p; j - \lambda \rangle \end{aligned} \quad (5.22)$$

Damit läßt sich die Wirkung des Paritätsoperators auf die Zwei-Teilchenzustände berechnen:

- In der kanonischen Darstellung

$$\hat{P}|JM L S\rangle = P_1 P_2 (-1)^L |JM L S\rangle \quad (5.23)$$

Die P_1 und P_2 sind die intrinsischen Paritäten der beiden Teilchen und $(-1)^L$ resultiert aus dem Verhalten der Kugelflächenfunktionen unter Raumspiegelungen.

- Mit Hilfe dieser Gleichung (5.23) auch für die Helizitäts Zwei-Teilchenzustände

$$\hat{P}|JM \lambda_1 \lambda_2\rangle = \sum_{L,S} \sqrt{\frac{2L+1}{2J+1}} (L0S\lambda|J\lambda)(s_1 \lambda_1 s_2 - \lambda_2 |S\lambda) \hat{P}|JM L S\rangle$$

$$\begin{aligned}
&= \sum_{L,S} \left[\sqrt{\frac{2L+1}{2J+1}} P_1 P_2 (-1)^L (L0S - \lambda | J - \lambda) (-1)^{J+L+S} \right. \\
&\quad \times \left. (s_1 - \lambda_1 s_2 \lambda_2 | S - \lambda) (-1)^{S+s_1+s_2} | JMLS \rangle \right] \\
&= \sum_{L,S} \left[\sqrt{\frac{2L+1}{2J+1}} P_1 P_2 (-1)^{J+s_1+s_2} (L0S - \lambda | J - \lambda) \right. \\
&\quad \times \left. (s_1 - \lambda_1 s_2 \lambda_2 | S - \lambda) | JMLS \rangle \right] \quad (5.24) \\
&= P_1 P_2 (-1)^{J+s_1+s_2} | JM - \lambda_1 - \lambda_2 \rangle
\end{aligned}$$

5.6 Paritätserhaltung

Mit Hilfe der Gleichungen (5.23) und (5.25) lassen sich im Fall der Paritätserhaltung bei einer Reaktion, wie z.B. bei Reaktionen der starken Wechselwirkung, Bedingungsgleichungen für die Matrixelemente ableiten:

- Für die Matrixelemente A gilt

$$\begin{aligned}
\hat{P} \langle JMLS | \mathcal{M} | JM \rangle &= P P_1 P_2 (-1)^L \langle JMLS | \mathcal{M} | JM \rangle \\
\Rightarrow A_{L,S}^J &= P P_1 P_2 (-1)^L A_{L,S}^J \quad (5.25)
\end{aligned}$$

Aus Gl.(5.25) folgt, daß $a_{L,S}^J$ verschwindet, d.h. dass der Zerfall verboten ist, wenn nicht $P = P_1 P_2 (-1)^L$ gilt.

- Für die Matrixelemente α im Helizitäts-Formalismus ergibt sich

$$\begin{aligned}
\hat{P} \langle JM \lambda_1 \lambda_2 | \mathcal{M} | JM \rangle &= P P_1 P_2 (-1)^{J+s_1+s_2} \langle JM - \lambda_1 - \lambda_2 | \mathcal{M} | JM \rangle \\
\Rightarrow \alpha_{\lambda_1, \lambda_2}^J &= P P_1 P_2 (-1)^{J+s_1+s_2} \alpha_{\lambda_1, -\lambda_2}^J \quad (5.26)
\end{aligned}$$

$$(5.27)$$

Anstelle der verbotenen L,S-Kombinationen treten im Helizitäts-Formalismus Gleichungspaare auf.

5.7 Gewichtsfunktion

Die bisher erarbeiteten Konzepte werden nun zur Formulierung der Gewichtsfunktion für die Beschreibung des kompletten Zerfallsprozesses verwendet. Die zugrunde liegenden Wechselwirkungen werden durch die partiellen Zerfallsamplituden $\alpha_{\lambda_1, \lambda_2}^J$ ausgedrückt, die bis auf Faktoren die Übergangsmatrixelemente darstellen (vgl.: Gl. 5.12).

$$\begin{aligned}
w &= \sum_{\mu} \sum_{M_{\mu}} \left| \sum_{J_{\mu}} \tilde{\Pi}_{M_{\mu}}^{J_{\mu}} \sum_k \sum_{\lambda_{s^k}, \lambda_{t^k}} \tilde{\alpha}_{\lambda_{s^k}, \lambda_{t^k}}^{J_{\mu}} D_{M_{\mu}, \lambda_{s^k} - \lambda_{t^k}}^{J_{\mu}*} \left(\Omega_{J_{\mu}}^{s^k} \right) \right. \\
&\quad \times \left(\sum_{\lambda_{s_1^k}, \lambda_{s_2^k}} \alpha_{\lambda_{s_1^k}, \lambda_{s_2^k}}^{s^k} D_{\lambda_{s_1^k}, \lambda_{s_2^k} - \lambda_{s_2^k}}^{s^k*} \left(\Omega_{s_1^k}^{s^k} \right) \times (\dots) \right) \\
&\quad \left. \times \left(\sum_{\lambda_{t_1^k}, \lambda_{t_2^k}} \alpha_{\lambda_{t_1^k}, \lambda_{t_2^k}}^{t^k} D_{\lambda_{t_1^k}, \lambda_{t_2^k} - \lambda_{t_2^k}}^{t^k*} \left(\Omega_{t_1^k}^{t^k} \right) \times (\dots) \right) \right|^2 \quad (5.28)
\end{aligned}$$

Ist Interferenz möglich/unmöglich, muß entsprechend kohärent/inkohärent summiert werden. Jede Zerfallskette, über die der produzierte Anfangszustand J_{μ} in den Endzustand zerfallen kann, wird kohärent unter Berücksichtigung aller kombinatorischen Fälle (Σ_k), addiert. Die kohärenten Summen beziehen alle erlaubten Gesamtdrehimpulse J_{μ} ein, die zur Multiplizität μ und zur Helizität M_{μ} beitragen. Jeder Summand der Summe über J_{μ} beginnt mit einer Produktionsamplitude $\tilde{\Pi}_{M_{\mu}}^{J_{\mu}}$. Die Produktionsamplituden und die partiellen Zerfallsamplituden werden als freie, komplexe Parameter in der Partialwellenanalyse behandelt und mit Hilfe der selektierten Meßdaten und der Monte Carlo-Simulationen einer Anpassung unterzogen. Die Bezeichnungsweise wird an folgendem Beispiel deutlich.

5.8 Beispiel

Im folgenden Beispiel wird der Zerfall $\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow (\pi^0\gamma)\pi^0$ für den Gesamtdrehimpuls $J = 5$ näher betrachtet.

Für $J = 5$ ist die Tripletts 5^{--} Amplitude 3G_5 3I_5 und die Singulett 5^{+-} Amplitude 1H_5 möglich.

Die Gewichtsfunktion 5.28 kann in diesem Fall vereinfacht dargestellt werden:

$$\begin{aligned}
w &= \left| \tilde{\Pi}_{\text{Singulett}}^{J=5, M=0} A_{\text{Singulett}}^{M=0, \lambda_{\gamma}=-1} \right|^2 \\
&+ \left| \tilde{\Pi}_{\text{Tripletts}}^{J=5, M=0} A_{\text{Tripletts}}^{M=0, \lambda_{\gamma}=-1} \right|^2 + \left| \tilde{\Pi}_{\text{Tripletts}}^{J=5, M=1} A_{\text{Tripletts}}^{M=1, \lambda_{\gamma}=-1} \right|^2 + \left| \tilde{\Pi}_{\text{Tripletts}}^{J=5, M=-1} A_{\text{Tripletts}}^{M=-1, \lambda_{\gamma}=-1} \right|^2 \\
&+ \left| \tilde{\Pi}_{\text{Singulett}}^{J=5, M=0} A_{\text{Singulett}}^{M=0, \lambda_{\gamma}=+1} \right|^2 \quad (5.29) \\
&+ \left| \tilde{\Pi}_{\text{Tripletts}}^{J=5, M=0} A_{\text{Tripletts}}^{M=0, \lambda_{\gamma}=+1} \right|^2 + \left| \tilde{\Pi}_{\text{Tripletts}}^{J=5, M=1} A_{\text{Tripletts}}^{M=1, \lambda_{\gamma}=+1} \right|^2 + \left| \tilde{\Pi}_{\text{Tripletts}}^{J=5, M=-1} A_{\text{Tripletts}}^{M=-1, \lambda_{\gamma}=+1} \right|^2
\end{aligned}$$

Die $A_{\mu}^{M_{\mu}}$ sollen dabei alle kohärenten Summationen Σ_k und $\Sigma_{J_{\mu}}$ beinhalten. Es sei darauf hingewiesen, dass in unserem Fall die Summation über die Helizität des Photons aus dem ω -Zerfall inkohärent erfolgen muss. Denn auch wenn die Helizität nicht gemessen wurde

ist sie prinzipiell feststellbar und dieser Tatsache wird durch die inkohärente Summation Rechnung getragen. Bei der Besprechung der ω -Zerfallsamplitude, wird dies nochmals aufgegriffen.

Aus der Paritätserhaltung folgt:

$$\alpha_{\lambda_1 \lambda_2} = (-1)^{J+s+t} P P_s P_t \alpha_{-\lambda_1, -\lambda_2}$$

Der Zerfall $\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0$ erfordert auf Grund der zwei unterschiedlichen Anfangszustände $J^{PC} = 5^{--}$ und $J^{PC} = 5^{+-}$ eine Fallunterscheidung:

Für 3G_5 3I_5 gilt:

$$\alpha_{\lambda_1 \lambda_2}^{\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0} = -\alpha_{-\lambda_1, -\lambda_2}^{\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0}$$

Es gilt speziell:

$$\alpha_{00}^{\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0} = -\alpha_{-0, -0}^{\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0} = 0$$

Für 1H_5 gilt:

$$\alpha_{\lambda_1 \lambda_2}^{\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0} = +\alpha_{-\lambda_1, -\lambda_2}^{\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0}$$

Die Paritätserhaltung beim ω -Zerfall führt zu:

$$\alpha_{\lambda_1 \lambda_2}^{\omega \rightarrow \gamma \pi^0} = -\alpha_{-\lambda_1, -\lambda_2}^{\omega \rightarrow \gamma \pi^0} \quad (5.30)$$

$$\alpha_{00}^{\omega \rightarrow \gamma \pi^0} = -\alpha_{-0, -0}^{\omega \rightarrow \gamma \pi^0} = 0$$

Damit stellt sich die ω -Zerfallsamplitude allgemein dar als:

$$\begin{aligned} A_{\lambda_\omega} &= \sum_{\lambda_\gamma, \lambda_{\pi^0}} \alpha_{\lambda_\gamma, \lambda_{\pi^0}}^{\omega \rightarrow \gamma \pi^0} D_{\lambda_\omega, \lambda_\gamma}^{1*}(\phi, \theta, 0) \\ &= \sum_{\lambda_\gamma} \alpha_{\lambda_\gamma, 0}^{\omega \rightarrow \gamma \pi^0} D_{\lambda_\omega, \lambda_\gamma}^{1*}(\phi, \theta, 0) \\ &= \alpha_{1,0}^{\omega \rightarrow \gamma \pi^0} \left(D_{\lambda_\omega, 1}^{1*}(\phi, \theta, 0) - D_{\lambda_\omega, -1}^{1*}(\phi, \theta, 0) \right) \end{aligned}$$

Die Summation über λ_γ beschreibt dabei wie anfangs erwähnt den Fall, dass die Helizität des Photons prinzipiell nicht nachgewiesen werden kann. Im speziellen Fall, in dem das Photon aus dem ω -Zerfall als Endzustandsteilchen nachgewiesen wird, ist darauf zu achten, dass über die Photonenhelizität nicht implizit kohärent, sondern inkohärent summiert wird! Dies kann berücksichtigt werden, indem die ω -Zerfallsamplitude dargestellt wird als:

$$\begin{aligned} A_{\lambda_\omega, \lambda_\gamma} &= \alpha_{\lambda_\gamma, \lambda_{\pi^0}}^{\omega \rightarrow \gamma \pi^0} D_{\lambda_\omega, \lambda_\gamma}^{1*}(\phi, \theta, 0) \\ &= \alpha_{\lambda_\gamma, 0}^{\omega \rightarrow \gamma \pi^0} D_{\lambda_\omega, \lambda_\gamma}^{1*}(\phi, \theta, 0) \end{aligned}$$

Die D-Funktionen gehorchen der nützlichen Bedingung [30]:

$$D_{\lambda_1, \lambda_2}^J(\phi, \theta, 0) = (-1)^{\lambda_1 - \lambda_2} D_{-\lambda_1, -\lambda_2}^J(\phi, \theta, 0) \quad (5.31)$$

Damit (und mit 5.30) gewinnt man z.B.:

$$A_{\lambda_\omega=1, \lambda_\gamma=1} = -A_{\lambda_\omega=-1, \lambda_\gamma=-1}$$

$$A_{\lambda_\omega=1, \lambda_\gamma=-1} = -A_{\lambda_\omega=-1, \lambda_\gamma=1}$$

$$A_{\lambda_\omega=0, \lambda_\gamma=1} = A_{\lambda_\omega=0, \lambda_\gamma=-1}$$

Für die vollständigen Zerfallsketten gilt:

$$A_\mu^{M, \lambda_\gamma} = \sum_{\lambda_\omega, \lambda_{\pi^0}} \alpha_{\lambda_\omega, \lambda_{\pi^0}}^{\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0} D_{M, \lambda}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) A_{\lambda_\omega, \lambda_\gamma}$$

wobei hier $\lambda = \lambda_\omega - \lambda_{\pi^0} = \lambda_\omega$ zu beachten ist.

Also ergibt sich für die Zerfallsamplituden in 5.29

$$\begin{aligned} A_{Singulett}^{M=0, \lambda_\gamma=-1} &= \sum_{\lambda_\omega} \alpha_{\lambda_\omega, 0}^{\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0} D_{M=0, \lambda_\omega}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) A_{\lambda_\omega, \lambda_\gamma=-1} \\ &= \alpha_{-1, 0}^{\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0} D_{0, -1}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) A_{-1, -1} + \alpha_{1, 0}^{\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0} D_{0, 1}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) A_{1, -1} \\ &\quad + \alpha_{0, 0}^{\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0} D_{0, 0}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) A_{0, -1} \\ &= \alpha_{1, 0}^{\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0} \left(D_{0, -1}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) A_{-1, -1} + D_{0, 1}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) A_{1, -1} \right) \\ &\quad + \alpha_{0, 0}^{\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0} D_{0, 0}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) A_{0, -1} \\ A_{Singulett}^{M=0, \lambda_\gamma=1} &= \alpha_{-1, 0}^{\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0} D_{0, -1}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) A_{-1, 1} + \alpha_{1, 0}^{\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0} D_{0, 1}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) A_{1, 1} \\ &\quad + \alpha_{0, 0}^{\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0} D_{0, 0}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) A_{0, 1} \\ &= \alpha_{1, 0}^{\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0} \left(D_{0, -1}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) A_{-1, 1} + D_{0, 1}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) A_{1, 1} \right) \\ &\quad + \alpha_{0, 0}^{\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0} D_{0, 0}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) A_{0, 1} \\ &= \alpha_{1, 0}^{\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0} \left(D_{0, 1}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) A_{1, -1} + D_{0, -1}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) A_{-1, -1} \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \alpha_{0,0}^{\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0} D_{0,0}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) A_{0,-1} \\
& = A_{Singulett}^{M=0, \lambda_\gamma=-1} \\
A_{Triplet}^{M=0, \lambda_\gamma=-1} & = \alpha_{-1,0}^{\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0} D_{0,-1}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) A_{-1,-1} + \alpha_{1,0}^{\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0} D_{0,1}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) A_{1,-1} \\
& = \alpha_{1,0}^{\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0} D_{0,-1}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) (A_{1,-1} - A_{1,1}) \\
A_{Triplet}^{M=0, \lambda_\gamma=1} & = \alpha_{-1,0}^{\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0} D_{0,-1}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) A_{-1,1} + \alpha_{1,0}^{\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0} D_{0,1}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) A_{1,1} \\
& = \alpha_{1,0}^{\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0} D_{0,-1}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) (A_{1,1} + A_{-1,1}) \\
& = \alpha_{1,0}^{\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0} D_{0,-1}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) (A_{1,1} - A_{1,-1}) \\
& = -A_{Triplet}^{M=0, \lambda_\gamma=-1} \\
A_{Triplet}^{M=-1, \lambda_\gamma=-1} & = \alpha_{-1,0}^{\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0} D_{-1,-1}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) A_{-1,-1} + \alpha_{1,0}^{\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0} D_{-1,1}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) A_{1,-1} \\
& = \alpha_{1,0}^{\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0} \left(D_{-1,1}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) A_{1,-1} + D_{1,1}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) A_{1,1} \right) \\
A_{Triplet}^{M=1, \lambda_\gamma=1} & = \alpha_{-1,0}^{\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0} D_{1,-1}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) A_{-1,1} + \alpha_{1,0}^{\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0} D_{1,1}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) A_{1,1} \\
& = \alpha_{1,0}^{\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0} \left(D_{1,1}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) A_{1,1} - D_{-1,1}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) A_{-1,1} \right) \\
& = -A_{Triplet}^{M=-1, \lambda_\gamma=-1} \\
A_{Triplet}^{M=1, \lambda_\gamma=-1} & = \alpha_{-1,0}^{\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0} D_{1,-1}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) A_{-1,-1} + \alpha_{1,0}^{\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0} D_{1,1}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) A_{1,-1} \\
& = \alpha_{1,0}^{\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0} \left(D_{1,1}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) A_{1,-1} - D_{-1,1}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) A_{1,1} \right) \\
A_{Triplet}^{M=-1, \lambda_\gamma=1} & = \alpha_{-1,0}^{\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0} D_{-1,1}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) A_{-1,1} + \alpha_{1,0}^{\bar{p}p \rightarrow \omega \pi^0} D_{1,1}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) A_{1,1}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \alpha_{1,0}^{\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0} \left(D_{-1,1}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) A_{1,1} - D_{1,1}^{5*}(\Phi, \Theta, 0) A_{-1,1} \right) \\
&= -A_{Triplet}^{M=1, \lambda_\gamma=-1}
\end{aligned}$$

Aus der Gewichtsfunktion 5.28 ergeben sich damit 4 Produkte aus den Produktionsamplituden $\Pi_{Singulett, Triplet}^{J=5, M=0, \pm 1}$ und den partiellen Zerfallsamplituden $\alpha_{\pm 1,0}^{\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0}$. Dies sind die Produkte, deren Betragsquadrate in Graphik 6.17 impulsabhängig dargestellt sind und die normiert ein Maß für die Wahrscheinlichkeit des Entstehens eines $\omega\pi^0$ Zustandes aus einer Antiproton-Proton Annihilation darstellen.

Kapitel 6

Ergebnisse

In diesem Kapitel wird, ausgehend von einer Beschreibung des verwendeten Normierungsverfahrens, die Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes der Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0, \omega\eta$ und $\omega\eta'$ in der Antiproton-Proton-Annihilation dargestellt. Im Anschluss daran werden die Ergebnisse der Partialwellenanalyse vorgestellt: Nach den Anpassungen an die Winkelverteilungen, werden die strahlimpulsabhängigen Beiträge der Gesamtdrehimpulse bestimmt. Danach werden die Beiträge der einzelnen Partialwellen in Abhängigkeit des Strahlimpulses analysiert. Abschließend werden die Partialwellenamplituden untersucht und impulsabhängig dargestellt.

6.1 Normierung

Um den totalen Wirkungsquerschnitt der Endzustände berechnen zu können, ist es notwendig die Zahl der tatsächlich stattgefundenen Annihilationsereignisse zu kennen. Um dahingehend eine Aussage treffen zu können, sind während der Datennahme verschiedene Zählerinformationen aufgezeichnet worden. Eine detaillierte Beschreibung der Zählerinformationen und der Normierung der Daten ist in [39] und in [40] zu finden. Die Zahl der detektierten einlaufenden Antiprotonen $N_{\bar{p}}$ ergibt sich zu:

$$N_{\bar{p}} = N_{in} \cdot L \cdot f_{Rate}$$

Hierbei bedeuten N_{in} die in das Target einlaufenden Antiprotonen und f_{Rate} einen heuristischen Korrekturfaktor

$$f_{Rate} = \frac{1}{(1 - \alpha \frac{counter[pileup]}{counter[rejected]})}$$

wobei der Faktor α abhängig vom Antiprotonenstrahlimpuls $p_{\bar{p}}$ (1800 ... 900) MeV/c variiert [39] im Bereich

$$\alpha = \alpha(p_{\bar{p}}) = 0.0 \dots 0.5 \dots 1.5$$

und die Werte $counter[pileup]$ und $counter[rejected]$ als Zählerinformationen vorliegen.

L ist eine Totzeitkorrektur, die sich zu:

$$L = \frac{t_{open} - N_{fastreset} \cdot 4\mu s}{t_{overall}}$$

ergibt. t_{open} ist die Zeit, in der die Detektorelektronik Daten aufzeichnen kann, $t_{overall}$ die Gesamtdauer der Datennahme und $N_{fastreset} \cdot 4\mu s$ beschreibt die Zeit (je $4\mu s$), die von der Elektronik zum Zurücksetzen nach einem Ereignis benötigt wird.

Der totale Wirkungsquerschnitt σ eines Endzustandes in der Proton–Antiproton Anihilation ist bestimmt:

$$\sigma = \frac{N_{Reaktionen}}{\Phi \cdot N_T}$$

wobei N_T die Zahl der Protonen im Target ist und Φ den Antiprotonenfluss darstellt.

Es ergibt sich z.B.: für den $\omega\pi^0$ -Kanal:

$$N_{Reaktionen} = N_{\bar{p}p \rightarrow \pi^0 \omega} = N_{\bar{p}p \rightarrow \pi^0 \omega \rightarrow 5\gamma} \cdot \frac{1}{\frac{\Gamma_{\pi^0 \omega \rightarrow 5\gamma}}{\Gamma_{tot}}} \cdot \frac{1}{\varepsilon_{G_{ew}}}$$

wobei $N_{\bar{p}p \rightarrow \pi^0 \omega \rightarrow 5\gamma}$ die Zahl der in diesem Kanal detektierten Ereignisse ist. $\varepsilon_{G_{ew}}$ ist die aus Monte Carlo Analysen ermittelte Detektor-Effizienz [39].

Der Fluss der Antiprotonen ist gegeben durch:

$$\Phi = \frac{N_{in}}{a} = \frac{1}{a} \cdot N_{\bar{p}} \cdot \frac{1}{L \cdot f_{Rate}}$$

Die Zahl N_T der Targetprotonen ist:

$$N_T = a \cdot l \cdot \frac{N_a \cdot 2\rho_{H_2}}{M_{H_2}}$$

a bezeichnet die Targetfläche.

Insgesamt ergibt sich damit für den Wirkungsquerschnitt

$$\sigma = \frac{N_{\bar{p}p \rightarrow \pi^0 \omega \rightarrow 5\gamma}}{N_{\bar{p}}} K_{target} \frac{L \cdot f_{Rate}}{\varepsilon \bar{G}_{ew}} \frac{\Gamma_{tot}}{\Gamma_{\pi^0 \omega \rightarrow 5\gamma}}$$

Mit der targetabhängigen Konstanten K_{target}

$$K_{target} = \frac{M_{H_2}}{2\rho_{H_2} l N_a} = 5.33 \cdot 10^6 \mu b,$$

die sich ergibt aus:

M_{H_2}	(= 2 g/mol)	molare Masse des H_2 -Moleküls
ρ_{H_2}	(= 0,0708 g/cm ³)	Dichte von flüssigem H_2
l	(= 4,4 cm)	Länge der Probe
N_a	(= 6,022 10^{23} mol ⁻¹)	Avogadro-Konstante
2		Zahl der Kerne pro Molekül

Die partielle Zerfallsbreite Γ ergibt sich mit den Partialbreiten [33]:

$$\frac{\Gamma_{\omega \rightarrow \pi^0 \gamma}}{\Gamma_{tot}} = (8,5 \pm 0,5)\% \quad \frac{\Gamma_{\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma}}{\Gamma_{tot}} = (98,798 \pm 0,032)\%$$

$$\frac{\Gamma_{\eta \rightarrow \gamma \gamma}}{\Gamma_{tot}} = (39,21 \pm 0,34)\% \quad \frac{\Gamma_{\eta' \rightarrow \gamma \gamma}}{\Gamma_{tot}} = (2,11 \pm 0,13)\%$$

zu:

$$\frac{\Gamma_{\omega \pi^0 \rightarrow 5\gamma}}{\Gamma_{tot}} = \frac{\Gamma_{\omega \rightarrow \pi^0 \gamma} \cdot \Gamma_{\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma}^2}{\Gamma_{tot}} = (8,29 \pm 0,53)\%$$

$$\frac{\Gamma_{\omega \eta \rightarrow 5\gamma}}{\Gamma_{tot}} = \frac{\Gamma_{\omega \rightarrow \pi^0 \gamma} \cdot \Gamma_{\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma} \Gamma_{\eta \rightarrow 5\gamma}}{\Gamma_{tot}} = (3,29 \pm 0,87)\%$$

$$\frac{\Gamma_{\omega \eta' \rightarrow 5\gamma}}{\Gamma_{tot}} = \frac{\Gamma_{\omega \rightarrow \pi^0 \gamma} \cdot \Gamma_{\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma} \Gamma_{\eta' \rightarrow 5\gamma}}{\Gamma_{tot}} = (0,18 \pm 0,66)\%$$

6.2 Wirkungsquerschnitte

Mit der im vorherigen Abschnitt vorgestellten Normierung ist eine erstmalige Bestimmung der absoluten Wirkungsquerschnitte der Endzustandsreaktion $\omega\pi^0$, $\omega\eta$ und $\omega\eta'$ in der Antiproton-Proton Annihilation möglich. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.1 in Abhängigkeit des Strahlimpulses, bzw. der zur Verfügung stehenden Schwerpunktsenergie dargestellt.

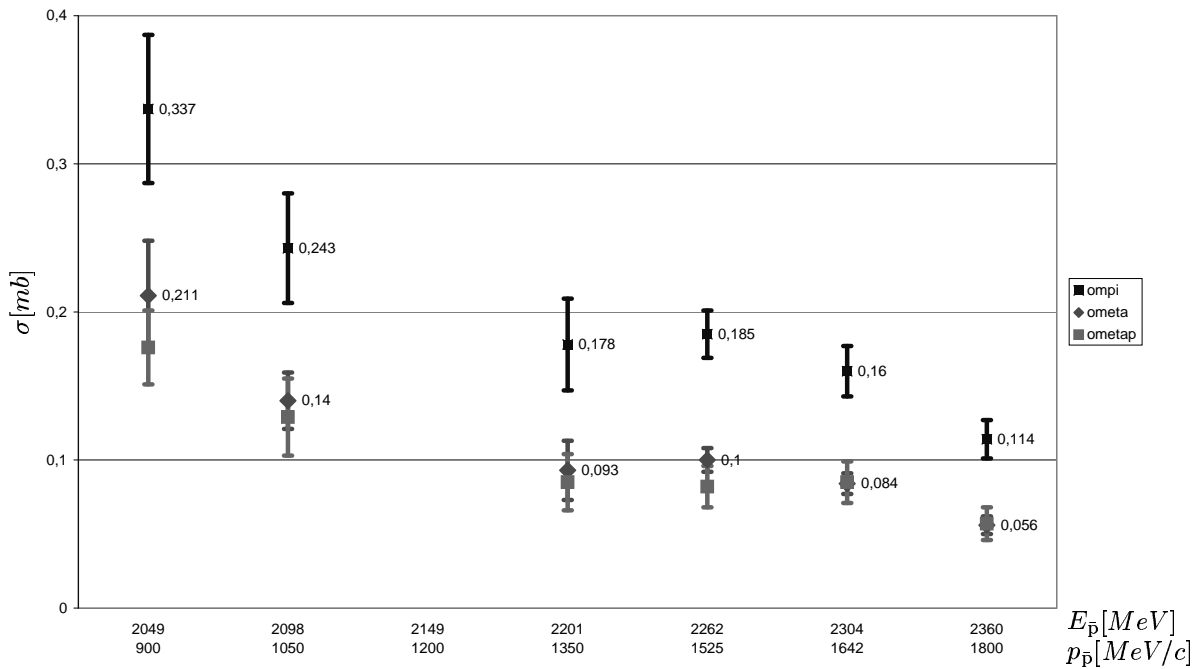


Abbildung 6.1: Totale Wirkungsquerschnitte der Endzustände $\omega\pi^0$, $\omega\eta$ und $\omega\eta'$ in der Antiproton-Proton Annihilation als Funktion des Antiprotonenstrahlimpulses bzw. der Schwerpunktsenergie.

Eine Überhöhung im Wirkungsquerschnitt kann als ein Hinweis auf eine Resonanz bei der entsprechenden Energie bzw. Masse angesehen werden. Allerdings ist innerhalb der Fehlergrenzen der berechneten Wirkungsquerschnitte der Funktionsverlauf durch eine glatte Kurve darstellbar, so dass sich hieraus kein Indiz auf resonante Strukturen ergibt. Auf Grund der limitierten Strahlzeit war eine Untersuchung bei mehr Strahlimpulsen und damit eine feinere Rasterung des Impulsbereiches, bei genügender Statistik, nicht realisierbar. Es besteht daher die Möglichkeit, dass resonante Strukturen zwar vorhanden, aber nicht auflösbar sind. Wie schon dargelegt ist eine Bestimmung des Wirkungsquerschnittes bei einem Antiprotonenstrahlimpuls von 1200 MeV/c wegen der fehlenden Zählerinformationen nicht möglich.

Die Resultate der Partialwellenanalyse werden in den folgenden Abschnitten dargestellt.

6.3 Winkelverteilungen

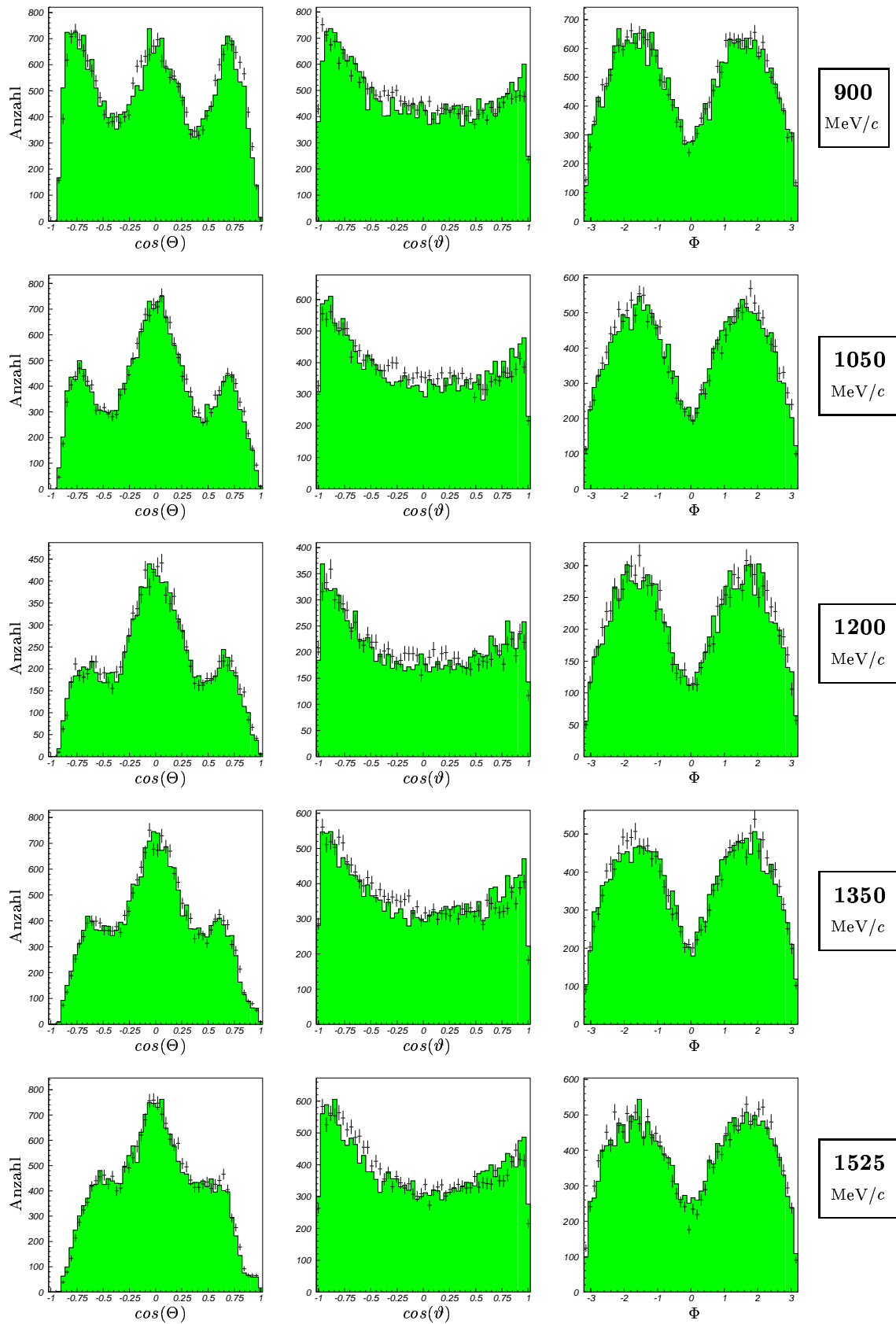
Im Rahmen einer Partialwellenanalyse wird versucht, eine optimale Anpassung aller in der Gewichtsfunktion 5.28 verwendeten Parameter an die Verteilungen physikalischer Messgrößen zu erreichen. Um die Güte der vorgenommenen Anpassungen zu visualisieren, ist ein Vergleich der realen Winkelverteilungen mit den sich aus den Fits ergebenden Verteilungen geeignet. In den Abbildungen 6.2, 6.3 und 6.4 sind die Produktionswinkelverteilungen ($\cos(\Theta)$) und die Zerfallswinkelverteilungen ($\cos(\vartheta)$) des ω -Mesons und die Treiman–Yang Winkelverteilungen (Φ) für die drei Endzustände und die Strahlimpulse des *broad scan* aufgeführt. Dabei entspricht der Produktionswinkel Θ einer Komponente des Raumwinkels Ω_j^s in Abbildung 5.1 und der Zerfallswinkel θ einer Komponente des Raumwinkels $\Omega_s^{s_1}$ oder $\Omega_t^{t_1}$. Der Treiman–Yang Winkel ist definiert als der Winkel zwischen der Produktions- und der Zerfallsebene einer Resonanz, in diesem Fall also der Winkel zwischen der Ebene, die durch die Strahlachse und den Impulsvektor des ω -Mesons aufgespannt wird und der Ebene, die durch den Impulsvektor und den Impulsvektor des π^0 oder des Photons aus dem ω -Zerfall definiert wird. Die Fehlerbalken in den Graphiken geben die realen Daten, die grau schattierten Flächen die Fitergebnisse wieder.

Zu erkennen ist eine sehr gute Übereinstimmung der Fits mit den Daten. Die dargestellten Verteilungen ergeben sich aus Anpassungen, die einen Gesamtdrehimpuls bis einschließlich $J = 6$ berücksichtigen. Abhängig vom zugelassenen, maximalen Gesamtdrehimpuls ist die Anzahl der freien, anzupassenden Parameter. Eine Reduktion der freien Parameter lässt sich erreichen durch eine Beschränkung auf den kleineren von zwei möglichen Bahndrehimpulsen L . Die entsprechenden Zahlenwerte sind in Tabelle 6.1 aufgelistet.

J_{max}	2	3	4	5	6	7	8
L	9	17	21	29	33	41	45
L_{min}	5	11	13	19	21	27	29

Tabelle 6.1: Parameteranzahl der Anpassungen für die Kanäle $\omega\pi^0$, $\omega\eta$ und $\omega\eta'$.

Der $\omega\pi^0$ Endzustand:



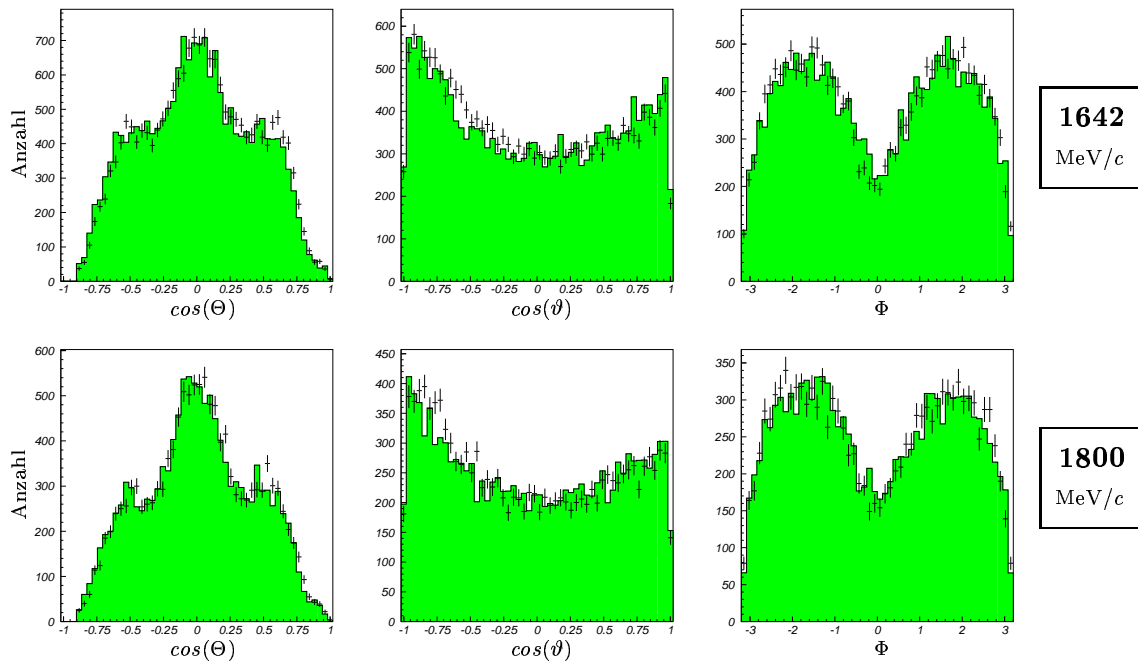
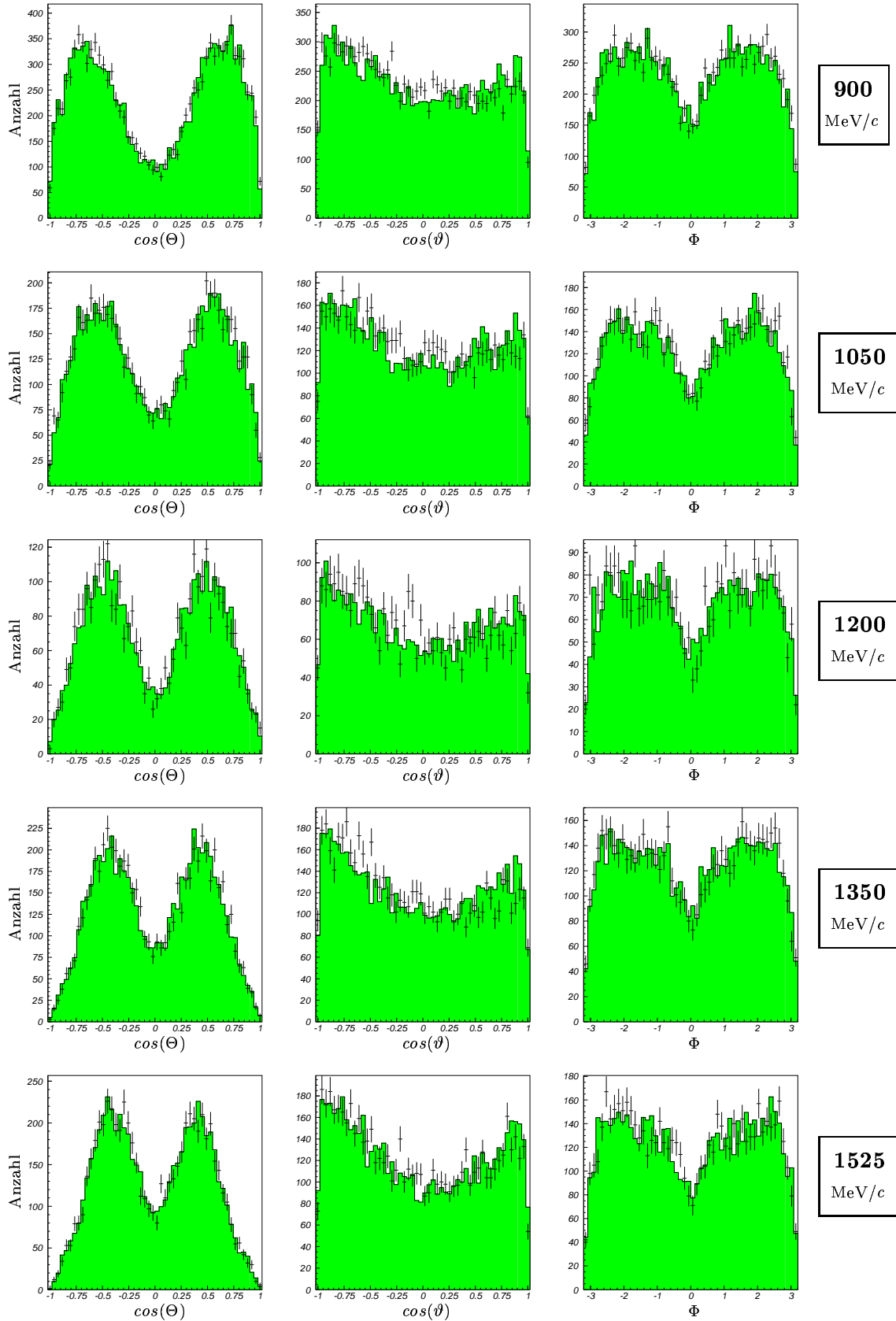


Abbildung 6.2: $\omega\pi^0$ -Winkelverteilungen für verschiedene \bar{p} -Strahlimpulse. Die erste Spalte stellt den Cosinus des ω -Produktionswinkels dar, die zweite Spalte visualisiert den Cosinus des ω -Zerfallswinkels und in der dritten Spalte ist der Treiman-Yang Winkel in Radian wiedergegeben.

Die ω -Produktionswinkelverteilungen des $\omega\pi^0$ -Kanals variieren stark mit dem Antiprotonenstrahlimpuls. Die Winkelverteilung besteht bei dem anfänglichen Strahlimpuls von 900 MeV/c aus drei gleich hohen Maxima bei Winkeln von etwa $\pm 45^\circ$ entlang und entgegen der Strahlrichtung und senkrecht zu ihr. Mit zunehmendem Impuls verschieben sich die $\pm 45^\circ$ -Maxima hin zu größeren Winkeln, sind weniger ausgeprägt und verschmieren mit dem dann dominierenden Maximum bei 90° . Die ω -Zerfallswinkelverteilungen und die Treiman-Yang Winkel werden nicht durch die Variation des Strahlimpulses beeinflusst, wobei die Treiman-Yang Winkelverteilungen zwei ausgeprägte Maxima bei 90° bzw. 270° aufweisen. Dies entspricht einer bevorzugt orthogonalen Orientierung der ω -Produktions- und Zerfallsebenen im Raum.

Der $\omega\eta$ Endzustand:



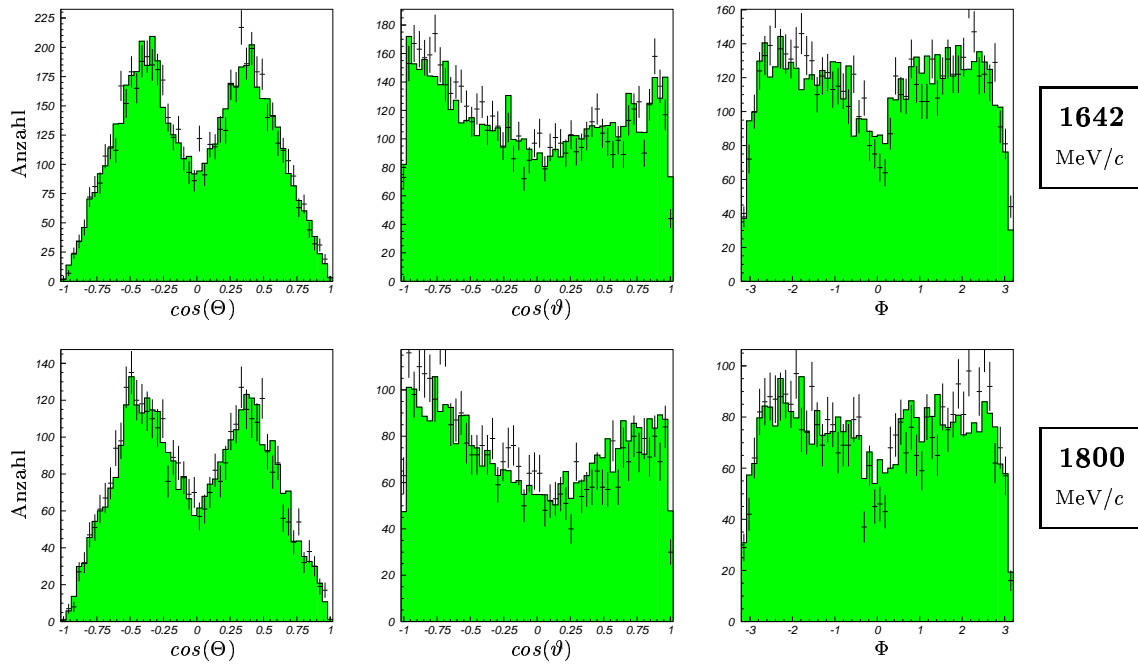
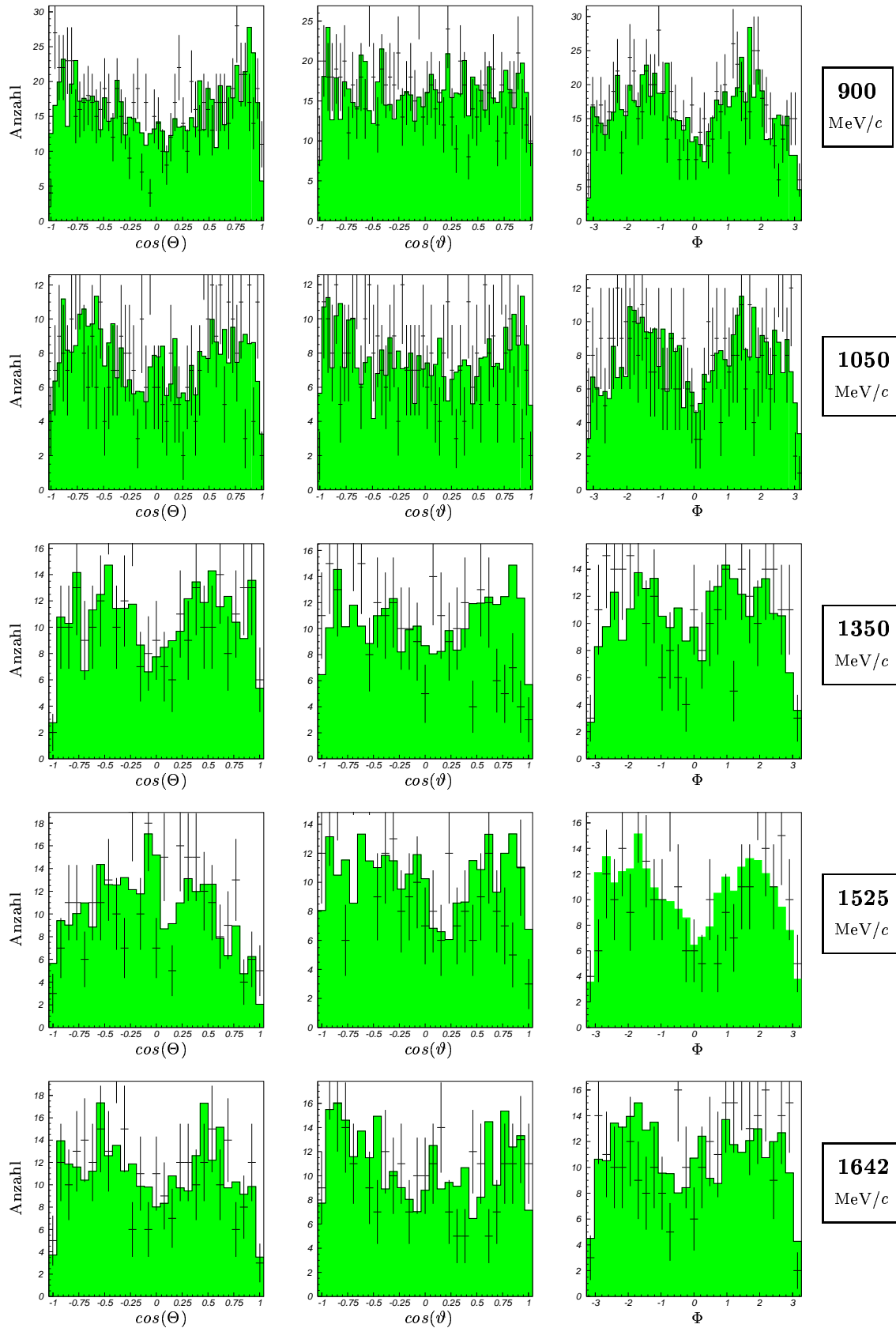


Abbildung 6.3: $\omega\eta$ -Winkelverteilungen für verschiedene \bar{p} -Strahlimpulse. Die erste Spalte stellt den Cosinus des ω -Produktionswinkels dar, die zweite Spalte visualisiert den Cosinus des ω -Zerfallswinkels und in der dritten Spalte ist der Treiman-Yang Winkel in Radian wiedergegeben.

Die ω -Produktionswinkelverteilungen des $\omega\eta$ -Kanals variieren im Vergleich zum $\omega\pi^0$ -Kanal in viel geringerem Maß mit dem Antiprotonenstrahlimpuls. Es ergeben sich zwei ausgeprägte Maxima bei $\pm 45^\circ$ entlang und entgegen der Strahlrichtung, die sich mit höherem Strahlimpuls bis hin zu $\pm 70^\circ$ bei 1800 MeV/c verschieben. Wie bei $\omega\pi^0$ ist eine Abhängigkeit des Zerfallswinkels und des Treiman-Yang Winkels vom Strahlimpuls nicht zu beobachten, wobei auch hier die Treiman-Yang Winkelverteilungen zwei Maxima bei 90° bzw. 270° aufweisen. Ebenso wie im $\omega\pi^0$ -Fall entspricht dies einer bevorzugt orthogonalen Orientierung der ω -Produktions- und Zerfallsebenen im Raum. Allerdings sind die Maxima weniger stark ausgeprägt und nehmen mit zunehmenden Antiprotonenstrahlimpuls ab.

Der $\omega\eta'$ Endzustand:



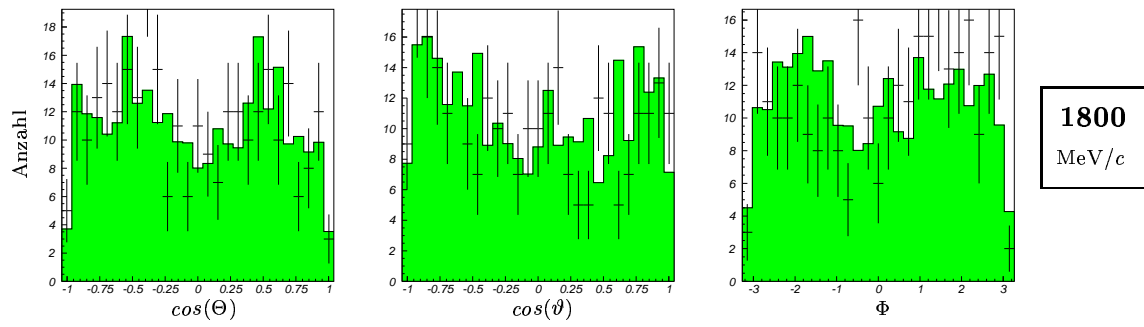


Abbildung 6.4: $\omega\eta'$ -Winkelverteilungen für verschiedene \bar{p} -Strahlimpulse. Die erste Spalte stellt den Cosinus des ω -Produktionswinkels dar, die zweite Spalte visualisiert den Cosinus des ω -Zerfallswinkels und in der dritten Spalte ist der Treiman–Yang Winkel in Radian wiedergegeben.

Für den $\omega\eta'$ -Kanal ist es wegen der geringen Zahl von Ereignissen schwierig eine gute Anpassung zu erreichen. Der Verlauf der Winkelverteilungen in diesem Kanal erscheint ähnlich dem Verhalten der Verteilungen im $\omega\eta$ -Kanal.

6.4 Beitragende Gesamtdrehimpulse

Ein qualitatives Mass für die Güte der Anpassungen ergibt sich aus den errechneten Likelihood–Werten der Minimierungen. Der Absolutwert der Likelihood–Werte ist dabei nicht von Interesse, sondern die relativen Differenzen der Werte aus unterschiedlichen Fits.

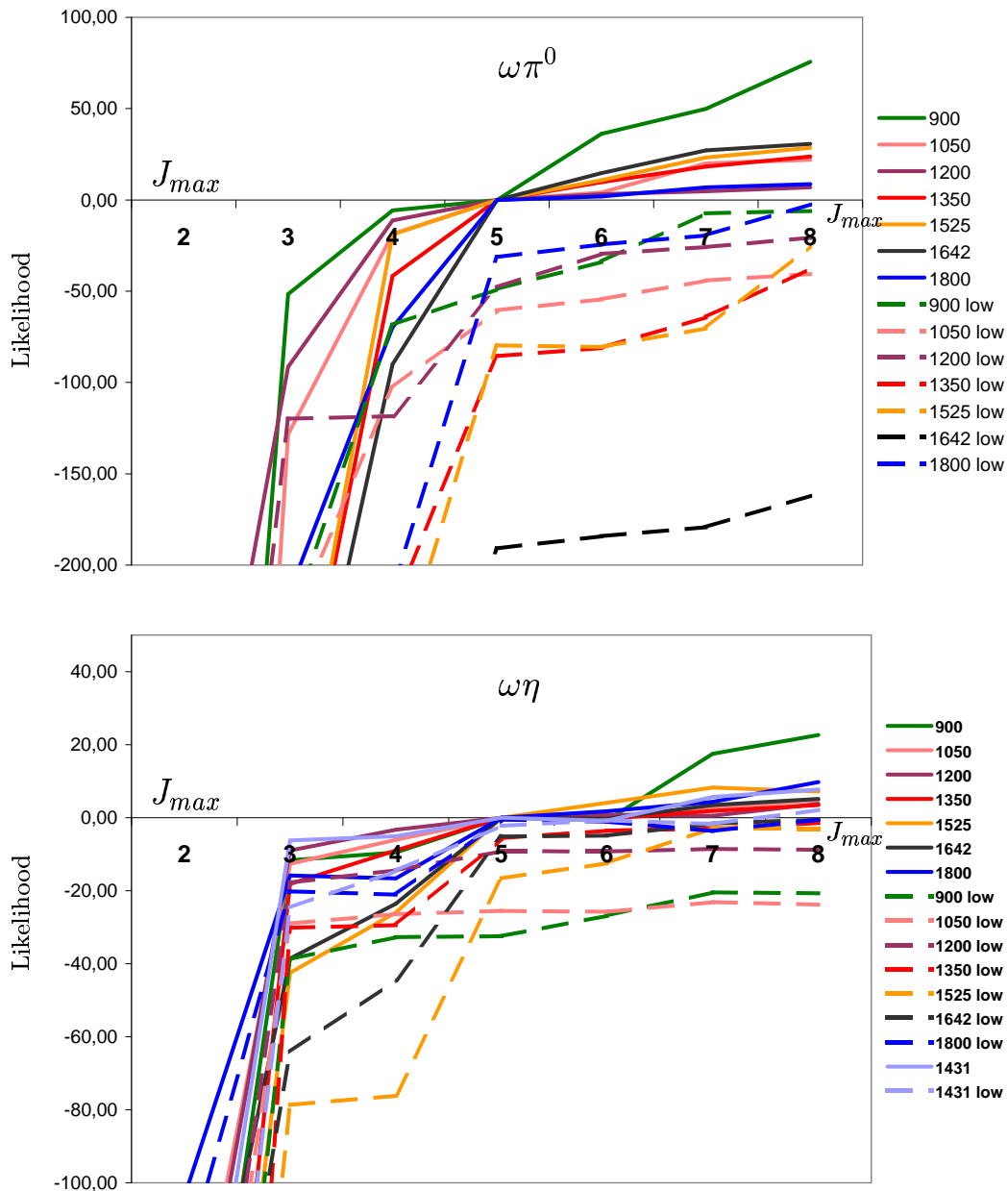


Abbildung 6.5: Relative Änderungen der Likelihood–Werte als Funktion des maximal beitragenden Gesamtdrehimpulses J normiert auf den Likelihoodwert bei $J = 5$. Die gestrichelten Linien repräsentieren Anpassungen, bei denen nur der niedrigere der möglichen Bahndrehimpulse L zum Gesamtdrehimpuls J zugelassen wurde.

Sie erlauben Aussagen zu Verbesserungen bzw. Verschlechterungen zwischen verschiedenen Fitstrategien und Startparametern. Insbesondere lässt sich daraus eine Aussage gewinnen, bis zu welchem Wert des Gesamtdrehimpulses J die Anpassung an die Daten eine deutliche Verbesserung erfährt, woraus auf den maximal beitragenden Gesamtdrehimpuls J_{max} geschlossen werden kann. In Abbildung 6.5 sind die relativen Änderungen der Likelihood in Abhängigkeit des Gesamtdrehimpulses J bzgl. eines Referenzwertes bei $J = 5$ dargestellt. Die obere Abbildung bezieht sich auf den Endzustand $\omega\pi^0$, die untere auf den Kanal $\omega\eta$. Das grundsätzliche Verhalten der Anpassungen bestätigt die aus der Kinematik resultierenden Vermutungen:

- Mit höherem Strahlimpuls erhöht sich auch der maximal beitragende Gesamtdrehimpuls.
- Bei grösserer Masse des gegen das ω rückstossenden, pseudoskalaren Mesons, nimmt der maximal beitragende Gesamtdrehimpuls ab.

Für den Fall des $\omega\pi^0$ -Endzustandes ergibt sich, dass bei einem Strahlimpuls von 900 MeV/c bei einer Erhöhung des Gesamtdrehimpulses im Fit von $J = 3$ auf $J = 4$ keine deutliche Verbesserung des Likelihood-Wertes festzustellen ist. Bei höheren Strahlimpulsen von 1050 MeV/c bis 1525 MeV/c muss $J = 4$ und bei noch höheren Strahlimpulsen $J = 5$ berücksichtigt werden. Falls nur der niedrigere, mögliche Bahndrehimpuls zu einem bestimmten J zu dem Fit zugelassen wird (gestrichelte Linien in Abb. 6.5), erscheint erst $J = 5$ für eine adäquate Anpassung ausreichend.

Der Endzustand $\omega\eta$ ist im betrachteten Impulsbereich offensichtlich mit einem maximal beitragenden Gesamtdrehimpuls von $J = 3$ beschreibbar, wobei auch hier eine Berücksichtigung von $J = 5$ bei Strahlimpulsen ab 1525 MeV/c eine Verbesserung bewirkt.

Ein ähnliches Verhalten findet sich auch im Endzustand $\omega\eta'$, wird aber an dieser Stelle auf Grund der geringen Statistik nicht näher ausgeführt.

Das beschriebene Verhalten des maximal beitragenden Gesamtdrehimpulses ist für alle drei Kanäle in Abbildung 6.6 graphisch wiedergegeben.

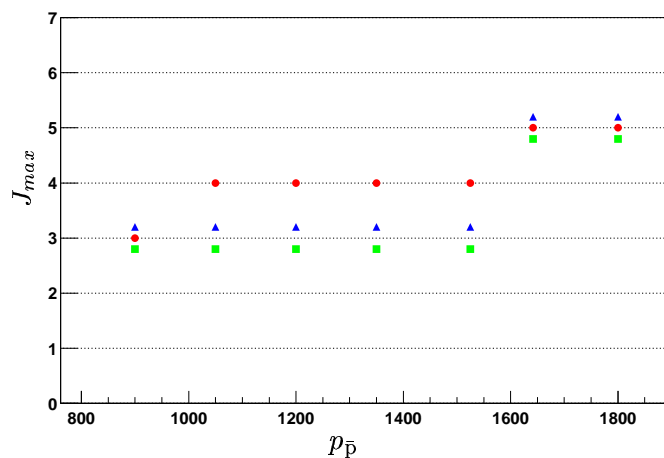


Abbildung 6.6: Maximal beitragender Gesamtdrehimpuls J_{max} als Funktion des Anti-protonenstrahlimpulses p für $\omega\pi^0$ (Kreis), $\omega\eta$ (Quadrat) und $\omega\eta'$ (Dreieck).

6.5 Partialwellen

Die oben festgestellten Tendenzen lassen sich auch auf der Ebene der einzelnen Partialwellen verifizieren.

6.5.1 Partialwellenbeiträge

In den Abbildungen 6.10, 6.11, 6.12, 6.13, 6.14 und 6.15 sind die Beiträge der Partialwellen am totalen Wirkungsquerschnitt der Endzustände $\omega\pi^0$ und $\omega\eta$ in der Antiproton–Proton Annihilation als Funktion der Masse dargestellt. Es wird ersichtlich, dass Partialwellen zu einem Gesamtdrehimpuls von $J = 6$ oder höher keinen, oder einen nur äusserst geringen Beitrag zur Gewichtsfunktion, bzw. zum Wirkungsquerschnitt liefern. Dies gilt für beide Endzustandskanäle $\omega\pi^0$ und $\omega\eta$ und stützt die Vermutung, dass im betrachteten Impulsbereich bis 1800 MeV/c in der Antiproton–Proton Annihilation keine höheren Gesamtdrehimpulse als $J = 5$ produziert, bzw. formiert werden. Die relativen Anteile der einzelnen Partialwellen sind unter Berücksichtigung von Drehimpulsen bis $J = 8$ bestimmt worden.

Die Abbildung 6.10 zeigt die Beiträge der $\bar{p}p$ -Partialwellen am Endzustand $\omega\pi^0$ für den *broad scan*, Abbildung 6.11 diejenigen für den *fine scan*. Die Kurvenverläufe zeigen bis auf den Verlauf der 1^{--} -Welle keine Auffälligkeiten. Der Beitrag der 1^{--} -Welle am Gesamtwirkungsquerschnitt nimmt mit steigendem Antiprotonenstrahlimpuls zu und erreicht bei 1800 MeV/c etwa einen 50 % Anteil. Zur besseren Übersicht ist die 1^{--} -Welle in Abbildung 6.7 auszugsweise dargestellt.

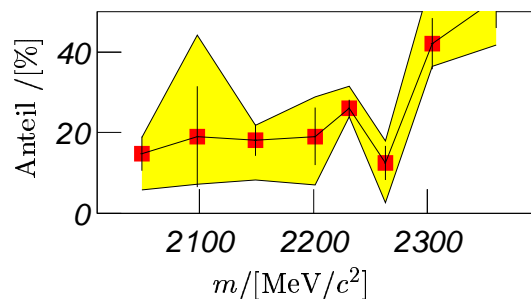


Abbildung 6.7: ${}^3S_1/{}^3D_1 \leftrightarrow 1^{--}$ Partialwellenanteil im $\omega\pi^0$ Endzustand

Dies überrascht insofern, als dass die 3^{--} -Welle und die 5^{--} -Welle relativ konstant verlaufen und die 2^{--} -Welle und die 4^{--} -Welle mit höherem Antiprotonenstrahlimpuls abnehmen, was keinen Widerspruch zu der auf Grund der Likelihood Entwicklung geäusserten Hypothese bzgl. J_{max} bedeuten muss. Die Anpassung benötigt die höheren Drehimpulse offensichtlich nicht um Intensitäten korrekt wiederzugeben, sondern um die Kinematik der Prozesse wiederzuspiegeln.

Die hervorzuhebenden Partialwellen des $\omega\eta$ -Kanals sind die 1^{+-} -Welle und die 2^{--} -Welle (siehe Abbildungen 6.12 und 6.13), die in Abbildung 6.8 gezeigt sind.

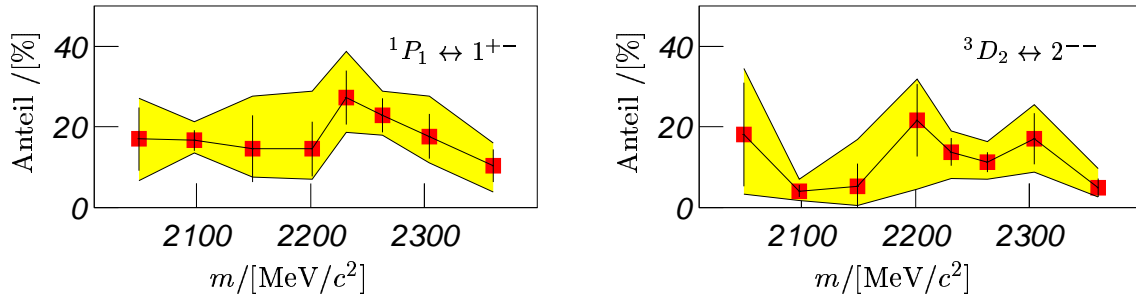


Abbildung 6.8: ${}^3D_2 \leftrightarrow 2^{--}$ Partialwellenanteil und ${}^1P_1 \leftrightarrow 1^{+-}$ Partialwellenanteil des $\omega\eta$ Endzustandes.

Bei der 1^{+-} -Welle kommt es im Bereich der Schwerpunktsenergie zwischen 2200 und 2300 MeV zu einer Erhöhung des Partialwellenbeitrages von etwa 15 % auf 25 %. Dieser Energiebereich ist im *fine scan* höher aufgelöst und hier zeigen sich bei einer Energie von 2230 MeV und 2238 MeV Erhöhungen des Partialwellenbeitrages. Im Fall der 2^{--} -Welle wird nur in der besseren Auflösung des *fine scan* eine Erhöhungen des Partialwellenbeitrages bei etwa 2235 MeV auf ca. 40% ersichtlich ¹. Die 2^{--} -Welle aus dem *fine scan* ist in Abbildung 6.9 auszugsweise dargestellt.

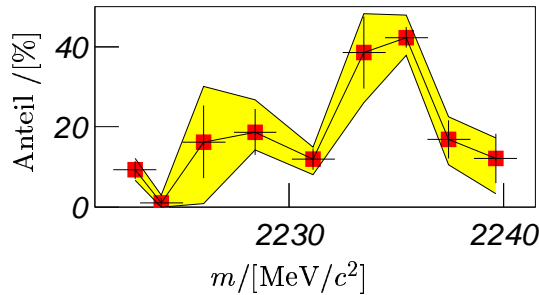


Abbildung 6.9: ${}^3D_2 \leftrightarrow 2^{--}$ Partialwellenanteil des $\omega\eta$ Endzustand im *fine scan*

6.5.2 Partialwellenamplituden

In den Abbildungen 6.16 und 6.17 sind die Anpassungen der Partialwellenamplituden in der Form $|\Pi_{M_\mu}^{J_\mu=1} \alpha_{\lambda_\omega, \lambda_{\pi^0}}^{J_\mu}|$ (zur Notation vgl. 5.28) für den $\omega\pi^0$ Kanal als Funktion der Masse dargestellt. Die Anpassungsergebnisse der Amplituden für den $\omega\eta$ Kanal sind in den Abbildungen 6.18 und 6.19 gezeigt.

Aus den Funktionsverläufen ist keine Tendenz erkennbar. Der (grau hinterlegte) Bereich der möglichen Kurvenverläufe, der sich aus der Variation der Startwerte der Anpassungen ergibt, schränkt den Wertebereich nicht ausreichend ein. Eine generelle Aussage zu den Partialwellenamplituden, wäre nur durch eine Erhöhung der Ereigniszahlen, die der

¹Eine detaillierte Analyse dieses Bereiches [40], mit dem Ziel des Nachweises des dort theoretisch erwarteten Tensor-Glueball-Kandidaten $\xi(2230)$, schliesst mit einer oberen Grenze von 95% Aussagewahrscheinlichkeit dessen Existenz aus.

Anpassung angebotenen werden erreichbar, bei einer gleichzeitigen Steigerung der untersuchten Antiprotonenstrahlpulse. Beides ist durch eine Realisierung des geplanten HESR². -Projektes bei der GSI³. in Darmstadt möglich.

²High Energy Storage Ring

³Gesellschaft für Schwerionenforschung

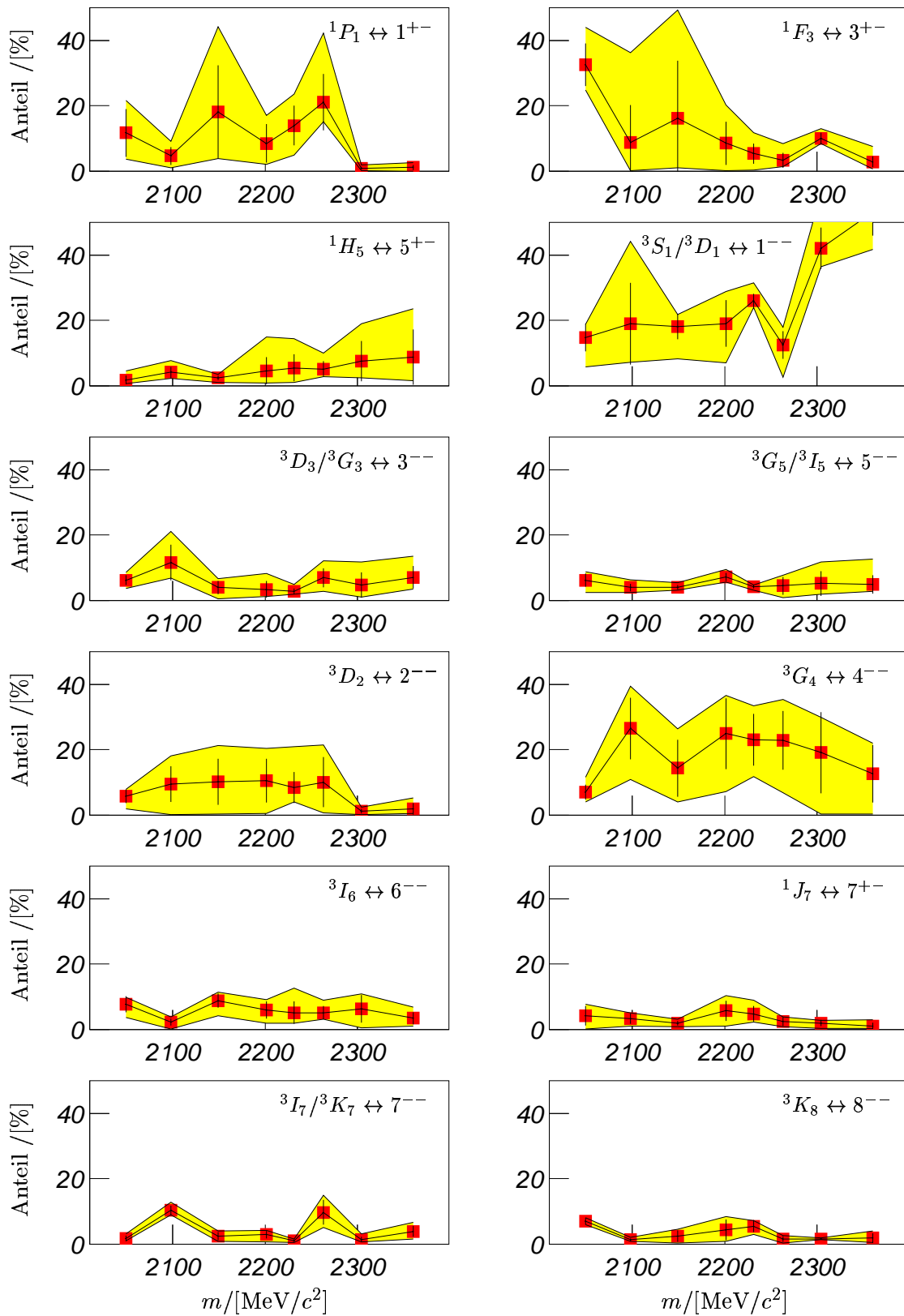


Abbildung 6.10: Beiträge der $\bar{p}p$ -Partialwellen am Endzustand $\omega\pi^0$ für den *broad scan*. Die Fehlerbalken ergeben sich aus dem Minimierungsverfahren des Fits, der grau schattierte Bereich stellt den Fehlerbereich dar, der sich aus der Variation der Startwerte der Parameter des Fits ergibt.

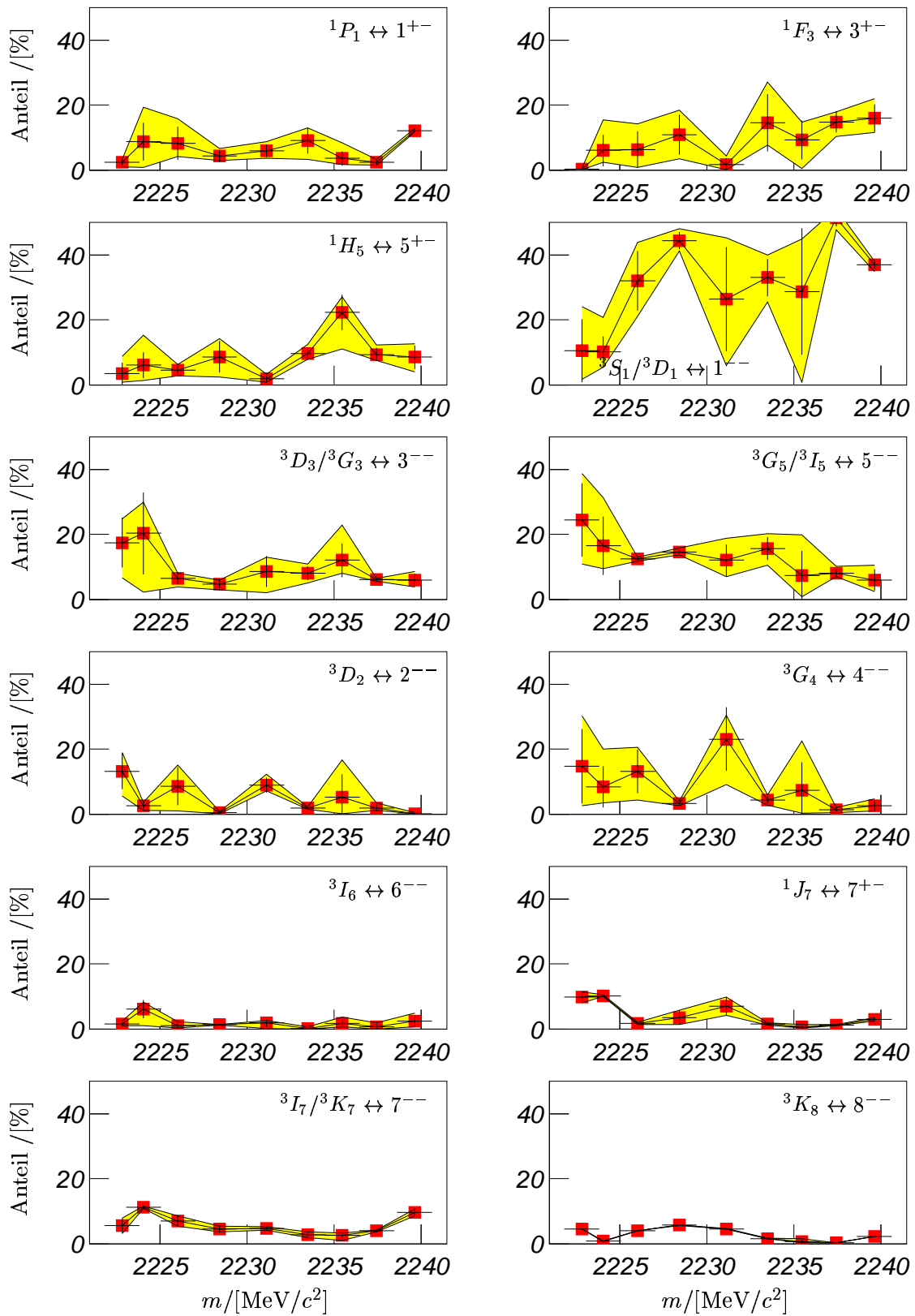


Abbildung 6.11: Beiträge der $\bar{p}p$ -Partialwellen am Endzustand $\omega\pi^0$ für den *fine scan*. Die Fehlerbalken ergeben sich aus dem Minimierungsverfahren des Fits, der grau schattierte Bereich stellt den Fehlerbereich dar, der sich aus der Variation der Startwerte der Parameter des Fits ergibt.

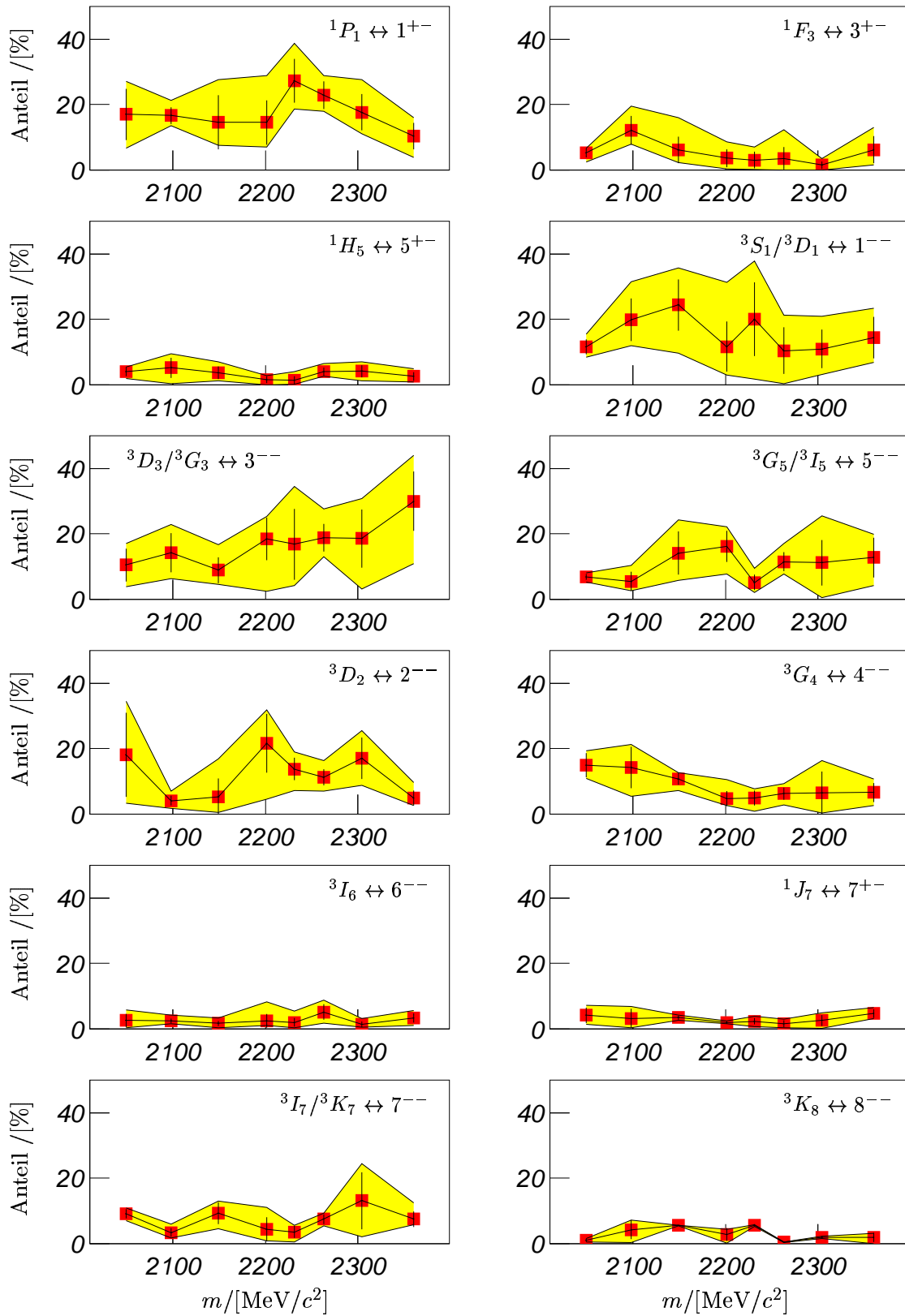


Abbildung 6.12: Beiträge der $\bar{p}p$ -Partialwellen am Endzustand $\omega\eta$ für den *broad scan*. Die Fehlerbalken ergeben sich aus dem Minimierungsverfahren des Fits, der grau schattierte Bereich stellt den Fehlerbereich dar, der sich aus der Variation der Startwerte der Parameter des Fits ergibt.

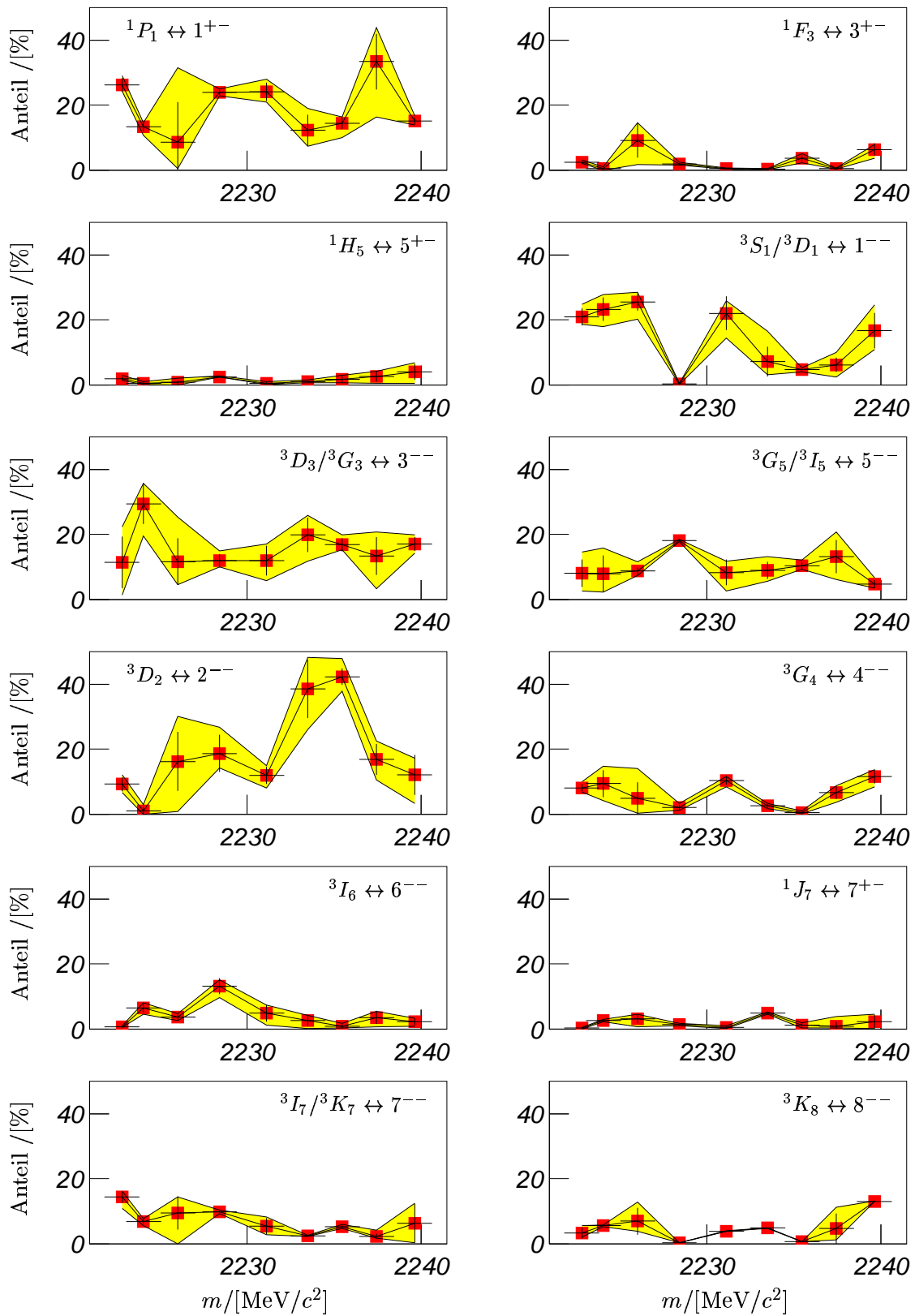


Abbildung 6.13: Beiträge der $\bar{p}p$ -Partialwellen am Endzustand $\omega\eta$ für den *fine scan*. Die Fehlerbalken ergeben sich aus dem Minimierungsverfahren des Fits, der grau schattierte Bereich stellt den Fehlerbereich dar, der sich aus der Variation der Startwerte der Parameter des Fits ergibt.

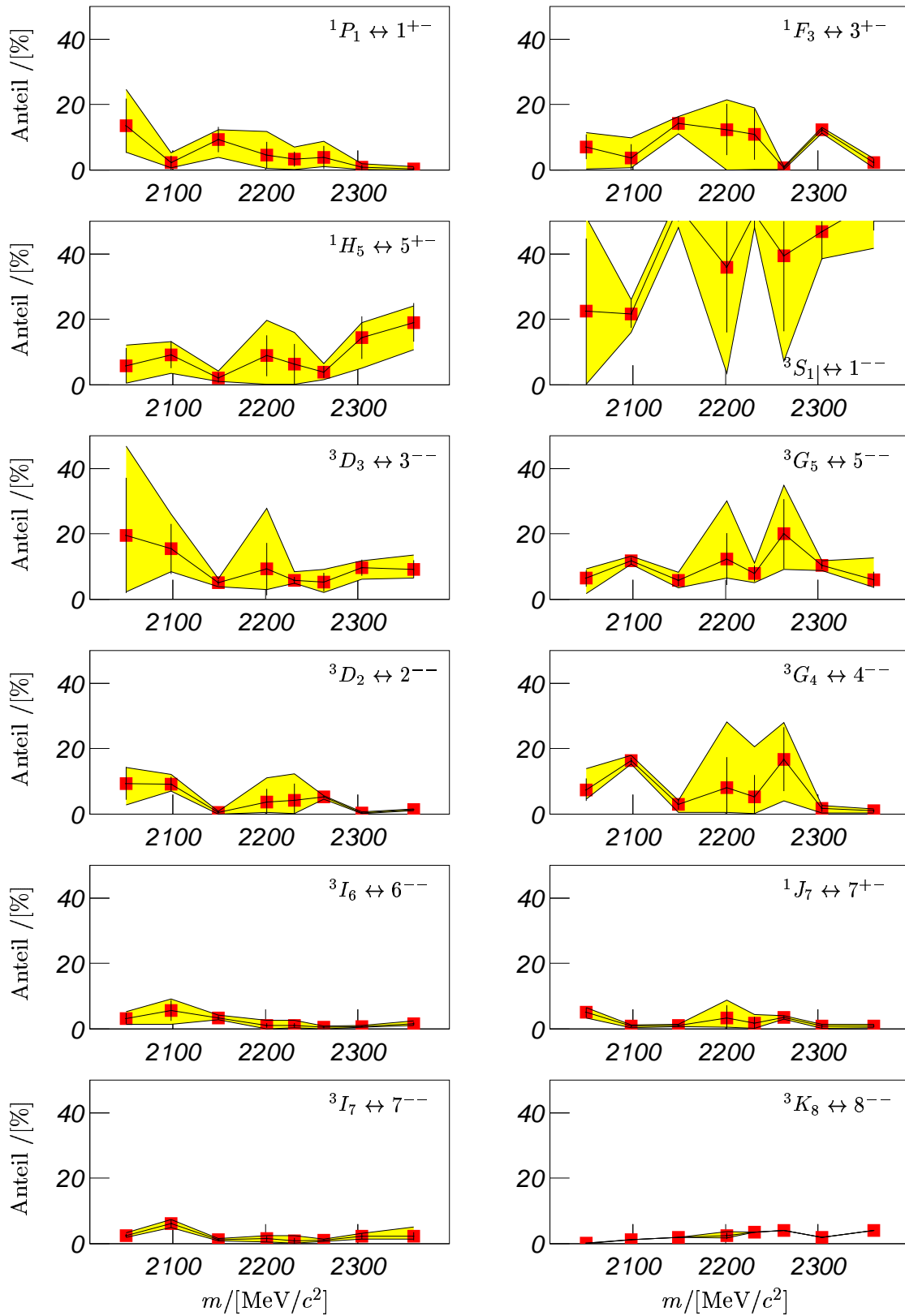


Abbildung 6.14: Beiträge der $\bar{p}p$ -Partialwellen am Endzustand $\omega\pi^0$ für den *broad scan*, wobei nur die kleineren Bahndrehimpulse pro beitragendem J zum Fit zugelassen wurden. Die Fehlerbalken ergeben sich aus dem Minimierungsverfahren des Fits, der grau schattierte Bereich stellt den Fehlerbereich dar, der sich aus der Variation der Startwerte der Parameter des Fits ergibt.

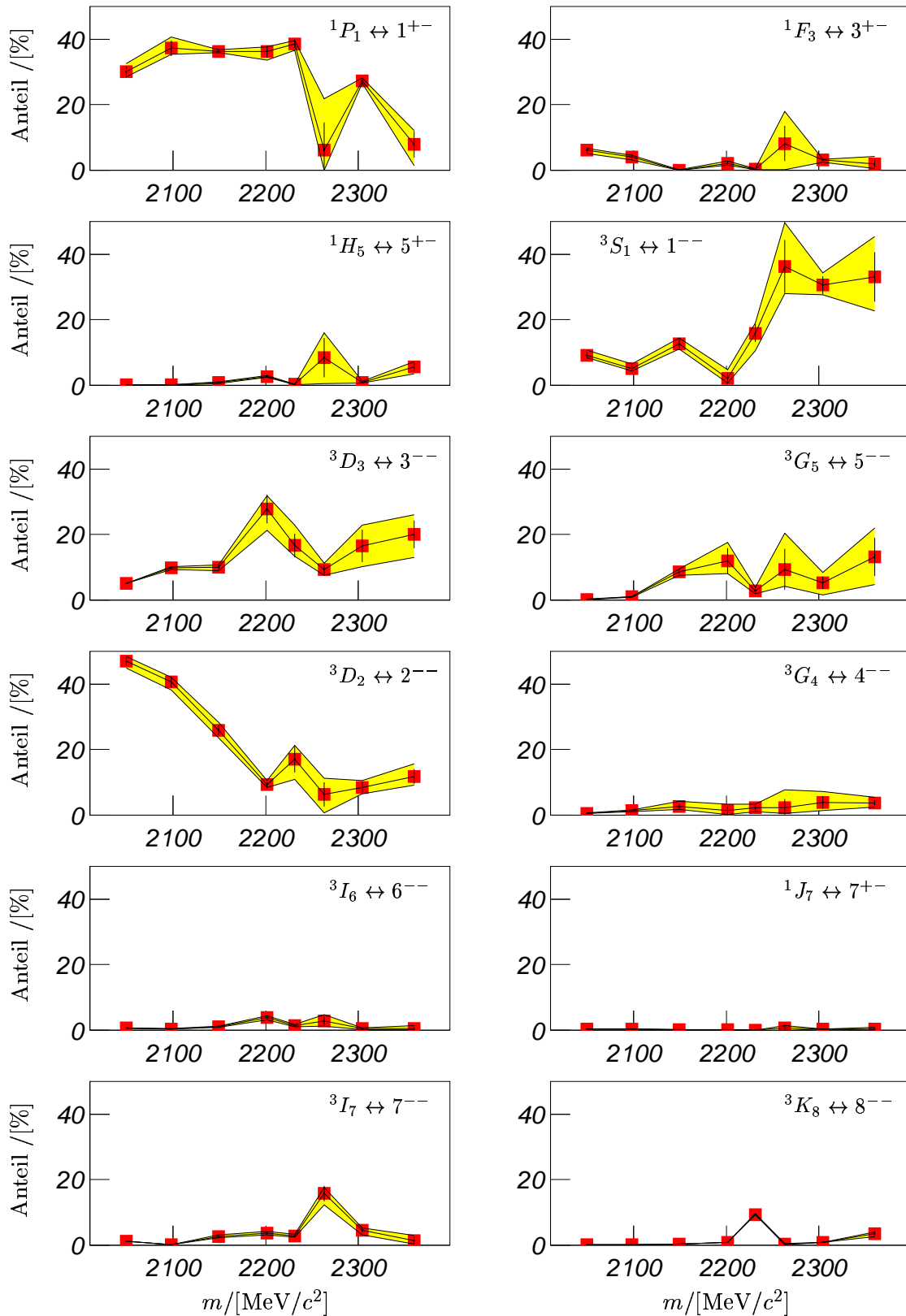


Abbildung 6.15: Beiträge der $\bar{p}p$ -Partialwellen am Endzustand $\omega\eta$ für den *broad scan*, wobei nur die kleineren Bahndrehimpulse pro beitragendem J zum Fit zugelassen wurden. Die Fehlerbalken ergeben sich aus dem Minimierungsverfahren des Fits, der grau schattierte Bereich stellt den Fehlerbereich dar, der sich aus der Variation der Startwerte der Parameter des Fits ergibt.

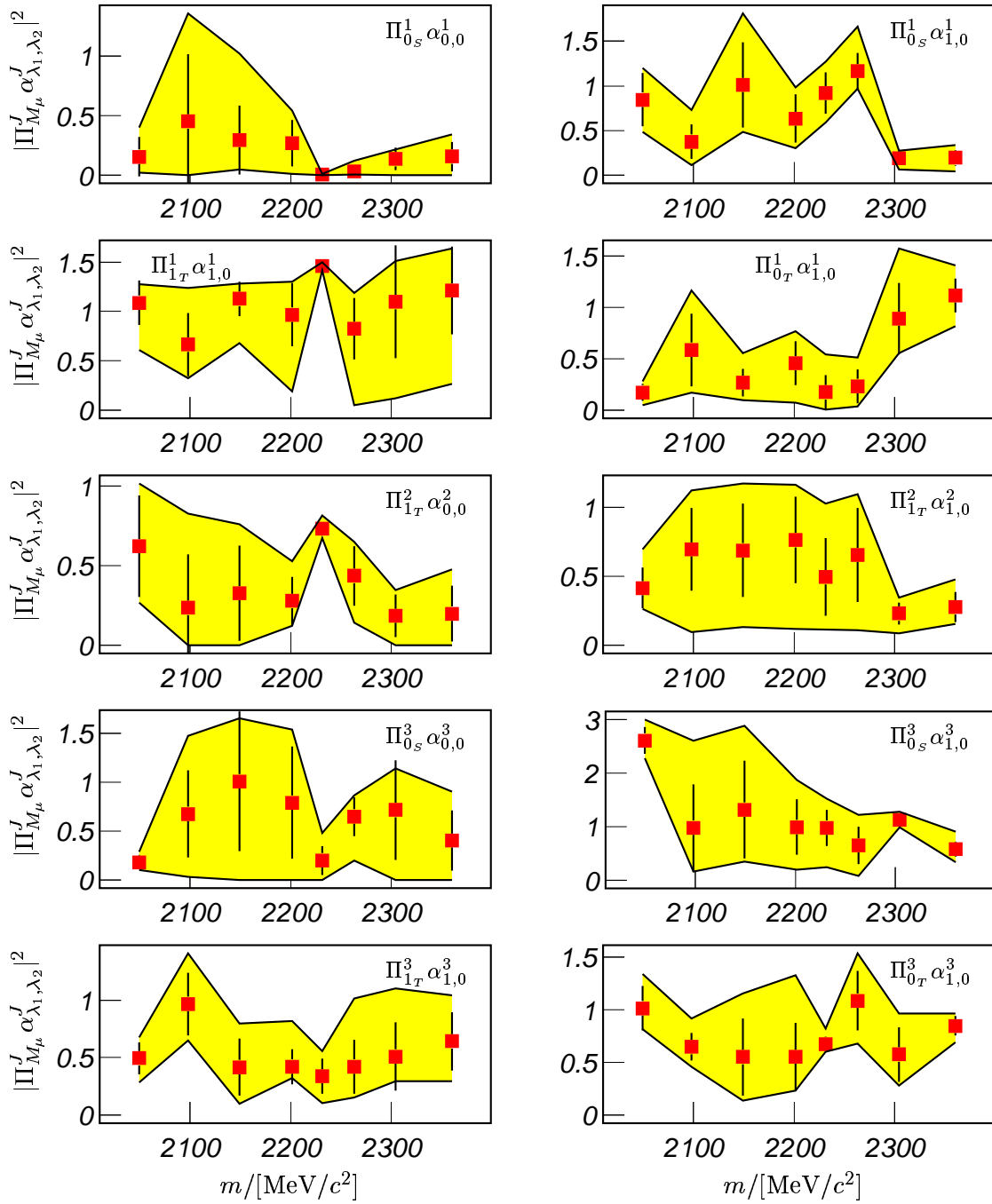


Abbildung 6.16: $|\Pi_{M_\mu}^{J\mu} \alpha_{\lambda_\omega, \lambda_\pi}^{J\mu}|^2$ der $J = 1$, $J = 2$ und $J = 3$ Partialwellen des Endzustandes $\omega\pi^0$. Die Fehlerbalken ergeben sich aus dem Minimierungsverfahren des Fits, der grau schattierte Bereich stellt den Fehlerbereich dar, der sich aus der Variation der Startwerte der Parameter des Fits ergibt. S und T bezeichnen abkürzend Singulett und Triplett Zustände.

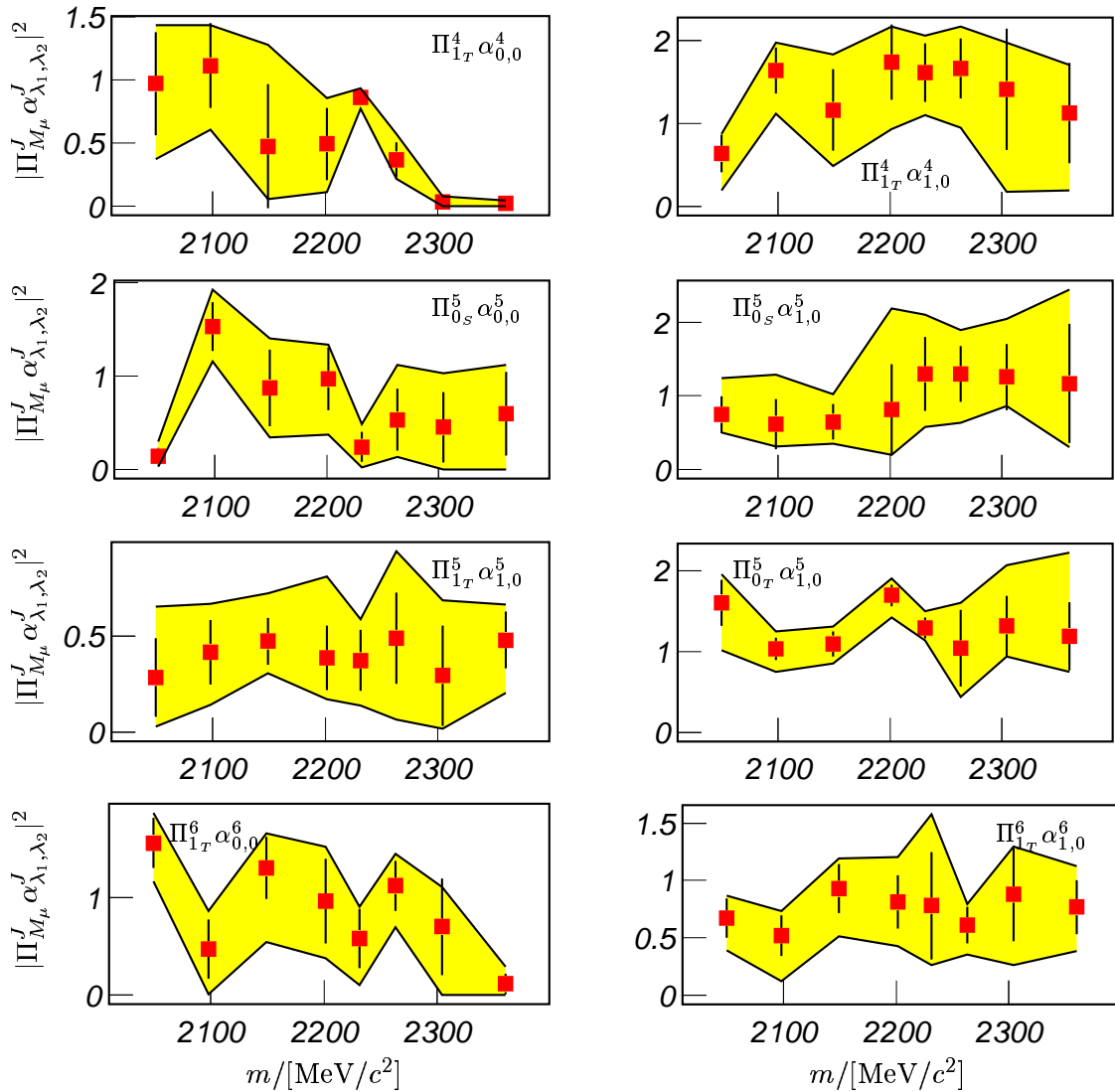


Abbildung 6.17: $|\Pi_{M_\mu}^{J\mu} \alpha_{\lambda_\omega, \lambda_{\pi^0}}^{J\mu}|^2$ der $J = 4$, $J = 5$ und $J = 6$ Partialwellen des Endzustandes $\omega\pi^0$. Die Fehlerbalken ergeben sich aus dem Minimierungsverfahren des Fits, der grau schattierte Bereich stellt den Fehlerbereich dar, der sich aus der Variation der Startwerte der Parameter des Fits ergibt. S und T bezeichnen abkürzend Singulett und Triplet Zustände.

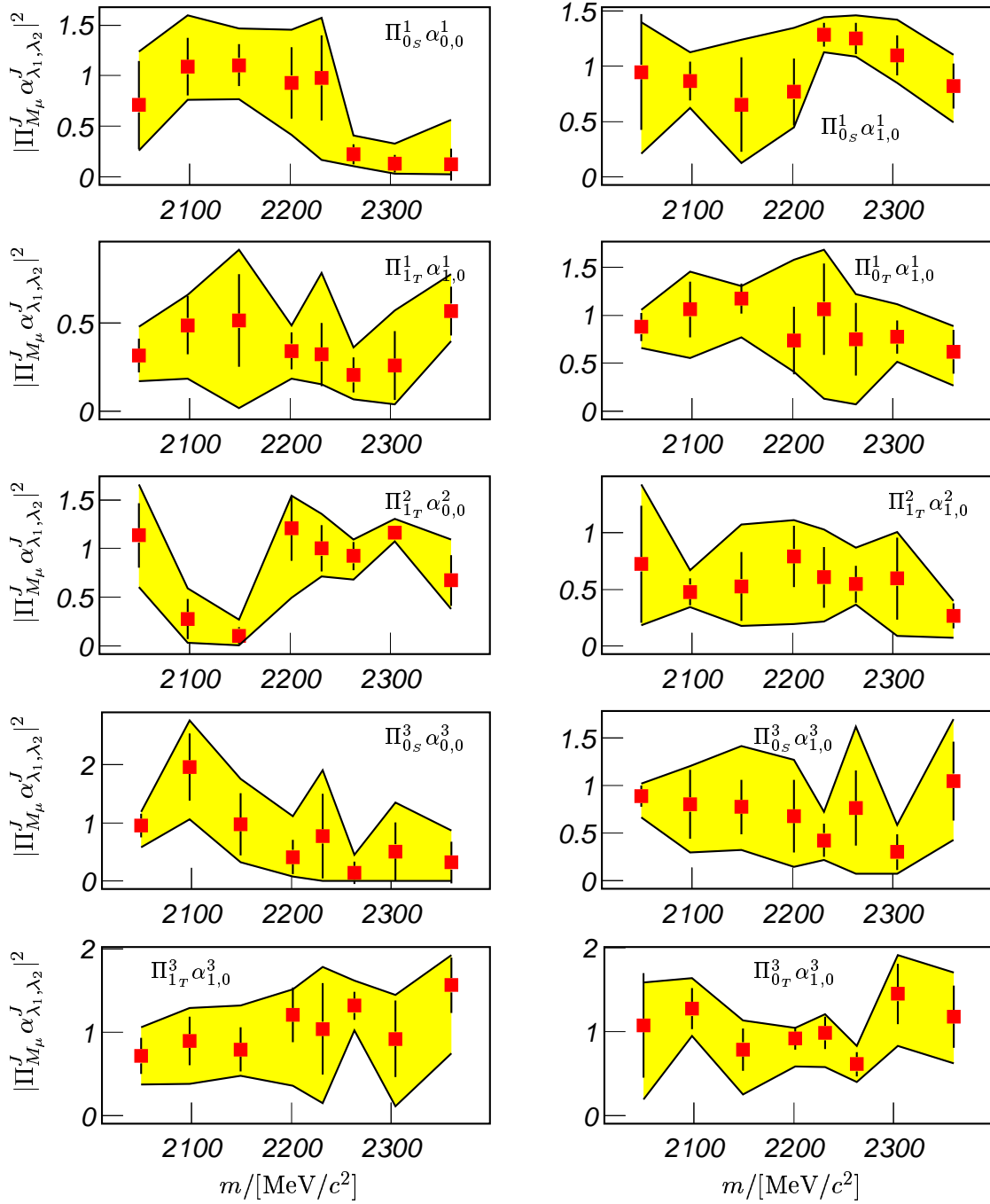


Abbildung 6.18: $|\Pi_{M_\mu}^J \alpha_{\lambda_\omega, \lambda_\eta}^J|^2$ der $J = 1$, $J = 2$ und $J = 3$ Partialwellen des Endzustandes $\omega\eta$. Die Fehlerbalken ergeben sich aus dem Minimierungsverfahren des Fits, der grau schattierte Bereich stellt den Fehlerbereich dar, der sich aus der Variation der Startwerte der Parameter des Fits ergibt. S und T bezeichnen abkürzend Singulett und Triplet Zustände.

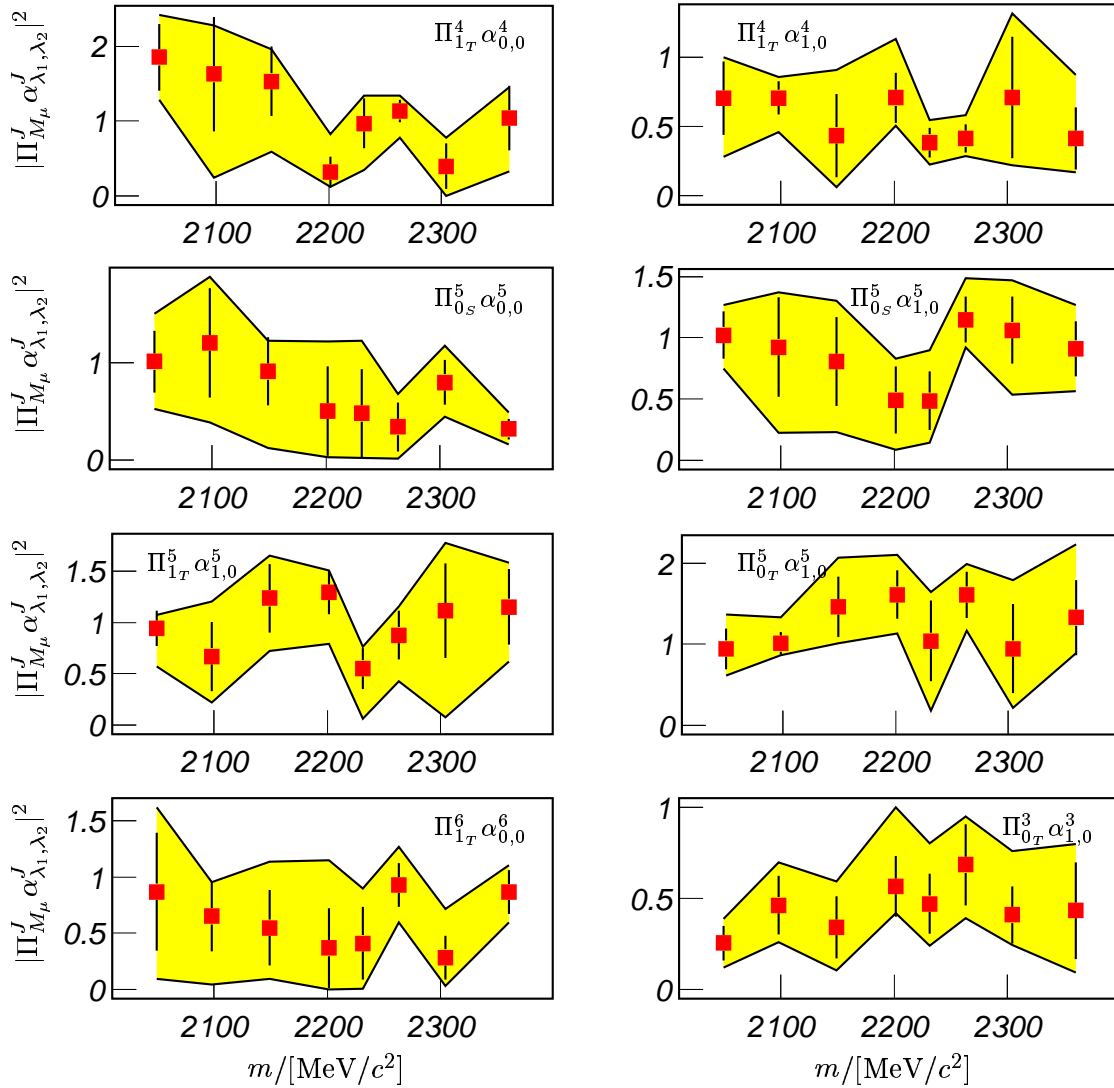


Abbildung 6.19: $|\Pi_{M_\mu}^{J_\mu} \alpha_{\lambda_\omega, \lambda_\eta}^{J_\mu}|^2$ der $J = 4$, $J = 5$ und $J = 6$ Partialwellen des Endzustandes $\omega\eta$. Die Fehlerbalken ergeben sich aus dem Minimierungsverfahren des Fits, der grau schattierte Bereich stellt den Fehlerbereich dar, der sich aus der Variation der Startwerte der Parameter des Fits ergibt. S und T bezeichnen abkürzend Singulett und Triplet Zustände.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde erstmalig eine vollständige Partialwellenanalyse der Proton–Antiproton Annihilation in die Endzustände $\omega\pi^0$, $\omega\eta$ und $\omega\eta'$ bis zu einem Drehimpuls von $J = 8$ durchgeführt. Die Analyse ergab, dass für Proton–Antiproton Annihilationen bis zu einem Antiprotonenstrahlimpuls von 1350 MeV/c eine Berücksichtigung der Partialwellen der Drehimpulse bis $J = 3$ notwendig ist. Bei Strahlimpulsen von 1800 MeV/c wurden Partialwellen bis $J = 5$ für eine zufriedenstellende Beschreibung erforderlich. Diese Ergebnisse sind in Übereinstimmung mit Resultaten, die in einer früheren Untersuchung gewonnen wurden [7]. Der Verlauf der Partialwellen als Funktion des Antiprotonenstrahlimpulses und deren Beiträge zur Gewichtsfunktion zeigen keine eindeutige Struktur.

Weiterhin wurde in dieser Arbeit der totale Wirkungsquerschnitt der oben genannten Endzustandsreaktionen in Abhängigkeit des Antiprotonenstrahlimpulses bestimmt zu den in Tabelle 7.1 angegebenen Werten.

Kanal	900 $\frac{MeV}{c}$	1050 $\frac{MeV}{c}$	1350 $\frac{MeV}{c}$	1525 $\frac{MeV}{c}$	1642 $\frac{MeV}{c}$	1800 $\frac{MeV}{c}$
$\omega\pi^0$	0,337	0,243	0,178	0,185	0,160	0,114
$\omega\eta$	0,211	0,140	0,093	0,100	0,084	0,056
$\omega\eta'$	0,177	0,126	0,085	0,082	0,084	0,056

Tabelle 7.1: Totaler Wirkungsquerschnitt der drei Endzustände $\omega\pi^0$, $\omega\eta$ und $\omega\eta'$ in mb .

Für eine detailliertere Untersuchung, die Strukturen in den Partialwellen auflösen könnte, wäre eine höhere Statistik pro Strahlimpuls und eine Verringerung des Impulsabstandes notwendig. Beides soll im Rahmen des PANDA- Projektes an der GSI umgesetzt werden. Daß eine Partialwellenanalyse der dort anfallenden Daten ohne eine Beschränkung auf niedrige Drehimpulse möglich sein wird, ist mit dieser Arbeit gezeigt worden.

Anhang A

Beschreibung und technische Daten der Detektorkomponenten

A.1 Target

Je nach physikalischer Fragestellung wird eine Flüssigwasserstoffprobe (LH₂ Target) oder ein Wasserstoffgastarget verwendet. Bei dem Gastarget ist die Wahrscheinlichkeit höher, daß die Annihilation aus einer P-Welle des Protoniumatoms erfolgt. Dieses Target kommt bei speziellen Fragestellungen der Annihilation in Ruhe zum Einsatz. Üblicherweise wird das LH₂ Target verwendet, insbesondere für Strahlimpulse von mehr als 200 MeV/c. Die Annihilationsrate sinkt dabei von 1.4 % bei 600 MeV/c auf 0.8 % bei 1940 MeV/c Strahlimpuls [15].

A.2 Proportionaldrahtkammern und Silizium-Vertex-Detektor

Zur schnellen Ermittlung der Multiplizität geladener Teilchen im Endzustand kamen bis Mitte 1994 zwei zylindrische, konzentrisch um die Strahlachse angeordnete Proportionaldrahtkammern zum Einsatz. Die Kammern bestanden aus Drahtlagen mit je 90 bzw. 150 Signaldrähten, deren Abstand vom Annihilationsvertex mit 25.5 mm und 43.0 mm so gewählt war, daß ein K_s^0 ($c\tau = 26.75$ mm) mit hoher Wahrscheinlichkeit zwischen den Drahtlagen in ein $\pi^+\pi^-$ Paar zerfällt.

Seit 1995 wurde anstelle dessen ein Silizium-Vertex Detektor (SVD) verwendet, der eine hohe Ortsauflösung liefert. Dadurch erhält man einen Fixpunkt für die in der Jet-Drift-Kammer ermittelten Parameter der geladenen Spur, wodurch eine genauere Lokalisierung des Annihilationsvertex möglich ist.

Der SVD (Abbildung A.2) besteht aus 15 SiO_2 - Elementen, die fächerförmig in einem Zylinder mit 75 mm Länge und ca. 40 mm Radius angeordnet sind. Jede dieser Elemente ist in 128 Streifen segmentiert, die beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch den SVD

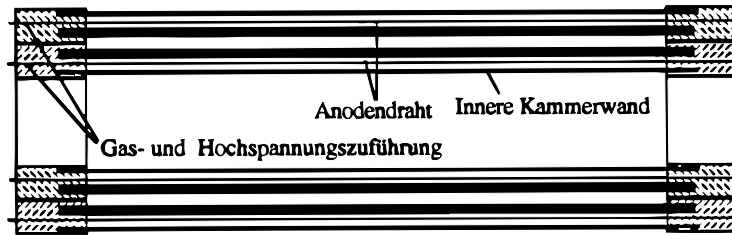


Abbildung A.1: Querschnitt durch die Proportionaldrahtkammern.

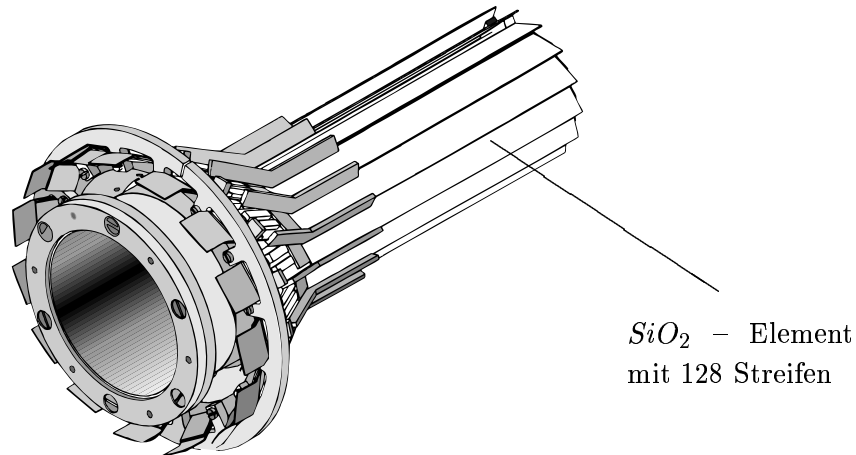


Abbildung A.2: Schematischer Aufbau des Silizium – Vertex – Detektors (SVD).

ein elektrisches Signal an die angeschlossene Elektronik weitergeben. Die Streifen haben einem Abstand von $50\ \mu\text{m}$ voneinander, was eine sehr gute Ortsauflösung ermöglicht.

A.3 Jet-Drift-Kammer

Den Impuls eines geladenen Teilchens kann man aus der Krümmung der Bahnkurve berechnen, wenn sich das Teilchen in einem Magnetfeld bewegt [24]. Im Crystal Barrel – Detektor wird eine Jet-Drift-Kammer (JDC¹) verwendet, um diese Bahnkurve zu bestimmen. Den Aufbau der JDC kann man Abbildung A.3 entnehmen. Die JDC umgibt die PWC bzw. den Silizium-Vertex-Detektor zylinderförmig. Sie ist in 30 gleichartige Sektoren unterteilt, die durch 46, aus $150\ \mu\text{m}$ dickem, vergoldetem Aluminium bestehenden Felddrähten voneinander separiert sind. Jeder Sektor enthält in der Mittelebene 23 Signaldrähte ($20\ \mu\text{m}$ starker Edelstahl), zwischen denen 22 Feldkorrekturdrähte zur Einstellung der Gasverstärkung gespannt sind.

Wenn eine Teilchenspur vollständig innerhalb eines Sektors verläuft, ist es bei einer planaren Anordnung der Signaldrähte nicht möglich zu entscheiden, ob die Spur links oder rechts an den Drähten vorbeigelaufen ist. Um diese so genannte Rechts-Links-Zweideutigkeit auf-

¹Jet Drift Chamber

zulösen, werden die im Abstand von 8 mm aufeinanderfolgenden Signaldrähte abwechselnd um je 0,2 mm nach rechts und links versetzt. Mit diesem *Staggering* gelingt es, die Spuren eindeutig festzulegen. Abbildung A.4 veranschaulicht die Geometrie.

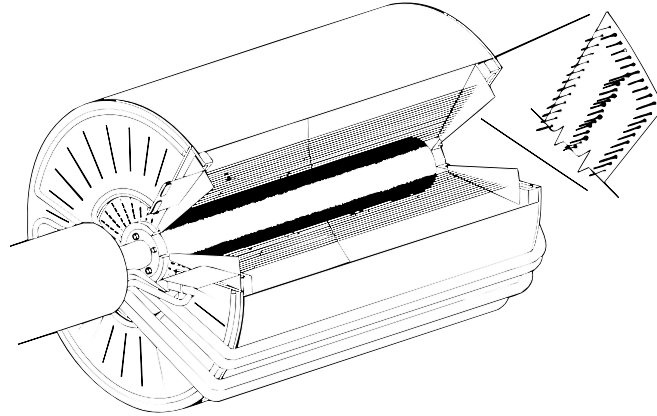


Abbildung A.3: Schematischer Aufbau der JDC

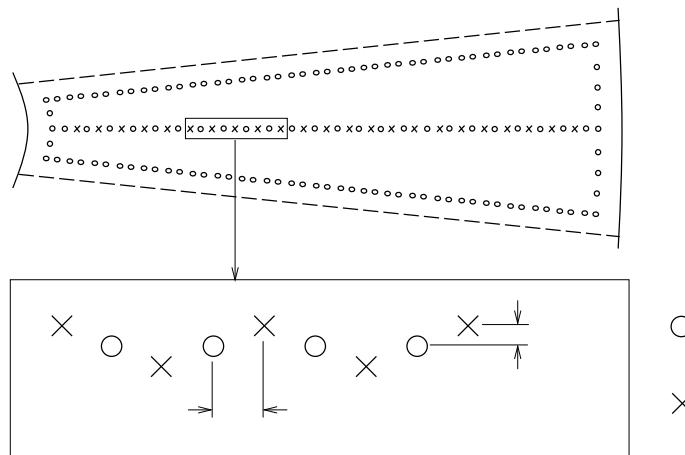


Abbildung A.4: Vergrößerung eines Sektors der Jet-Drift-Kammer

Da die JDC in den räumlichen Ausmaßen klein und kompakt gehalten ist, wird für eine hohe Impulsauflösung eine hohe magnetische Feldstärke (1,5 T) benötigt. Durch die Lorentzkraft $e \cdot \vec{v} \times \vec{B}$ ergibt sich aber eine Abweichung der im Kammergas driftenden Elektronen von der Richtung des beschleunigenden elektrischen Feldes um den Lorentzwinkel α_L . Durch den Einsatz eines langsamen Kammergases, in dem die Elektronen bei einem mittleren Driftfeld von 1kV/cm sehr kleine Driftgeschwindigkeiten von ca. 0,8 cm/ μ s erreichen, bleiben diese Abweichungen gering, und der Lorentzwinkel ist bei einem homogenen Magnetfeld von 1,5 T höchstens $7,2^\circ$. Trotzdem sind dadurch die Isochronen, die Flächen mit gleicher Driftzeit zum Signaldraht, kompliziert geformt, was die Zuordnung von Driftzeit und dem Ort der Primärionisation erschwert. Deshalb ist es notwendig, die auf die Driftgeschwindigkeit einflussnehmenden Parameter, wie elektrische Feldstärke, sowie Druck und Temperatur des Kammergases während der Datennahme stabil zu hal-

ten. Die Werte wurden ständig kontrolliert und als Meßwerte der nach der Datennahme stattfindenden Offline Analyse zur Verfügung gestellt. Seit Mitte 1994 war eine neue Jet-Drift-Kammer in Betrieb, die prinzipiell gleich aufgebaut ist, aber in den inneren Lagen eine höhere Auflösung besitzt.

A.4 CsI(Tl) Kalorimeter

Das CsI(Tl) Kalorimeter ist die für die Detektion von Photonen wichtigste Komponente und war für das Experiment namensgebend: „Crystal Barrel“ – Kristall Fass. Die JDC ist von 1380 mit Thallium dotierten, auf den Vertex ausgerichteten Cäsium-Jodid Kristallen fassförmig umgeben. Die Kristalle sind um die Strahlachse in 26 Ringen zu je 60 Kristallen bzw. 30 (nahe dem Strahlrohr) ($\theta < 30^\circ$ und $\theta > 150^\circ$), angeordnet. Durch die Spiegelsymmetrie des Detektors bzgl. der Strahlachse sind dazu 13 verschiedene Kristalltypen notwendig, deren schematischer Aufbau in Abbildung A.5 gezeigt ist. Damit spannt jeder Kristall einen Winkelbereich von 6° in azimuthaler Richtung und 6° (Typ 1–10) bzw. 12° (Typ 11–13) für die Randkristalle, in polarer Richtung auf. Bedingt durch Lücken für die Strahleintritts- und Austrittsöffnungen wird aus der Perspektive des Detektorzentrums ein Polarwinkelbereich von 12° bis 168° abgedeckt, was einem Raumwinkel von $97,8\% \cdot 4\pi$ entspricht².

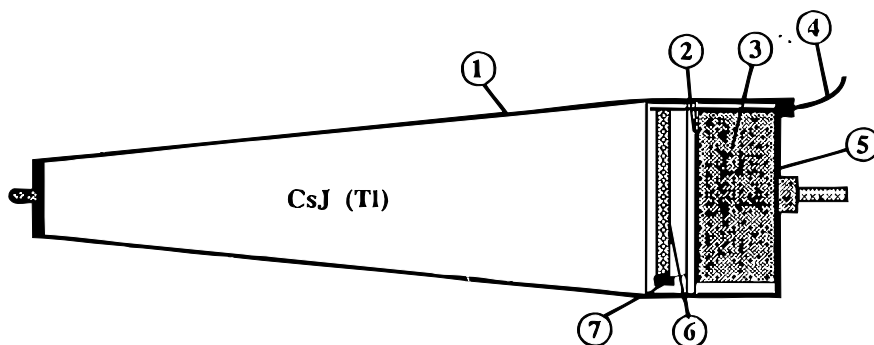


Abbildung A.5: Schematischer Aufbau eines CsI(Tl)-Kristall

1) Titanhülle 2) und 3) Leiterplatinen 4) optische Faser
5) Schutzkappe 6) Wellenlängenschieber 7) Photodiode

Jeder Kristall hat eine Länge von 30 cm (entsprechend 16,1 Strahlungslängen) und ist somit geeignet, Photonen bis zu einer Energie von 2 GeV nachzuweisen. Um die Kristalle zu schützen, sie elektrisch abzuschirmen, ihnen Stabilität zu geben und das Kalorimeter in definierte Module unterteilen zu können, sind sie in eine $100\mu\text{m}$ dicke Titanhülle eingeschweißt (entsprechend 0,056 Strahlungslängen). Direkt auf der Rückseite der Kristalle ist die Ausleseelektronik angebracht. Weil sich die gesamte Anordnung in einem starken Magnetfeld befindet, ist eine Verwendung von Photomultipliern zur Auslese der Kristalle nicht

²Durch Leckverluste in den Randkristallen sinkt die effektive Raumwinkelabdeckung auf $95\% \cdot 4\pi$

möglich, und es werden Photodioden benutzt, deren spektraler Empfindlichkeitsbereich bei etwas größeren Wellenlängen liegt als das Emissionsmaximum des CsI(Tl) (550 nm). Deshalb wird der Photodiode ein Wellenlängenschieber vorgeschaltet. Diese Funktion erfüllt ein drei Millimeter dickes und mit dem Farbstoff Rubrene (Absorption zwischen 520 nm und 570 nm, Emissionsmaximum bei 625 nm) versetztes Plexiglas. Der Wellenlängenschieber konzentriert das gesammelte Licht zudem auf die Seitenkante, auf die die Photodiode aufgeklebt ist. Die Rückseite, auf die das Gehäuse mit der Ausleseelektronik aufgesetzt ist und die anderen Flächen, sind zur Verbesserung der Reflexion mit weißem Filterpapier beklebt.

Da das Kalorimeter nicht von weiteren, aktiven Detektorelementen umgeben ist, kann das beträchtliche Gewicht der Kristalle von ca. 4 t in einer massiven, äußeren Stützkonstruktion aufgefangen werden. Diese erlaubt es, das Kristallfass auseinanderzufahren um die inneren Detektorkomponenten warten zu können.

Insgesamt ermöglicht das so aufgebaute Kalorimeter eine Winkelauflösung von 20 mrad in ϕ – und θ – Richtung. Damit kann man zwei Photonen noch trennen, die aus dem Zerfall eines π^0 mit maximalem Impuls von 1 GeV/c stammen. Dies entspricht einem Öffnungswinkel der beiden Photonen von $16,5^\circ$. Abbildung A.6 verdeutlicht diese Anordnung.

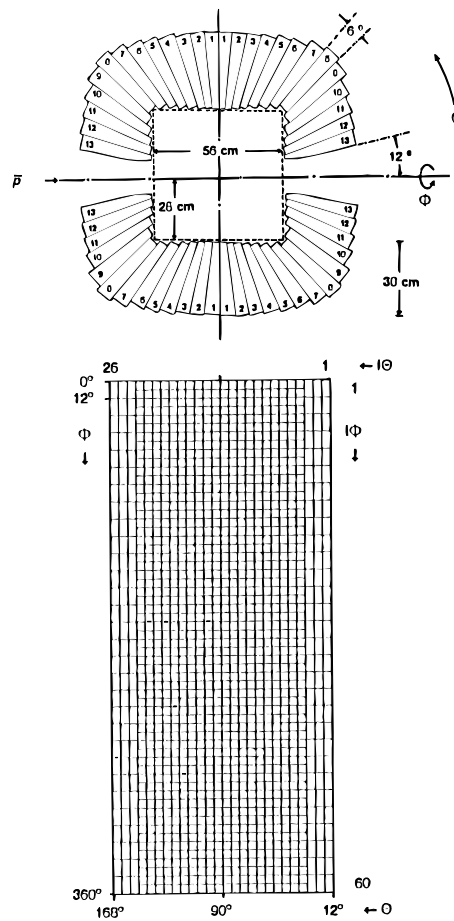


Abbildung A.6: Anordnung der Kristalle im Kalorimeter. Aufgrund der Symmetrie des Fasses ist eine Projektion in die $\Theta - \Phi$ -Ebene möglich

Die Tabelle A.1 gibt einen Überblick über die technische Spezifikation des Kalorimeters.

A.5 Magnet

Das zur Rekonstruktion der geladenen Spuren benötigte Magnetfeld wird von einem konventionellen Solenoid erzeugt, welches ein maximales Feld von 1,5 T zur Verfügung stellen kann. Dazu ist eine Spannung von 500 V bei einem Strom von 4848 A erforderlich, entsprechend einer Leistungsaufnahme von 2,42 MW. In das Eisenjoch des Magneten, bestehend aus Zentraljoch und zwei Endplatten, ist die Stützkonstruktion für das Kalorimeter integriert.

A.6 Triggersystem und Datenerfassung

Die Datenerfassung kann zur Zeit Ereignisraten bis 100 Hz verarbeiten und dauerhaft auf Massenspeicher archivieren. Da die Rate der einfallenden Antiprotonen im Mittel $1 \cdot 10^5$ beträgt, ist ein mehrstufiges, hierarchisches Triggersystem notwendig, um nur die Ereignisse zu erfassen, die für die jeweilige physikalische Fragestellung von Bedeutung sind. Von einer der Poisson-Verteilung gehorchenden Ereignisrate N kann bei einer Totzeit τ nur ein Bruchteil $R = \frac{1}{1+\tau N}$ erfaßt werden. Zur Reduktion der Daten wird im Crystal Barrel-Experiment ein dreistufiges Triggersystem verwendet (Abbildung A.7). Die ersten beiden Stufen sind als reine Hardware Trigger realisiert, da es hier auf Schnelligkeit ankommt, um die Totzeit τ der Meßapparatur gering zu halten. Für die unterste Triggerstufe mit einer Totzeit von nur $0,1 \mu s$ bedeutet das zum Beispiel bei einer Ereignisrate von $1 \cdot 10^6$ eine Effizienz von 99%. In dieser Stufe wird durch ein einlaufendes Antiproton, das in zwei Zählern vor und hinter dem Target nachgewiesen werden kann, ein Startsignal für die Ausleseelektronik gesetzt, wenn das Antiproton den vorderen Zähler passiert, im hinteren aber nicht nachgewiesen wird. Falls noch ein zweites Antiproton innerhalb eines festgelegten Zeitintervalles in den Detektor gelangt, wird das Ereignis mit einem „PileUp“ Flag versehen, um es in der Analyse ausblenden zu können.

Der Hardware-Trigger der zweiten Stufe ($\tau = 25 \mu s$) dient dazu, Ereignisse mit unterschiedlichen Multiplizitäten der geladenen Spuren mittels schneller Analog-Digital-Wandler zu bestimmen oder durch das Kriterium von ansteigenden Multiplizitäten zwischen den beiden Drahtlagen der PWC (SVD) auf K_S^0 zu triggern. Außerdem steht mit dem FACE³ eine Anordnung zur schnellen Erkennung von Clustern⁴ im Kalorimeter und somit zur Bestimmung der Gesamtmultiplizität zur Verfügung.

In der dritten Triggerstufe ($\tau = 100 \dots 1000 \mu s$) wird ein Einplatinen-Computer dazu eingesetzt, die Energieinformation der Kristalle zu nutzen um die invariante Masse zweier Photonen zu berechnen. Dadurch ist es möglich, die Ereignisse mit gut rekonstruierbaren π^0 - und η -Mesonen anzureichern.

Jede Triggerstufe reduziert die Ereignisrate um ca. eine Größenordnung:

³FAst Cluster Encoder

⁴Kristalle mit Energiedeposition in einem zusammenhängenden Bereich in der Kristallmatrix

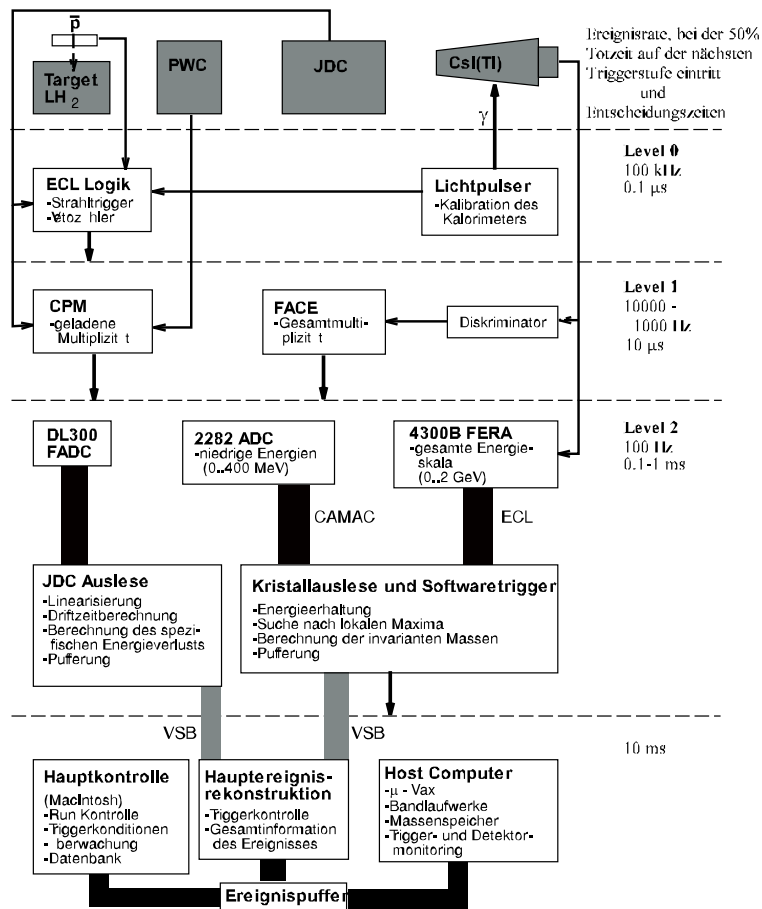


Abbildung A.7: Das Triggersystem des Crystal Barrel Experimentes

Technische Daten des CsJ(Tl) Kalorimeters	
<i>Abmessungen</i>	
Innenradius	280 mm
Außenradius	711 mm
<i>Kristallkennwerte</i>	
Länge	300 mm
Photonenausbeute	ca 4000/MeV
Anzahl	1380
Gesamtgewicht	3.8 t

Tabelle A.1: Zusammenfassung der technischen Daten des CsJ(Tl) Kalorimeters [3]

Technische Daten des CB Magneten	
<i>Abmessungen im Inneren</i>	
Länge	157 cm
Radius	76.5 cm
<i>Spulenkennwerte</i>	
Material	Aluminium
Betriebsspannung	500 V
Betriebsstrom	4848 A
<i>Kühlvorrichtung</i>	
Medium	Wasser
Durchfluß	70 m ³ /h
Wassereingangsdruck	26 bar
Temperaturdifferenz	30 K

Tabelle A.2: Zusammenfassung der technischen Daten des Magneten [3]

Technische Daten des SVD	
<i>Abmessungen</i>	
Länge	105 mm
Radius	40 mm
<i>Kennwerte der Ebenen (Planes)</i>	
Länge	75 mm
Breite	8 mm
Dicke	300 μ m
Material	<i>SiO₂</i>
Anzahl der Streifen	128

Tabelle A.3: Zusammenfassung der technischen Daten des Silizium – Vertex – Detektors.

Anhang B

Energiekorrektur

```

FUNCTION BCEGAM (ENER, ITHE, NPED, ECCC)

REAL ENER, BCEGAM, COENER, ECCC, ENER2
INTEGER ITHE, NPED

REAL A1,B1,C1,D1,E1,A2,B2,C2,D2,E2,OFFSET
PARAMETER (A1 = 1.24629E-2, B1 = 1.54265, C1 = 0.20700)
PARAMETER (D1 = -3.70963E-5, E1 = 1.72970E-2, A2 = 1.39487E-2)
PARAMETER (B2 = 0.72527, C2 = 0.22356, D2 = -3.46757E-5)
PARAMETER (E2 = 8.13916E-3, OFFSET = 1.0575)

*   theta correction factor one ped cluster
REAL ET1(26)
DATA ET1/ 1.10092, 1.03440, 1.03044, 1.03829, 1.02799, 1.02085,
& 1.02085, 1.02085, 1.01717, 1.01717, 1.01717, 1.01717, 1.03576,
& 1.03576, 1.01717, 1.01717, 1.01717, 1.01717, 1.02085, 1.02085,
& 1.02085, 1.02799, 1.03829, 1.03044, 1.03440, 1.10092/

*   theta correction factor higher energetic two ped cluster
REAL ET2(26)
DATA ET2/ 1.11111, 1.03913, 1.03102, 1.04669, 1.03440, 1.02332,
& 1.02332, 1.02332, 1.01862, 1.01862, 1.01862, 1.01862, 1.03317,
& 1.03317, 1.01862, 1.01862, 1.01862, 1.01862, 1.02332, 1.2332,
& 1.02332, 1.03440, 1.04669, 1.03102, 1.03913, 1.11111/

*   theta correction factor lower energetic two ped cluster
REAL ET3(26)
DATA ET3/ 1.09014, 1.00757, 1.00022, 1.02562, 1.00733, 0.99735,
& 0.99735, 0.99735, 1.00275, 1.00275, 1.00275, 1.00275, 1.02202,
& 1.02202, 1.00275, 1.00275, 1.00275, 1.00275, 0.99735, 0.99735,
& 0.99735, 1.00733, 1.02562, 1.00022, 1.00757, 1.09014/

ENER2 = ENER * OFFSET
IF(NPED .EQ. 1) THEN
  IF(ENER2 .LT. C1*1000) THEN

```

```
      COENER = A1 + D1 * ENER2 + B1 * (ENER2/1000 - C1)**2
ELSE
      COENER = A1 + D1 * ENER2 + E1 * (ENER2/1000 - C1)**2
END IF
      BCEGAM = (COENER + 1) * ET1(ITHE) * ENER2
ELSE
      IF(ENER2 .LT. C2*1000) THEN
            COENER = A2 + D2 * ENER2 + B2 * (ENER2/1000 - C2)**2
      ELSE
            COENER = A2 + D2 * ENER2 + E2 * (ENER2/1000 - C2)**2
      END IF
      IF(ENER2/ECCC .GT. 0.5) THEN
            BCEGAM = (COENER + 1) * ET2(ITHE) * ENER2
      ELSE
            BCEGAM = (COENER + 1) * ET3(ITHE) * ENER2
      END IF
END IF
END
```

Abbildungsverzeichnis

1.1	Mesonnonett der pseudoskalaren Mesonen	4
1.2	Übersicht des Mesonenspektrums	5
1.3	Häufigkeitsverteilung der mesonischen Endzustände	6
1.4	Übergänge im atomaren Protonium	7
2.1	Der CERN Antiprotonenkomplex	12
2.2	Der Crystal Barrel-Detektor	13
3.1	Relative Abweichung der PED-Energie von der Monte Carlo-Photonenergie	18
3.2	Energiekorrekturfunktionen	19
3.3	Annihilationsvertex-Verteilung geladener Teilchen entlang der z-Achse . . .	21
3.4	Festlegung des Annihilationsvertex für die Kalibrierung	23
3.5	Auswirkungen der verschiedenen Energiekorrekturen	24
3.6	Einfluss der Rekonstruktionsmethode auf die Winkelverteilungen	26
4.1	Annihilationsvertices von 5-Photon Ereignissen	34
4.2	Invariante $\gamma\gamma$ - und $\pi^0\gamma$ -Massen	35
4.3	Invariante $\gamma\gamma$ - und $\pi^0\gamma$ -Massen	35
4.4	Anteile neutraler Kanäle an der $\bar{p}p$ -Annihilation in ungeladene Teilchen . .	37
4.5	Invariante $\pi^0\pi^0$ -Massen	40
4.6	Invariante $\pi^0\eta$ -Massen	41
5.1	Schematischer Verlauf einer Zerfallskette	44
5.2	Bezugssysteme	44
6.1	Totale Wirkungsquerschnitte der Endzustände $\omega\pi^0$, $\omega\eta$ und $\omega\eta'$ in der Antiproton-Proton Annihilation	62
6.2	$\omega\pi^0$ -Winkelverteilungen	65
6.3	$\omega\eta$ -Winkelverteilungen	67

6.4	$\omega\eta'$ -Winkelverteilungen	69
6.5	Relative Änderungen der Likelihood-Werte als Funktion des maximal beiträgenden Gesamtdrehimpulses	70
6.6	Maximal beitragender Gesamtdrehimpuls	71
6.7	${}^3S_1/{}^3D_1 \leftrightarrow 1^{--}$	72
6.8	${}^3D_2 \leftrightarrow 2^{--}$, ${}^1P_1 \leftrightarrow 1^{+-}$	73
6.9	${}^3D_2 \leftrightarrow 2^{--}$	73
6.10	Beiträge der $\bar{p}p$ -Partialwellen am Endzustand $\omega\pi^0$	75
6.11	Beiträge der $\bar{p}p$ -Partialwellen am Endzustand $\omega\pi^0$	76
6.12	Beiträge der $\bar{p}p$ -Partialwellen am Endzustand $\omega\eta$	77
6.13	Beiträge der $\bar{p}p$ -Partialwellen am Endzustand $\omega\eta$	78
6.14	Beiträge der $\bar{p}p$ -Partialwellen am Endzustand $\omega\pi^0$	79
6.15	Beiträge der $\bar{p}p$ -Partialwellen am Endzustand $\omega\eta$	80
6.16	$ \Pi_{M_\mu}^{J_\mu=1} \alpha_{\lambda_\omega, \lambda_{\pi^0}}^{J_\mu} ^2$ der $J = 1$, $J = 2$ und $J = 3$ Partialwellen des Endzustandes $\omega\pi^0$	81
6.17	$ \Pi_{M_\mu}^{J_\mu=1} \alpha_{\lambda_\omega, \lambda_{\pi^0}}^{J_\mu} ^2$ der $J = 4$, $J = 5$ und $J = 6$ Partialwellen des Endzustandes $\omega\pi^0$	82
6.18	$ \Pi_{M_\mu}^{J_\mu=1} \alpha_{\lambda_\omega, \lambda_\eta}^{J_\mu} ^2$ der $J = 1$, $J = 2$ und $J = 3$ Partialwellen des Endzustandes $\omega\eta$	83
6.19	$ \Pi_{M_\mu}^{J_\mu=1} \alpha_{\lambda_\omega, \lambda_\eta}^{J_\mu} ^2$ der $J = 4$, $J = 5$ und $J = 6$ Partialwellen des Endzustandes $\omega\eta$	84
A.1	Querschnitt durch die Proportionaldrahtkammern	87
A.2	Schematischer Aufbau des SVD	87
A.3	Schematischer Aufbau der Jet-Drift-Kammer	88
A.4	Vergrößerung eines Sektors der Jet-Drift-Kammer	88
A.5	Schematischer Aufbau eines CsI(Tl)-Kristall	89
A.6	Anordnung der Kristalle im Kalorimeter	90
A.7	Das Triggersystem	92

Tabellenverzeichnis

1.1	Fundamentale Wechselwirkungen	2
1.2	Bausteine der Materie	2
1.3	Proton–Antiproton–Anfangszustände	9
3.1	Abweichung der Gesamtenergie	17
3.2	Verbesserung der rekonstruierten Gesamtenergie bei Monte Carlo Daten . .	19
3.3	Verbesserung der rekonstruierten Gesamtenergie bei realen Daten	20
3.4	Ergebnis der neuen Energiekorrektur	22
3.5	Verbesserung der Rekonstruktionseffizienz für Ereignisse verschiedener Photonmultiplizitäten	25
3.6	Steigerung der Rekonstruktionseffizienz	25
4.1	Binär kodierte Datenbank	31
4.2	Kodierung der Trigger	32
4.3	Hypothesen der kinematischen Anpassung	32
4.4	Kodierung der Trigger des Fine–Scan	33
4.5	Zusammenfassung der Selektionsstatistik	36
4.6	Monte Carlo–Effizienz	38
4.7	Anteile der Endzustände $\pi^0\pi^0\pi^0$, $\pi^0\pi^0\eta$, $\omega\pi^0$, $\omega\eta$, $\omega\eta'$ an rein neutralen Ereignissen	39
4.8	Abschätzung des Untergrundes	39
6.1	Parameteranzahl der Anpassungen	63
7.1	Totaler Wirkungsquerschnitt	85
A.1	Technische Daten des CsJ(Tl) Kalorimeters	92
A.2	Technische Daten des Magneten	93
A.3	Technische Daten des Vertex–Detektors	93

Literaturverzeichnis

- [1] I.J.R. Aitchinson, A.J.G. Hey, *Gauge Theories in Particle Physics*, IOP Publishing Ltd, 1993
- [2] E. Aker et al. , *The Crystal Barrel: Meson Spektroskopie at LEAR with a 4π -Neutral and Charged Detector*, Proposal, CERN-PSCC/85-56, Oktober 1985
- [3] E. Aker et al. , NIM, A321(1992)69 CERN-PPE/92-126, Juli 1992
- [4] C. Amsler, *A high resolution search for the tensor glueball candidate $\xi(2230)$* , Physics Letters B, **520**(2001)175
- [5] R. Berlich, *Visualisierung hadronischer Splitoffs und ihre Erkennung mit neuronalen Netzen*, Diplomarbeit, Bochum, April 1994
- [6] H.A. Bethe, *Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie*, Ann. Phys., **5**(1930)325
- [7] K. Beuchert, *Untersuchungen zur $\bar{p}p$ -Annihilation*, Dissertation, Bochum, November 1995
- [8] F. Bloch, *Zur Bremsung rasch bewegter Teilchen beim Durchgang durch Materie*, Ann. Phys., **16**(1933)285
- [9] P. Blüm, G. Büche, H. Koch, *Antiproton-Proton Annihilation at Rest - A Data Compilation*, KfK Primärbericht 14.02.01P29A, November 1988
- [10] R. Brun, F. Bruyant, M. Maire, A. C. McPherson, P. Zanarini: *GEANT*, CERN DD/EE/84-1
- [11] M. Burchell, *Global Tracking Particle Bank Structure*, CB-Note 118, 1991
- [12] S. U. Chung, *Spin Formalism*, CERN 71-8, 1971
- [13] T.B. Day, G.A. Snow, J. Sucher, *High-orbital S-state capture of π^- mesons by protons*, Phys. Rev., **118**(1960)493
- [14] T. Degener, M. Kunze, J. Lüdemann, K. Peters: *CBoff++ - Object-Oriented Offline analysis for C++-Programmers*, unveröffentlicht
- [15] T. Degener, *Untersuchung elektromagnetischer Schauer im Crystal Barrel Kalorimeter mit künstlichen neuronalen Netzen*, Diplomarbeit, Bochum, April 1994

- [16] T. Degener, *Analyse von Endzuständen der Antiproton-Proton Annihilation im Fluge*, Dissertation, Bochum, Januar 1999
- [17] T. Degener, *TARA—an object-oriented program for a partial wave analysis of sequential two body decays* Computer Physics Communications 118 (1999) 34–48
- [18] G. Folger, M. Doser: *Offline reconstruction software*, CB-note 121, unveröffentlicht
- [19] H. Frauenfelder, E.M. Henley, *Teilchen und Kerne*, R. Oldenbourg Verlag, München, 1987
- [20] F.-H. Heinsius, T. Kiel, P. Schmidt: *Crystal data reconstruction software*, CB-note 92, unveröffentlicht
- [21] A. Herbstrith, *Resonanzen im $\omega\eta$ -Subsystem bei der Proton-Antiproton-Vernichtung im Fluge*, Dissertation, Karlsruhe, Dezember 1999
- [22] P. Hidas, G. Pinter: *Kinematic fitting software*, CB-note 138, unveröffentlicht
- [23] A. Hohaus, *Die Kovarianzmatrix für neutrale Ereignisse im Crystal Barrel Detektor: Berechnung und Anwendung*, Diplomarbeit, Bochum, April 1994
- [24] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner Studienbücher, Stuttgart, 1992
- [25] H. Koch, *Die Suche nach Glueballs*, Phys. Bl., **43**(1987)152
- [26] B. Kopf, *Untersuchung des 10γ -Endzustandes bei der $\bar{p}p$ -Annihilation im Fluge*, Diplomarbeit, Bochum, Juni 1997
- [27] E. Lohrmann, *Hochenergiephysik*, Teubner Studienbücher, Stuttgart, 1986
- [28] J. Lüdemann, *Beobachtung von Resonanzen in der Proton-Antiproton-Annihilation*, Dissertation, Bochum, Oktober 1995
- [29] F. Mandl, G. Shaw, *Quantum Field Theorie*, John Wiley & Sons, Januar 1990
- [30] A. Messiah *Quantenmechanik*, de Gruyter, Berlin 1990
- [31] C. A. Meyer: *Chamber reconstruction software - Locator*, CB-note 93, unveröffentlicht
- [32] B. Moshous, *Untersuchung des $\omega\pi^0$ -Endzustandes bei der Antiproton-Proton-Annihilation im Fluge*, Diplomarbeit, Bochum, Oktober 1995
- [33] Particle Data Group, *Particle Physics Booklet*, American Institute of Physics, 1994
- [34] D.H. Perkins *Hochenergiephysik*, Addison-Wesley, Bonn 1991
- [35] K. Peters: *Twobody reactions of the type $p\bar{p} \rightarrow X\omega$ with $X = \pi^0, \eta, \eta'$ and ω* , CB-note 243, unveröffentlicht

-
- [36] K. Peters: *Formation of Resonances in the Proton–Antiproton annihilation in flight*, Nuclear Physics A, **692**, (2001)295c
- [37] K. Peters: *The Monte Carlo programmer's guide for the LEAR Crystal Barrel*, CB-note 103, unveröffentlicht
- [38] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche *Teilchen und Kerne*, Springer–Verlag, Berlin, 1994
- [39] M. Ratajzak, *Untersuchungen zur $\bar{p}p$ –Annihilation*, Dissertation in Bearbeitung, Bochum, unveröffentlicht
- [40] W. Röthel, *Suche nach einer schmalen Resonanz in einem Antiproton–Proton Formationsexperimentes*, Dissertation, München, August 1999

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Insbesondere Herrn Prof. Dr. H. Koch danke ich für seine Unterstützung, die er mir schon bei der Fertigstellung meiner Diplomarbeit gewährte und die in schwierigen Lebenslagen die Weiterarbeit erst ermöglichte.

Ohne Herrn HD Dr. K. Peters wäre ich wohl in dem Jahr, das zwischen den beiden Graphiken in Abbildung 3.1 liegt schier verzweifelt! Für seine fachliche Betreuung und die Hilfe, die er mir immer gab, möchte ich ihm danken.

Ganz besonders danke ich Herrn Dr. T. Degener für die hilfreichen Diskussionen zum Thema Helizitätsformalismus und für seine Pionierarbeit bei dessen Umsetzung in C++.

Dr. Matthias Steinke hat mir neben seinem fachlichen Wissen auch seine CD-Sammlung zugänglich gemacht—für beides bin ich sehr dankbar!

Ebenso ist Herr Dipl.–Phys. M. Ratajczak immer der Freund und Kollege auf den man sich verlassen kann. Deswegen hoffe ich, dass er die Fertigstellung seiner Doktorarbeit nicht aus den Augen verliert!

Dank an Dr. Bernd Lewandowski dafür, dass er mich mit meinem Promotionsvorhaben nie aufgegeben hat und immer wieder an mein schlechtes Gewissen appellierte!

Weiterhin danke ich den bisher nicht namentlich erwähnten Mitgliedern des Lehrstuhles für ihre individuellen Eigenarten und Schrullen, die, alles Zusammengenommen, ein prima Arbeitsklima ergeben, in dem ich mich immer wohl fühle :-) Und ich habe das Glück, dass ich dieses auch in meinem jetzigen Kollegenkreis so erlebe: Danke an das Team!

Frau Dr. Andrea Wilms habe ich als Schwester gewonnen.

Ein großer Dank gebührt Marlene Kurilla für ihre familiäre Unterstützung.

Der Crytal Barrel Kolaboration danke ich für viele, interessante Diskussionen und die freundschaftliche Zusammenarbeit.

Dankbar bin ich besonders meinen Eltern, denen ich diese Arbeit widmen möchte. Meine Mutter, die viel zu früh starb und mein Vater, der mir seine größtmögliche Unterstützung gab, jedoch den Erfolg nicht mehr erleben konnte, sind immer bei mir.

Lebenslauf

Name: Udo Kurilla
 Geburtsdatum: 25. August 1967
 Geburtsort: Castrop-Rauxel
 Nationalität: Deutsch
 Familienstand: Ledig, keine Kinder

Schulbildung

1974-1978 Erich-Kästner-Grundschule Castrop-Rauxel
 1978-1987 Ernst-Barlach-Gymnasium Castrop-Rauxel
 Abschluss: Allgemeine Hochschulreife

Studium

10/87-11/90 Grundstudium der Physik an der Ruhr-Universität Bochum
 10/90-12/94 Hauptstudium der Physik an der Ruhr-Universität Bochum
 Nebenfächer: Astrophysik
 Elektrooptik und elektrische Entladungen
 02/94-09/96 Hauptpraktikum und Diplomarbeit im Fach:
 Experimentelle Kern- und Teilchenphysik
 Thema: *Untersuchung des $\pi^+\pi^-6\gamma$ -Endzustandes
 bei der Proton-Antiproton-Annihilation im Fluge*
 Abschluss als Diplom-Physiker
 10/96- Dissertation in Physik verbunden mit regelmäßigen Aufenthalten
 am CERN, Genf und Teilnahme an internationalen Fachkonferenzen

Beruf

10/96-09/00 Wissenschaftlicher Mitarbeiter der Ruhr-Universität Bochum
 am Institut für Experimentalphysik I
 05/99-09/00 Nebentätigkeit am Institut für Nukleare und Neue Energiesysteme im Pro-
 jekt *Entwicklung einer Software zur Erstellung von Sankey-Diagrammen*
 09/00-02/01 Projekt Manager bei Versatel (Internet Group)/Versapoint
 03/01-12/02 Projekt Manager bei Vizzavi
 01/03- Projekt Manager bei Vodafone D2

