

Suche nach einer schmalen Resonanz in einem Antiproton-Proton Formationsexperiment

Dissertation
der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt von
WILHELM RÖTHEL
aus Redwood City

München, den 16. August 1999

1. Gutachter: Prof. Dr. W. Dünneweber
 2. Gutachterin: Prof. Dr. D. Schaile
- Tag der mündlichen Prüfung: 3. Dezember 1999

Zusammenfassung

In einem Antiproton-Proton Formationsexperiment wurde nach dem $\xi(2230)$ gesucht, einer schmalen Resonanz mit einer Masse um $2230 \text{ MeV}/c^2$ und einer Breite $< 20 \text{ MeV}/c^2$. Zur Existenz dieser Resonanz, die als $J^{PC} = 2^{++}$ Glueball-Kandidat gilt, gibt es widersprüchliche Aussagen aus verschiedenen Experimenten, insbesondere aus Untersuchungen radiativer J/Ψ -Zerfälle. Durch die hervorragende Impulsdefinition des Antiprotonstrahls am LEAR und die eindeutige Auflösung neutraler Endzustände mit gleichzeitiger Abdeckung fast des gesamten Raumwinkels von 4π ist das Crystal Barrel Experiment für Formationsexperimente hervorragend geeignet.

Pro Meßpunkt wurden im Mittel $6.5 \cdot 10^5$ auf rein neutrale Endzustände getriggerte Ereignisse aufgenommen. Die 9 verschiedenen Antiprotonimpulse lagen im Bereich von $1413 \text{ MeV}/c$ bis $1461 \text{ MeV}/c$, entsprechend einer Ruhemasse des Antiproton-Proton Systems von $2222 \text{ MeV}/c^2$ bis $2239 \text{ MeV}/c^2$. Die Endzustände $\pi^0\pi^0$, $\eta\eta$ und $\eta\pi^0$ wurden analysiert. Die Selektion liefert einen weitgehend untergrundfreien Datensatz mit einem Beitrag von Untergrundkanälen $< 1\%$ für die Kanäle $\pi^0\pi^0$ und $\eta\pi^0$ und $< 3\%$ für den Kanal $\eta\eta$.

Eine Neuerung dieser Arbeit besteht in der Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte mit dem Crystal Barrel Detektor. Mit der Information der Strahlzähler und der akzeptanzkorrigierten Anzahl der nachgewiesenen $\pi^0\pi^0$, $\eta\eta$ und $\eta\pi^0$ Ereignisse wurde der Wirkungsquerschnitt dieser Kanäle für jeden Meßpunkt bestimmt. Ein Vergleich der Ergebnisse der absoluten Wirkungsquerschnitte für verschiedene Trigger bei gleichem Antiprotonimpuls von $1525 \text{ MeV}/c$ zeigt die Triggerunabhängigkeit der Normierung, während die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts des $\pi^+\pi^-$ Endzustands über einen Vergleich mit Literaturwerten die Richtigkeit der absoluten Werte verifiziert.

Die Anregungsfunktion der Wirkungsquerschnitte gegen die Ruheenergie liefert sowohl für die $\pi^0\pi^0$ und $\eta\eta$ Endzustände - mit dem Isospin 0 der vermuteten Resonanz - als auch für den Isospin 1 Endzustand $\eta\pi^0$ keinen Hinweis auf eine schmale Resonanz im untersuchten Meßbereich. Eine Anpassung einer Breit-Wigner Resonanz an die Anregungsfunktion ergibt oberen Grenzen der Verzweungsverhältnisse: $B(\bar{p}p \rightarrow \xi)B(\xi \rightarrow \pi^0\pi^0) < 1.5 \cdot 10^{-4}$ und $B(\bar{p}p \rightarrow \xi)B(\xi \rightarrow \eta\eta) < 1.2 \cdot 10^{-4}$ bei 95% Konfidenzniveau. Zusätzlich wurden die Verteilungen der differentiellen Wirkungsquerschnitte der $\pi^0\pi^0$ und $\eta\eta$ Endzustände einer Partialwellenanalyse unterzogen. Die Daten lassen sich dabei vollständig durch eine bekannte, breite $J^{PC} = 2^{++}$ Resonanz bei einer Masse von $2010 \text{ MeV}/c^2$ und zwei bekannte 4^{++} Resonanzen mit Massen von $2044 \text{ MeV}/c^2$ und $2300 \text{ MeV}/c^2$ und einen Untergrundterm beschreiben. Eine schmale Resonanz mit $J^{PC} = 2^{++}$ und einer Masse um $2230 \text{ MeV}/c^2$ wurde in der Anpassung verwendet, ergab aber keine signifikante Verbesserung des χ^2 .

Das Ergebnis dieser Messung kombiniert mit den gemessenen Produktverzweungsverhältnissen $B(J/\Psi \rightarrow \gamma\xi)B(\xi \rightarrow \bar{p}p)$ und $B(J/\Psi \rightarrow \gamma\xi)B(\xi \rightarrow \pi^0\pi^0)$ der BES Kollaboration führt zu Grenzen der Produktion des $\xi(2230)$ in radiativen J/Ψ Zerfällen von $B(J/\Psi \rightarrow \gamma\xi) > 0.17\%$ und des Zerfalls $B(\xi \rightarrow \bar{p}p) < 0.79\%$ und $B(\xi \rightarrow \pi^0\pi^0) < 2.6\%$. Das relative große Verzweungsverhältniss $B(J/\Psi \rightarrow \gamma\xi)$ und vor allem die Tatsache, daß die Summe aller gemessenen Zerfallskanäle des ξ weniger als 9% der gesamten Zerfallsbreite ausmachen, läßt starke Zweifel an zumindest einem der von BES gemessenen Verzweungsverhältnisse aufkommen. Mit der Existenz einer schmalen 2^{++} Resonanz $\xi(2230)$ sind die Ergebnisse von BES bei Hinzufügen des Ergebnisses dieser Arbeit nicht mehr vereinbar.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das Crystal Barrel Experiment	11
2.1	Die Detektorkomponenten	11
2.1.1	Der Strahl- und Targetbereich	11
2.1.2	Der Silizium-Vertexdetektor	13
2.1.3	Die Jet-Driftkammer	14
2.1.4	Das Kalorimeter	16
2.2	Das Datenerfassungssystem (DAQ)	17
2.3	Das Crystal Barrel Triggersystem	18
3	Datenselektion	25
3.1	Datennahme	25
3.2	Selektion der Endzustände	28
3.2.1	Die Rekonstruktion der Daten	29
4	Der kinematische Fit	37
4.1	Die Methode des kinematischen Fits	38
4.2	Der Kanal $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$	39
4.2.1	Tests zur Datenqualität	43
4.3	Der Kanal $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta$	47
4.3.1	Tests zur Datenqualität	50
4.4	Der Kanal $\bar{p}p \rightarrow \eta\pi^0$	52
5	Normierung der Finescan Daten	59
5.1	Berechnung der Wirkungsquerschnitte	59
5.1.1	Normierung der Finescan Daten	60
5.2	Verifizierung der Wirkungsquerschnitte	63
5.2.1	Der Kanal $\bar{p}p \rightarrow \text{total}$	63
5.2.2	Der Kanal $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$	65
5.2.3	Der Kanal $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$	67
5.2.4	Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte mit verschiedenen Triggern	69
5.3	Pile-up Abhängigkeit der Normierung	70

6	Ergebnis und Interpretation der Messung	81
6.1	Integrierte Wirkungsquerschnitte $\sigma(\sqrt{s})$	82
6.2	Analyse der differentiellen Wirkungsquerschnitte	89
6.2.1	Parametrisierung mit Legendre Polynome	90
6.2.2	Die Partialwellenzerlegung	93
6.3	Interpretation und Ausblick	101
6.3.1	Die Stickiness	101
6.3.2	Die gg-Zerfallsbreite	103
6.4	Ausblick	104
A	Tabellen	107
A.1	Technische Daten der Detektorkomponenten	107
A.2	Die Scalerbank RSCL	109
A.3	Verwendete Datensätze	110
A.4	Ergebnisse	112
A.4.1	Wirkungsquerschnitte	112
A.4.2	Legendre Polynome	113
B	Betrachtung einiger Untergrundkanäle	115

Abbildungsverzeichnis

1.1	Vorhergesagtes Glueballspektrum der Gittereichtheorie (UKQCD Kollaboration)	2
1.2	Invariantes Massenspektrum von $K^+K^- K_S K_S$ aus der Messung von Mark III und DM2	3
1.3	Invariante Massenspektren der von BES gemessenen Zerfallskanäle	5
1.4	Vergleich des Crystal Barrel Meßbereichs mit publizierten Massen des $\xi(2230)$	9
2.1	Schematische Darstellung des Crystal Barrel Detektors	12
2.2	Der Strahlbereich des Crystal Barrel Detektors	13
2.3	Der Silizium Vertexdetektor.	14
2.4	Die Jet-Driftkammer	15
2.5	Schnittzeichnung durch des CsI(Tl) Kalorimeter	17
2.6	Schematische Darstellung des Datenerfassungssystems	19
2.7	Gesamtzeit zwischen zwei aufgezeichneten Ereignissen	22
2.8	Relative Akzeptanzzeit als Funktion der Strahlintensität für verschiedene Trigger	23
2.9	Anzahl der Fast Resets zwischen zwei aufgezeichneten Ereignissen gegen die Totzeit.	24
3.1	Qualitätschecks für den Scanpunkt bei 1416 MeV/c Antiprotonimpuls	27
3.2	Mittlerer Impuls in Strahlrichtung pro Ereignis für den Scanpunkt bei 1429 MeV/c und den benachbarten Punkten	28
3.3	Verteilung der Gesamtenergie, des Gesamtimpulses bei einem Antiprotonimpuls von 1413 MeV/c	31
3.4	Vergleich der Gesamtenergie eines Ereignisses aus der Summe der Energie aller PEDs und aus der Summe der Energien aller Cluster	32
3.5	Verteilung von Gesamtenergie gegen Gesamtimpuls des $\pi^0\pi^0$ Endzustands für den Scanpunkt bei 1413 MeV/c Strahlimpuls und für Monte Carlo Daten	33
3.6	Invariante Masse der 2γ Paare für 4 PED Ereignisse bei einem Antiprotonimpuls von 1413 MeV/c	35
3.7	Verteilung der invarianten Massen der möglichen $\gamma\gamma$ Gruppierungen für 4 PED Ereignisse	36
4.1	Vergleich der Winkelverteilungen als Ergebnis des kinematischen Fits	39
4.2	Anzahl der möglichen Kombinationen 4γ zu zwei 2γ Paaren zu gruppieren, mit beiden $m(\gamma\gamma)$ Massen in einem π^0 Fenster	40
4.3	Konfidenzniveauverteilung für die Hypothese $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$	40
4.4	Verteilung aller möglichen $m(\gamma\gamma)$ Paare für Ereignisse nach dem Selektionsschnitt auf das Konfidenzniveau $CL > 0.05$	41
4.5	Winkelverteilung der selektierten Ereignisse für Daten aus dem Experiment bzw. Akzeptanz aus der Monte Carlo Simulation	42
4.6	Akzeptanzkorrigierte Winkelverteilung der selektierten $\pi^0\pi^0$ Ereignisse	43

4.7	Vergleich der akzeptanzkorrigierten Winkelverteilungen mit und ohne Verwendung von Ereignissen mit PEDs in den Randkristallen	44
4.8	Vergleich der akzeptanzkorrigierten Winkelverteilungen der Analyse mit kinematischem Fit und mit Selektion durch Fenster auf Gesamtenergie und -impuls und die invarianten Massen der $\gamma\gamma$ Paare	45
4.9	Differenz zwischen der erzeugten Flugrichtung des π^0 , aus der Monte Carlo Simulation, und dem Winkel nach der Rekonstruktion bzw. als Ergebnis des kinematischen Fits	47
4.10	Konfidenzniveaueverteilung der Hypothese $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta$	48
4.11	Invariante Massen $m(\gamma_1\gamma_2)$ gegen $m(\gamma_3\gamma_4)$ aller kombinatorischen Möglichkeiten nach einem Schnitt auf das Konfidenzniveau $CL(\bar{p}p \rightarrow \eta\eta) > 0.05$	48
4.12	Winkelverteilungen der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta$	49
4.13	Vergleich der Winkelverteilung der Selektion unter Verwendung von Ereignissen mit und ohne PEDs in den Randkristallen	50
4.14	Vergleich der akzeptanzkorrigierten Winkelverteilung unter Verwendung des kinematischen Fits und der Selektion durch Schnitte auf die Kinematik	51
4.15	Winkelauflösung des Detektors nach der Rekonstruktion und unter Verwendung des kinematischen Fits	52
4.16	Konfidenzniveaueverteilung der Hypothese $\bar{p}p \rightarrow \eta\pi^0$	53
4.17	Invariante Massen $m(\gamma_1\gamma_2)$ gegen $m(\gamma_3\gamma_4)$ aller kombinatorischen Möglichkeiten nach einem Schnitt auf das Konfidenzniveau $\bar{p}p \rightarrow \eta\pi^0 > 0.05$	54
4.18	Winkelverteilungen der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \eta\pi^0$	55
4.19	Vergleich der Winkelverteilung $\bar{p}p \rightarrow \eta\pi^0$ der Selektion unter Verwendung von Ereignissen mit und ohne PEDs in den Randkristallen	55
4.20	Vergleich der akzeptanzkorrigierten Winkelverteilung unter Verwendung der Ergebnisse des kinematischen Fits mit der Winkelverteilung der Selektion durch Schnitte auf die Kinematik	56
4.21	Auflösung des Detektors nach der Rekonstruktion und unter Verwendung des kinematischen Fits	57
5.1	Differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$, $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta$ und $\bar{p}p \rightarrow \eta\pi^0$	61
5.2	Differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$ für die Datensätze bei 1422 MeV/c und 1429 MeV/c Antiprotonimpuls	62
5.3	Differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$ für einen Antiprotonimpuls von 1429 MeV/c	63
5.4	Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$ und $\bar{p}p \rightarrow \eta\pi^0$ mit der Messung von Dulude et al.	64
5.5	Anteil der Ereignisse mit einem gültigen Vetosignal im jeweiligen Energie-Impulsfenster für einen Minimum Bias Run bei 1900 MeV/c	66
5.6	Differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$ bei einem Antiprotonimpuls von 1500 MeV/c	66
5.7	Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$ für unterschiedliche Selektionsmethoden des $\pi^+\pi^-$ Endzustands.	69
5.8	Differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$ aus dieser Arbeit und nach Hasan et al. [42] für 3 verschiedene Strahlimpulse.	70
5.9	Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte aus der Analyse von Datensätzen mit verschiedenen Triggern	71
5.10	Wirkungsquerschnitt $\sigma(4\gamma + 6\gamma + 8\gamma)$ der 1000'er Gruppen gegen die mittlere Strahlrate	72
5.11	Anzahl aufeinanderfolgender Ereignisse auf Band auf die Zahl der einlaufenden Antiprotonen normiert	73

5.12	Wie Figur 5.10 mit dem Ergebnis der Fits auf eine Konstante bzw. auf eine Gerade	74
5.13	Wirkungsquerschnitte $\sigma(4\gamma + 6\gamma + 8\gamma)$ aus der Anpassung 5.1 für alle Scanpunkte	75
5.14	Die Wirkungsquerschnitte $\sigma(4\gamma + 6\gamma + 8\gamma)$ für die 1000'er Gruppen der ersten drei Scanpunkte gegen die mittlere Strahlrate	76
5.15	Wie 5.10 nur mit Korrektur des Wirkungsquerschnitts auf die Pile-up-Wahrscheinlichkeit	77
5.16	Differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$ nach der Korrektur auf die Pile-up-Wahrscheinlichkeit im Vergleich mit den Ergebnissen von Hasan et al.	78
5.17	Integrierter Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$ über den Bereich $\cos\theta < 0.7$ bzw. $\cos\theta < 0.85$ aller hier erwähnten Datensätze	80
6.1	Schematische Darstellung der Formation einer Resonanz R aus dem $\bar{p}p$ Eintrittskanal und des Zerfalls der Resonanz in den $\pi^0\pi^0$ oder $\eta\eta$ Austrittskanal.	81
6.2	Integrierte Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$, $\eta\eta$ und $\eta\pi^0$ gegen die Ruheenergie des Systems	84
6.3	Vergleich der integrierten Wirkungsquerschnitte dieser Arbeit mit der Analyse des breiten Scans	85
6.4	Verhältnis der Anzahl der $\pi^0\pi^0$ bzw. $\eta\eta$ Ereignisse zur Anzahl der $3\pi^0$ Ereignisse gegen die Ruheenergie	86
6.5	Obere Grenze des Produktverzweigungsverhältnisses $B(\bar{p}p \rightarrow \xi)B(\xi \rightarrow \pi^0\pi^0)$ mit 95% Konfidenzniveau	87
6.6	Obere Grenze des Produktverzweigungsverhältnisses $B(\bar{p}p \rightarrow \xi)B(\xi \rightarrow \eta\eta)$ mit 95% Konfidenzniveau	88
6.7	Verteilung der Legendrekoeffizienten a_ℓ aus der Parametrisierung der gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$	91
6.8	Wie 6.7 für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta$	92
6.9	Vergleich der gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$ mit den Ergebnissen der Anpassung	95
6.10	Variation des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$ mit der Energie als Ergebnis des Fits	96
6.11	Verlauf des Wirkungsquerschnitts aus der Integration der angepaßten differentiellen Wirkungsquerschnitte mit $\cos\theta < 0.85$ mit der Ruheenergie	96
6.12	Vergleich der gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta$ mit den Ergebnissen der Partialwellenanalyse	99
6.13	Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta$ mit der Energie aus dem Ergebnis der Partialwellenanalyse	100
6.14	Veranschaulichung der Produktion einer Quark-Antiquark Resonanz R und eines Glueballs G aus dem radiativen J/Ψ Zerfall und des anschließenden Zerfalls in 2γ	102

Tabellenverzeichnis

1.1	Gemessene Produktverzweigungsverhältnisse $B(J/\Psi \rightarrow \gamma\xi)B(\xi \rightarrow X)$ von Mark III, DM2 und BES	4
1.2	Bisherige Experimente zur Suche nach $\xi(2230)$ in Antiproton-Proton Formation	6
2.1	Entscheidungszeiten und verwendete Detektorkomponenten jeder Triggerstufe.	20
2.2	Verwendete Trigger für die in dieser Arbeit analysierten Daten und deren Triggerbedingungen.	21
3.1	Zeitlicher Überblick über die Datennahme des Finescans.	26
3.2	Auswirkung der einzelnen Selektionsschritte auf die Statistik des selektierten Datensatzes	35
5.1	Wirkungsquerschnitte als Ergebnis des Fits einer Geraden bzw. einer Konstanten an die Verteilung der $\sigma(4\gamma + 6\gamma + 8\gamma)$ gegen die Strahlrate	74
5.2	Vergleich der integrierten Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$ im Bereich $-0.52 < \cos\theta < 0.52$ nach der Korrektur des Wirkungsquerschnitts auf Pile-up.	78
6.1	Verwendete Resonanzen und deren Amplituden aus der Partialwellenanalyse der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$	97
6.2	Ergebnisse für die Masse und Amplitude aus der Partialwellenanalyse der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$ nach Hinzunahme einer schmalen Resonanz	98
6.3	Verwendete Resonanzen und deren Amplituden aus der Partialwellenanalyse der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta$	98
6.4	Ergebnisse der Masse und Amplitude aus der Partialwellenanalyse der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta$ nach Hinzunahme einer schmalen Resonanz	100
A.1	Technische Daten der Jet-Driftkammer	107
A.2	Technische Daten der CsI(Tl) Kalorimeters	108
A.3	Inhalt der Scaler Bank RSCL	109
A.4	Verwendete und verworfene Runs des Finescan Bereichs	110
A.5	Verwendete Runs und Ergebnisse der Selektion der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$ für verschiedene Einschußimpulse	111
A.6	Verwendete Runs und Ergebnisse der Selektion der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$ und $\pi^+\pi^-$ für verschiedene Trigger bei einem Antiprotonimpuls von 1525 MeV/c	111
A.7	Integrierte Wirkungsquerschnitte der $\pi^0\pi^0$, $\eta\eta$ und $\eta\pi^0$ Endzustände mit Integrationsbereich.	112
A.8	Legendre Koeffizienten aus der Anpassung der gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$	113
A.9	Legendre Koeffizienten aus der Anpassung der gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta$	113

Kapitel 1

Einleitung

Im Konstituenten-Quark-Modell (oder Valenz-Quark-Modell) sind herkömmliche Mesonen quasi-gebundene Zustände aus Quark-Antiquark ($q\bar{q}$) Paaren. Die Quantenzahlen der Mesonen ergeben sich aus den relativen Spinstellungen und den Bahndrehimpulsen zwischen dem $q\bar{q}$ -Paar (Drehimpuls J , Parität P und Ladungskonjugation oder C-Parität C), sowie den Flavours der beteiligten Quarks (Isospinquantenzahl I und Strangeness S bei den leichten Quarks). Bei Massen über $2000 \text{ MeV}/c^2$ liegen die Zerfallsbreiten dieser Mesonen zwischen 200 und $300 \text{ MeV}/c^2$ [1]. Umso bemerkenswerter sind daher schmale Zustände in diesem Massenbereich. 1986 berichtete die Mark III Kollaboration von einer solchen schmalen Resonanz mit einer Masse von etwa $2230 \text{ MeV}/c^2$ und einer Breite um $20 \text{ MeV}/c^2$ [2]. Die untypisch geringe Breite und die Quantenzahlen von $J^{PC} = (\text{gerade})^{++}$ führten zu Spekulationen über die Natur des Zustands. So wurde das $\xi(2230)$, wie die Resonanz von Mark III genannt wurde, als herkömmliches Strangeonium ($s\bar{s}$ Meson), $s\bar{s}s\bar{s}$ Multiquarkzustand, Hybrid oder auch als Higgsboson interpretiert. Am weitesten verbreitet war allerdings die Hypothese, das $\xi(2230)$ mit dem 2^{++} Glueball zu identifizieren. In der Theorie der QCD (Quantenchromodynamik) tragen die Gluonen als Austauscheteilchen der starken Wechselwirkung Farbladung. Dies führt dazu, daß Wechselwirkungen zwischen Gluonen auftreten und diese auch gebundene Zustände bilden können - die Gluebälle. Gluebälle wären Bosonen, sollten also als mesonische Resonanzen auftreten, wobei für J^{PC} alle Quantenzahlen erlaubt sind, der Isospin allerdings 0 sein muß. Abbildung 1.1 zeigt das vorhergesagte Glueballspektrum aus der Gittereichtheorie. Demnach trägt der energetisch niedrigstliegende Zustand, die Quantenzahlen $J^{PC} = 0^{++}$ und sollte bei einer Masse um $1640 \text{ MeV}/c^2$ liegen. Das von der Crystal Barrel Kollaboration etablierte $f_0(1500)$ wird momentan als der beste Kandidat für diesen Zustand gesehen. Der nächstliegende Glueballzustand wäre der 2^{++} Glueball bei einer Masse um $2300 \text{ MeV}/c^2$. Die Quantenzahlen und die Masse machen das $\xi(2230)$ daher zu einem guten Kandidaten für diesen Glueballzustand. Dazu kommt, daß es von Mark III im Zerfall der J/Ψ Resonanz beobachtet wurde, von dem man annimmt, daß er über einen gluonreichen

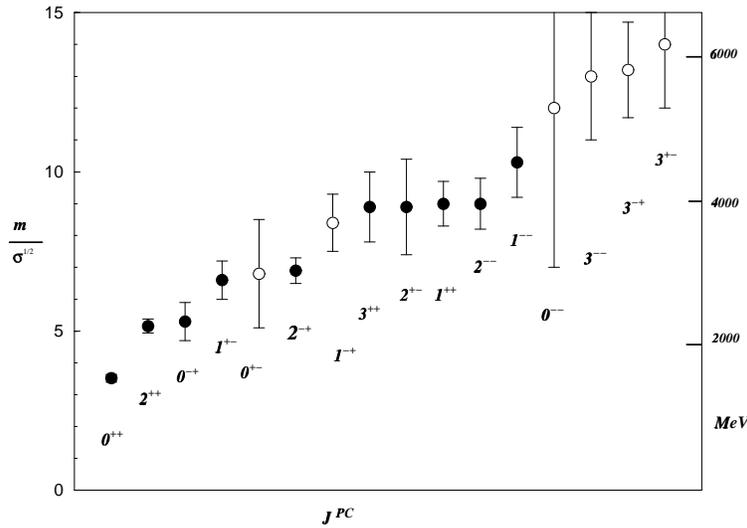


Abbildung 1.1: Vorhergesagtes Glueballspektrum der Gittereichttheorie (UKQCD Kollaboration) mit den zugehörigen Quantenzahlen der Glueballzustände [3]. Für die linke Skala wurde die Masse (rechte Skala) in Einheiten des Stringspannungsparameters σ angegeben.

Zwischenzustand verläuft.

Allerdings ist die Existenz des $\xi(2230)$ fraglich. Eine Messung derselben Reaktionen wie bei Mark III zeigte bei der DM2 Kollaboration kein Signal einer schmalen Resonanz [4]. Auch in einer Reihe von anderen Experimenten wurde nach dem $\xi(2230)$ gesucht. Doch auch hier bleiben die Hinweise auf das ξ zweideutig.

Experimenteller Status des $\xi(2230)$

Die ersten Hinweise auf das $\xi(2230)$ kommen aus der Untersuchung radiativer J/Ψ Zerfälle. Daneben wurde auch in der $\pi - p$ bzw. $K - p$ Streuung, Antiproton-Proton Annihilation, 2 Photon Kollision und in jüngster Zeit auch in hadronischen Z^0 Zerfällen nach dem Signal eines ξ gesucht. Der folgende Abschnitt gibt einen Überblick über die experimentellen Hinweise auf das $\xi(2230)$.

Radiative J/Ψ -Zerfälle

Wie oben schon erwähnt fand Mark III erste Hinweise auf das $\xi(2230)$ in der Analyse der Reaktionen $J/\Psi \rightarrow \gamma K^+ K^-$ und $J/\Psi \rightarrow \gamma K_S K_S$ im Spektrum der invarianten Massen der $K\bar{K}$ -Paare (Abb. 1.2). In beiden Fällen findet sich eine schmale Erhebung etwa 4-6 Standardabweichungen über einem breiten Untergrund. Die Masse und Breite wurden in der Analyse mit

$$m = 2230 \pm 6 \pm 14 \text{ MeV}/c^2 ,$$

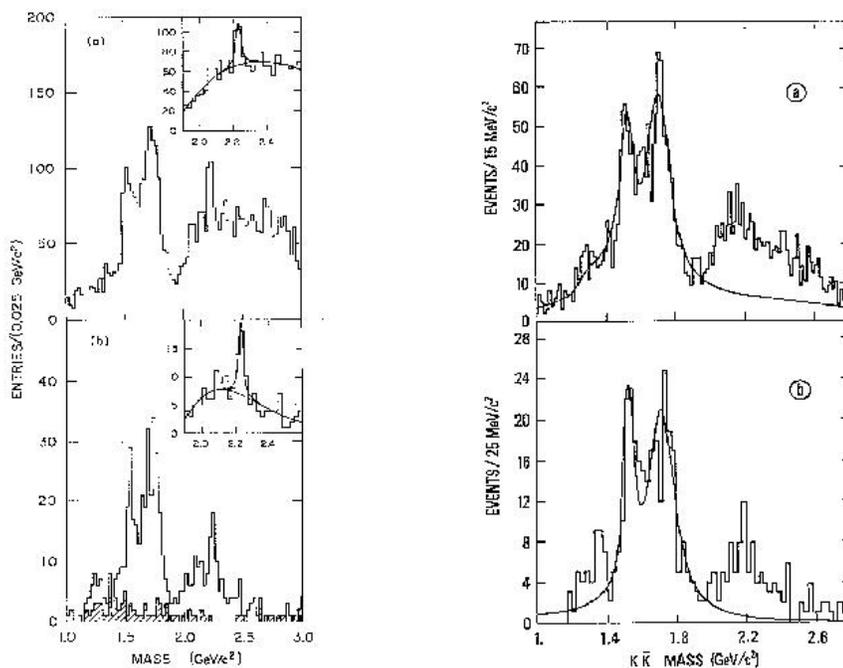


Abbildung 1.2: Invariantes Massenspektrum von K^+K^- (a) und $K_S K_S$ (b) aus der Messung von Mark III [2] (links) mit Signal einer schmalen Resonanz bei $2230 \text{ MeV}/c^2$ und DM2 [4] (rechts) ohne Hinweis auf ein Signal.

$$\Gamma = 26_{-16}^{+20} \pm 17 \text{ MeV}/c^2$$

bestimmt. Die Resonanz wurde auch in anderen Zerfallskanälen gesucht, doch konnten hierfür keine Hinweise gefunden werden. Tabelle 1.1 faßt die von Mark III gemessenen Produktverzweigungsverhältnisse $B(J/\Psi \rightarrow \gamma\xi)B(\xi \rightarrow X)$ bzw. deren oberen Grenzen für nicht beobachtete Zerfälle zusammen (im Vergleich mit den Werten von DM2 und BES). B bezeichnet dabei die relative Wahrscheinlichkeit des Zerfalls in einen bestimmten Endzustand im Verhältnis zu der Gesamtheit aller Zerfallskanäle, z.B. $B(J/\Psi \rightarrow \gamma\xi) = \Gamma(J/\Psi \rightarrow \gamma\xi)/\Gamma_{\text{tot}}$. In der Analyse wurde kein Versuch unternommen, den Spin des schmalen Zustands zu bestimmen, die Quantenzahlen wurden dem ξ entsprechend dem erlaubten Endzustand mit (gerade) $^{++}$ zugeordnet.

Die DM2 Kollaboration suchte nach dem Signal eines $\xi(2230)$ in denselben Zerfallskanälen wie Mark III. Bei einer ca. 50% höheren Statistik des Datensatzes finden sie aber keine Anzeichen einer schmalen Resonanz bei einer Masse von $2230 \text{ MeV}/c^2$. Das Spektrum der invarianten $K\bar{K}$ Massen ist in Abbildung 1.2 dargestellt. Die oberen Grenzen der Analyse liegen dabei in beiden Fällen rund 50% unterhalb der angegebenen Werte von Mark III. Stattdessen berichtet die DM2 Kollaboration von Anzeichen einer breiten Resonanz mit einer Masse von

Endzustand	B(J/Ψ → γξ)B(ξ → X)		
	Mark III	DM2	BES
ξ → K ⁺ K ⁻	(4.2 ^{+1.7} _{-1.4} ± 0.8) · 10 ⁻⁵	< 2.3 · 10 ⁻⁵	(3.3 ^{+1.6} _{-1.3} ± 1.2) · 10 ⁻⁵
ξ → K _S K _S	(3.1 ^{+1.6} _{-1.3} ± 0.7) · 10 ⁻⁵	< 1.6 · 10 ⁻⁵	(2.7 ^{+1.1} _{-0.9} ± 0.8) · 10 ⁻⁵
ξ → π ⁺ π ⁻	< 2 · 10 ⁻⁵		(5.6 ^{+1.8} _{-1.6} ± 2.0) · 10 ⁻⁵
ξ → π ⁰ π ⁰			(4.5 ± 2.6 ± 1.3) · 10 ⁻⁵
ξ → p \bar{p}	< 2 · 10 ⁻⁵		(1.5 ^{+0.6} _{-0.5} ± 0.5) · 10 ⁻⁵
ξ → ηη	< 7 · 10 ⁻⁵		< 5.6 · 10 ⁻⁴
ξ → ηη'			< 2.2 · 10 ⁻³
ξ → K [*] K	< 2.5 · 10 ⁻⁴		
ξ → K [*] \bar{K}^*	< 3 · 10 ⁻⁴		
ξ → μ ⁺ μ ⁻	< 5 · 10 ⁻⁶		

Tabelle 1.1: Gemessene Produktverzweigungsverhältnisse B(J/Ψ → γξ)B(ξ → X) bzw. deren obere Grenzen von Mark III [2], DM2 [4] und BES [5][6] für alle untersuchten Endzustände. Werte der oberen Grenzen beziehen sich für Mark III und BES auf 90% Konfidenzniveau, für DM2 auf 95% Konfidenzniveau.

2197 ± 17 MeV/c² und einer Breite von 201 ± 51 MeV/c², die von Mark III nur als Untergrund behandelt wird.

Schließlich untersuchte auch die chinesische BES Kollaboration [5] radiative Zerfälle des J/Ψ mit J/Ψ → γX. In den invarianten Massenspektren M_X der Endzustände K⁺K⁻, K_SK_S, π⁺π⁻ und p \bar{p} wurde von Hinweisen eines ξ(2230) berichtet (Abb. 1.3). Das Signal wird mit mit einer Signifikanz von etwa 3.8-4.6 Standardabweichungen über dem Untergrund angegeben. Eine nachfolgende Analyse neutraler Endzustände [6] deutet auf das ξ(2230) auch in π⁰π⁰ und gibt Hinweise auf ein Signal in den Endzuständen ηη, ηη' und η'η'. Die Massen und Breiten zeigen gute Übereinstimmung in den geladenen Zerfallskanälen; die Massen liegen im Bereich von 2230-2235 MeV/c², die Breiten werden für alle Zerfallskanäle mit 20 MeV/c² angegeben. Im π⁰π⁰ Endzustand wird ein Fit von insgesamt 5 Breit-Wigner Resonanzen über einem glatten Untergrund an die Verteilung der invarianten π⁰π⁰ Masse durchgeführt und die Masse des ξ bei vorgegebener Breite von 20 MeV/c² zu 2246 MeV bestimmt. Durch den großen Fehler von 36 MeV/c² (aufgrund der Auflösung von 50 MeV/c² im π⁰π⁰ Endzustand) ist dies dennoch in Übereinstimmung mit den gemessenen Werten der geladenen Endzustände.

Periphere Produktion

Neben den J/Ψ Zerfällen liefern auch die Reaktionen π⁻p → ηη'n, π⁻p → K_SK_Sn und K⁻p → K \bar{K} Λ Hinweise auf das ξ.

Die GAMS Kollaboration berichtete von einer Anregung im Spektrum der invarianten Masse des ηη' Paares in der Reaktion π⁻p → ηη'n bei 38 und 100 GeV/c Strahlimpuls [7]. In den Datensätzen beider Reaktionen zeigt sich ein schma-

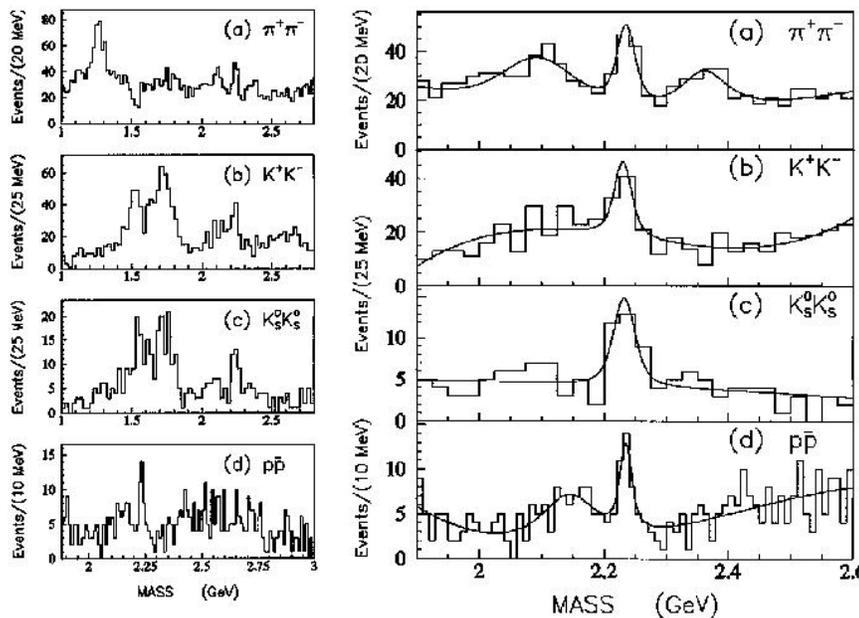


Abbildung 1.3: Invariante Massenspektren der von BES gemessenen Zerfallskanäle. Links ist der gesamte Meßbereich, rechts der Bereich um $\xi(2230)$, dargestellt [5].

ler Peak bei einer Masse von $2220 \text{ MeV}/c^2$. Die Breite wird im Bereich der Detektorauflösung von ca. $100 \text{ MeV}/c^2$ für diesen Massenbereich notiert. Eine Analyse nach Drehimpulsmomenten wurde aufgrund der geringen Statistik nicht durchgeführt, doch schließt die GAMS Kollaboration aus der anisotropen Verteilung des Zerfallswinkel auf einen Drehimpuls der Resonanz von $J \geq 2$. Allerdings berichtet GAMS in den Analysen der Reaktionen $\pi^- p \rightarrow \eta \eta n$ [8] und $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$ [9] nicht von Hinweisen auf eine entsprechende Resonanz.

Die E147 Kollaboration in Serpukhov berichtete von einer schmalen Resonanz in der Reaktion $\pi^- p \rightarrow K_S K_S n$ im invarianten Massenspektrum des $K_S K_S$ mit einer Masse von $2230 \text{ MeV}/c^2$ und einer Breite von $80 \text{ MeV}/c^2$ [10]. Die Analyse nach Drehimpulsanteilen liefert einen Spin der Resonanz von 2.

Ebenfalls in $K_S K_S$, aber auch in $K^+ K^-$, werden von der LASS Kollaboration Hinweise auf eine Resonanz mit einer Masse von ca. $2220 \text{ MeV}/c^2$ und einer Breite von $69 \text{ MeV}/c^2$ erwähnt [11][12]. Die Analyse nach Drehimpulsmomenten gibt dabei einen Wert des Spins der Resonanz von $J = 4$.

Interessant ist die Tatsache, daß die zwingenderen Hinweise auf eine Resonanz, mit Ausnahme der Messung der GAMS Kollaboration, bei der die Statistik nicht ausreichend war, aus der Analyse der Drehimpulsbeiträge kommt. Die Signale in den Spektren der invarianten Massen dagegen sind nicht unbedingt signifikant,

$\bar{p}p \rightarrow X$	obere Grenze für $J^{PC} = 2^{++}$	angenommene Breite	Experiment
K^+K^-	$< 1.3 \cdot 10^{-4}$ (99% CL)	$\Gamma = 30 \text{ MeV}/c^2$	PS 170 [18]
K^+K^-	$< 2.6 \cdot 10^{-4}$ (99% CL)	$\Gamma = 35 \text{ MeV}/c^2$	E 789 [19]
$K_S K_S$	$< 3 - 8 \cdot 10^{-5}$ (99% CL)	$\Gamma = 3 - 30 \text{ MeV}/c^2$	PS 185 [20]
$K_S K_S$	$< 7.5 \cdot 10^{-5}$ (95% CL)	$\Gamma > 5 \text{ MeV}/c^2$	PS 202 [21]
$\Phi\Phi$	$< 6 \cdot 10^{-5}$ (95% CL)	$\Gamma = 15 \text{ MeV}/c^2$	PS 202 [22]
$\pi^+\pi^-$	$< 0.15 - 2.8 \cdot 10^{-4}$ (99% CL)	$\Gamma = 5 - 15 \text{ MeV}/c^2$	PS 172 [23]
$\pi^0\pi^0$	nicht gesehen		PS 202 [13]
$\eta\eta$	nicht gesehen ¹		PS 202

¹Ein vorläufiges Ergebnis zeigte eine Anregung in diesem Kanal (siehe Text)

Tabelle 1.2: Bisherige Experimente zur Suche nach $\xi(2230)$ in Antiproton-Proton Formation. Obere Grenzen beziehen sich auf eine Resonanz mit Spin $J=2$.

wenngleich das invariante $K_S K_S$ Massenspektrum aus der Messung der LASS Kollaboration gute Übereinstimmung mit der Mark III Messung zeigt. Die Breiten der berichteten Resonanzen sind mit $60\text{-}70 \text{ MeV}/c^2$ etwas breiter als die gemessenen Breiten aus den J/Ψ -Zerfällen, doch stimmen die Ergebnisse noch innerhalb der Meßungenauigkeit überein.

$\bar{p}p$ Annihilation

In mehreren $\bar{p}p$ Formationsexperimenten wurde nach Hinweisen einer schmalen Resonanz gesucht. In dieser Art von Experiment soll eine Resonanz direkt durch Annihilation des Antiproton-Proton Systems gebildet werden. Durch Änderung des Strahlimpulses wird der Energiebereich der Resonanz durchlaufen und diese wird durch den Verlauf des Wirkungsquerschnitts $\sigma(E)$ eines Zerfallskanals (z.B. $\bar{p}p \rightarrow K_S K_S$) nachgewiesen. Gesucht wurde in den Kanälen K^+K^- , $K_S K_S$, $\Phi\Phi$, $\pi^+\pi^-$, $\pi^0\pi^0$ und auch $\eta\eta$. Tabelle 1.2 gibt einen Überblick über die bisherigen Messungen. In keinem Fall wurde dabei ein Hinweis auf eine schmale Resonanz im Bereich des $\xi(2230)$ gesehen. Eine Ausnahme bildet dabei die Messung der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta$, bei der nach einer vorläufigen Analyse von einer scharfen Resonanz bei einer Masse von $M = 2229 \pm 1 \text{ MeV}/c^2$ und einer Breite von $7 \pm 3 \text{ MeV}/c^2$ berichtet wurde [13]. Bei einer Reanalyse der Daten wurde dieser Zustand allerdings nicht mehr beobachtet.

Während keine schmale Resonanz zu beobachten ist, existieren dagegen Hinweise auf eine breite $J^{PC} = 2^{++}$ Resonanz im Massenbereich um $2200 \text{ MeV}/c^2$, wie Anregungsfunktionen der Kanäle $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$ [14][15] und $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$ [16] zeigen. Eine kombinierte Analyse für $\pi^+\pi^-$, $\pi^0\pi^0$, $\eta\eta$ und $\eta\eta'$ [17] liefert einen Wert der Masse von $M = 2210 \pm 45 \text{ MeV}/c^2$ und der Breite von $\Gamma = 310 \pm 45 \text{ MeV}/c^2$ in guter Übereinstimmung mit dem angegebenen Wert aus den radiativen J/Ψ -Zerfällen von DM2 (s.o.).

Zwei- γ -Kollision

Aufgrund der zugeschriebenen Quantenzahlen des $\xi(2230)$ von $J^{PC} = (\text{gerade})^{++}$ sollte es möglich sein, das ξ in 2- γ -Reaktionen zu produzieren. Experimentell wird dazu die Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ betrachtet. Das e^+e^- -Paar wird durch Emission zweier Photonen gestreut. Diese produzieren die Resonanz X, die im weiteren Verlauf in Hadronen zerfällt. Für die Suche nach dem $\xi(2230)$ wurden 0-Tag (von engl. *taggen* = markieren) Ereignisse verwendet, d.h. weder das e^+ noch das e^- werden im Detektor nachgewiesen, sondern treten durch die Strahlöffnung wieder aus. Im Detektor werden nur die hadronischen Zerfallsprodukte gemessen. Durch die kleinen Streuwinkel der e^+e^- und die damit verbundenen geringen Impulsüberträge, können die emittierten Photonen als annähernd "reale" Photonen betrachtet werden. Die Auswahlregeln erlauben dann nur Zustände mit Parität $P=+1$, während der Spinzustand $J=1$ verboten ist.

Das $\xi(2230)$ wurde von der CLEO Kollaboration in den Zerfallskanälen $K_S K_S$ und $\pi^+\pi^-$ und von der L3 Kollaboration, ebenfalls im $K_S K_S$ Zerfallsmodus gesucht. In beiden Fällen fanden sich keine Hinweise auf eine schmale Resonanz im gesuchten Massenbereich. Obere Grenzen werden von CLEO mit

- $\Gamma_{\gamma\gamma \rightarrow \xi} B(\xi \rightarrow K_S K_S) < 1.4 \text{ eV (95\% CL) [24]}$,
- $\Gamma_{\gamma\gamma \rightarrow \xi} B(\xi \rightarrow \pi^+\pi^-) < 2.5 \text{ eV (95\% CL) [25]}$,

und von L3 mit

- $\Gamma_{\gamma\gamma \rightarrow \xi} B(\xi \rightarrow K_S K_S) < 3 \text{ eV (95\% CL) [26]}$

angegeben. Dabei bezeichnet B die relative Zerfallswahrscheinlichkeit in den jeweiligen Kanal. Die Zerfallsbreite einer Resonanz in $\gamma\gamma$ ist von besonderem Interesse, da dieser Zerfall für einen reinen Glueballzustand stark unterdrückt sein sollte.

Hadronische Z^0 Zerfälle

Bei der Analyse hadronischer Z^0 Zerfälle berichtete die L3 Kollaboration von einem schmalen Signal im invarianten Massenspektrum von $K_S K_S$ [27]. Das Signal ist konsistent mit einer Resonanz der Masse und Breite des $\xi(2230)$ und weist einige bemerkenswerte Eigenschaften auf. Zum einen wird sie ausschließlich in 3 Jet Ereignissen nicht aber in 2 Jet Ereignissen gesehen. Die Monte Carlo Simulation dagegen läßt lediglich eine Unterdrückung der Anzahl der Ereignisse in 2 Jet Ereignissen von 30% erwarten. Zum andern tritt das Signal hauptsächlich für K_S Paare zu Tage, die dem Jet mit niedrigster Energie zugeordnet werden. Für 3 Jet Ereignisse stammt dieser Jet bevorzugt von einem abgestrahlten Gluon. Diese Punkte scheinen auf eine Anreicherung des Signals in gluonischen Prozessen hinzuweisen. Eine zusätzliche Monte Carlo Simulation mit erzwungener Bildung

eines $\xi(2230)$ aus Gluon Fragmentierung liefert eine gute Übereinstimmung mit den Daten in den oben erwähnten Punkten und würde diese These unterstützen.

Die OPAL Kollaboration konnte allerdings das Signal einer schmalen Resonanz von L3 nicht bestätigen [28]. In ihrer Analyse des $K_S K_S$ Spektrums aus Z^0 Zerfällen zeigt sich weder im 2 Jet noch im 3 Jet Datensatz ein Hinweis auf eine schmale Resonanz. Dies ist um so bedeutender, als die gemessene Ereignisrate von L3 verbunden mit der höheren Auflösung und Effizienz des OPAL Detektors ein eindeutiges Signal eines $\xi(2230)$ liefern sollte.

Zusammengefaßt ist die Existenz des $\xi(2230)$ fraglich. Alle Hinweise auf eine schmale Resonanz im Massenbereich um $2230 \text{ MeV}/c^2$ liegen an der Grenze statistischer Signifikanz. OPAL hätte, das L3 Ergebnis vorausgesetzt, ein eindeutiges Signal im invarianten Massenspektrum des $K_S K_S$ Systems für niederenergetische Jets sehen müssen. Auch fehlen Hinweise dieser Resonanz in Antiproton-Proton Annihilationen. Bei der bisherigen Statistik steht dieser Befund allerdings im Konflikt mit dem gemessenen Produktverzweigungsverhältnis $B(J/\Psi \rightarrow \gamma\xi)B(\xi \rightarrow p\bar{p})$ der BES Kollaboration, die ein Signal in Antiproton-Proton Annihilationen nahelegen würde.

Messung mit dem Crystal Barrel Detektor

Der Crystal Barrel Detektor stellt durch seine Hermitizität und die gute Energieauflösung im Kalorimeter ein hervorragendes Instrument zur Messung neutraler Endzustände dar. Durch die Impulsauflösung des Low Energy Antiproton Rings (LEAR) des CERN kann die Einschubenergie des Antiprotons und damit die Ruheenergie des Antiproton-Proton Systems in sehr feinen Schritten von weniger als $1 \text{ MeV}/c^2$ variiert werden. Dies ermöglicht die Suche nach einer schmalen Resonanz in neutralen Endzuständen. Dabei ist vor allem der Kanal $\eta\eta$ nach dem preliminären Ergebnis der PS202 Kollaboration von besonderem Interesse. In dieser Analyse werden Ergebnisse der Suche nach einer schmalen Resonanz im Bereich der ξ -Masse über Formation in $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$ und $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta$ präsentiert. Figur 1.4 zeigt den abgetasteten Meßbereich der Crystal Barrel Messung im Vergleich mit den berichteten Massen des $\xi(2230)$ aus den J/Ψ Zerfällen und ihren statistischen Fehlern.

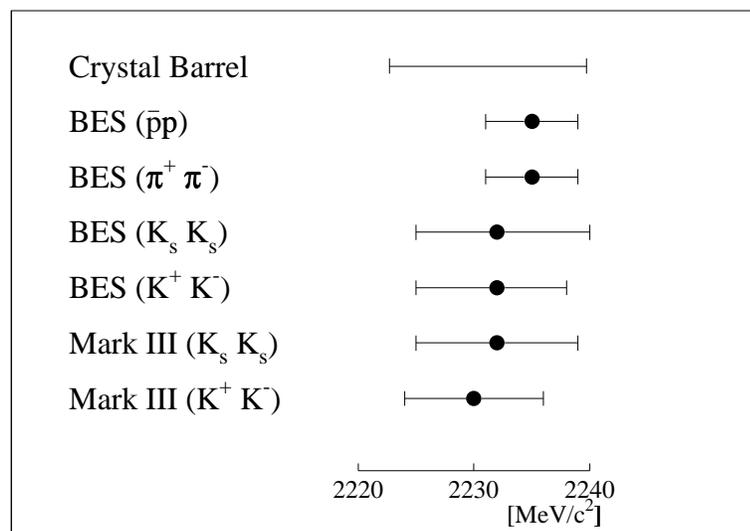


Abbildung 1.4: Meßbereich des Crystal Barrel Experiments, des in dieser Arbeit analysierten “Scans” im Vergleich mit den publizierten Massen des $\xi(2230)$ und deren statistischen Fehlern.

Kapitel 2

Das Crystal Barrel Experiment

Der Crystal Barrel Detektor am CERN [29] ist ein kompakter Detektor zum Nachweis von neutralen und geladenen Teilchen in einem Raumwinkelbereich von annähernd 4π . Abbildung 2.1 zeigt einen Schnitt durch den Detektor. Antiprotonen treffen mit Impulsen von 200 bis 1940 MeV/c auf ein Target aus Flüssigwasserstoff bzw. optional gasförmigem Wasserstoff oder Flüssigdeuterium. Das Target ist von einem zylindrischen Silizium- μ -Streifendetektor umgeben. Danach folgen von innen nach außen die zylindrische Jet-Driftkammer (JDC) zur Orts- und Impulsmessung geladener Teilchen und das Kalorimeter aus CsI(Tl) zur Messung neutraler Teilchen. Letztes gab durch seine Faßform dem Experiment auch seinen Namen.

2.1 Die Detektorkomponenten

2.1.1 Der Strahl- und Targetbereich

Der Low Energy Antiproton Ring LEAR des CERN versorgt das Experiment mit Antiprotonen im Impulsbereich von 60 bis 1940 MeV/c mit einer Impulsauflösung von $\Delta p/p = 5 \cdot 10^{-4}$. Durch die langen Speicherzeiten der Antiprotonen, zunächst im Antiproton Akkumulator (AA), später im LEAR, ist der Strahl frei von Verunreinigungen durch Kaonen oder Pionen. Intensitäten des Strahls mit Raten bis hin zu 10^7 Antiprotonen/s sind möglich, doch liegen die verwendeten Strahlraten je nach Antiprotonimpuls und der Reaktionsrate im Target bei maximal $2 \cdot 10^4$ Antiprotonen/s für Reaktionen in Ruhe und $5 \cdot 10^5$ Antiprotonen/s für Messungen bei 1940 MeV/c Antiprotonimpuls. Bei der Datennahme, die dieser Arbeit zugrunde liegt, wurden Raten von $2 - 3 \cdot 10^5$ Antiprotonen/s verwendet. Diese relativ geringen Raten ermöglichen eine kontinuierliche Versorgung des Experiments mit Antiprotonen bis hin zu drei Stunden (ein sog. Spill) bevor der LEAR wieder mit Antiprotonen gefüllt werden muß.

Die Antiprotonen werden nach Extraktion aus dem LEAR über eine Strahlführung zum Experiment geleitet. Am Ende des LEAR Strahlrohrs, ca.

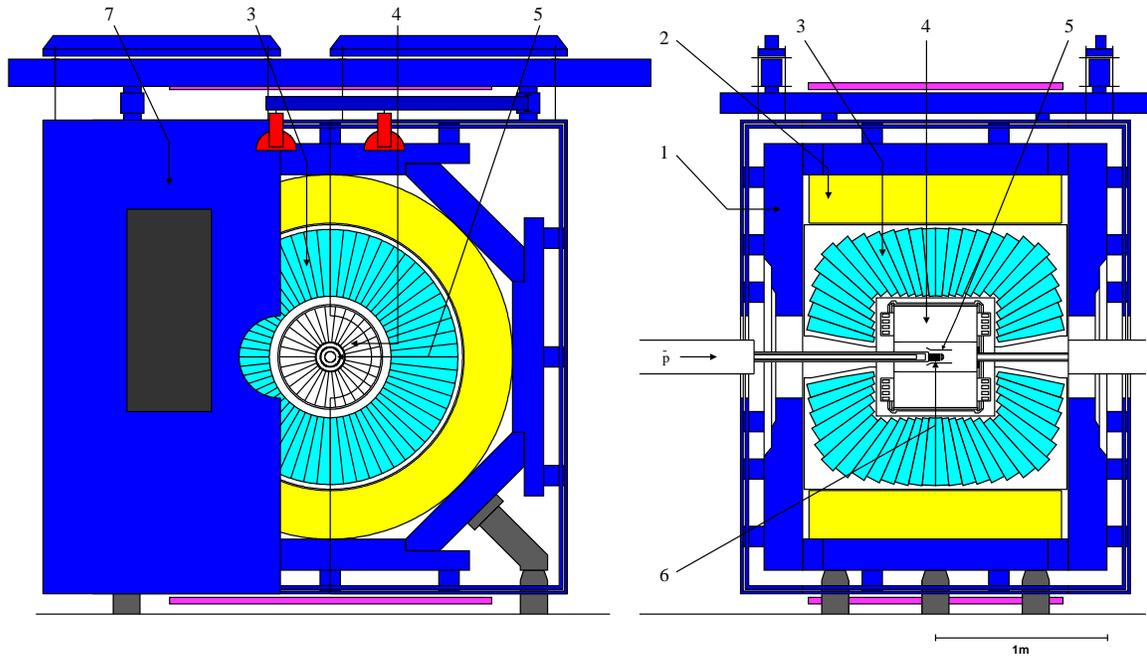


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Crystal Barrel Detektors: 1 Eisenjoch, 2 Magnetspule, 3 CsI(Tl) Kalorimeter, 4 Jet-Driftkammer, 5 Silizium Vertexdetektor, 6 Flüssigwasserstofftarget, 7 Magnettür.

35 cm vom Targetzentrum entfernt und noch vor dem Targetrohr, sitzt eine kleine Proportionaldrahtkammer (KC), die als erster Strahlzähler dient. Direkt vor dem Target, etwa 28 mm vom Targetzentrum entfernt, befindet sich mit einer 5-fach segmentierten Siliziumdiode ein zweiter Strahlzähler. Der Zähler ist für Messungen bei höheren Antiprotonimpulsen, wie sie hier verwendet wurden, 1 mm dick und besteht aus einem kreisförmigen zentralen Zähler mit 4 mm Durchmesser (Si_C) umgeben von vier Zählern in Form von Kreissegmenten, Si_{1-4} . Diese fünf Zähler kombiniert mit der Drahtkammer am Ende des LEAR Strahlrohrs erlauben eine exakte Positionierung des Strahls.

Das Target ist 4.4 cm lang mit einem Durchmesser von 1.6 cm und war in dieser Strahlzeit mit Flüssigwasserstoff gefüllt. Gegenüber Messungen in Ruhe wurde das Targetzentrum ca. 6.8 mm entgegen der Strahlrichtung aus dem tatsächlichen Zentrum des Detektors verschoben, um eine höhere Akzeptanz in Vorwärtsrichtung zu erreichen.

137 mm hinter dem Targetzentrum und 48 mm nach dem Austrittsfenster des Targetrohrs beginnt der aus zwei Komponenten bestehende Veto-zähler [30]. Dieser sollte einen möglichst großen Winkelbereich hinter dem Target abdecken, bei gleichzeitiger minimaler Reaktionsrate im Zähler selbst. Aus diesem Grund besteht die im Innern des Detektors liegende Komponente aus einem 95.0 cm langen Plastiksintillatorrohr mit 8 mm Wandstärke und 20 mm Innendurchmesser. Abgeschlossen wird das Rohr ca. 109 cm vom Targetzentrum entfernt durch

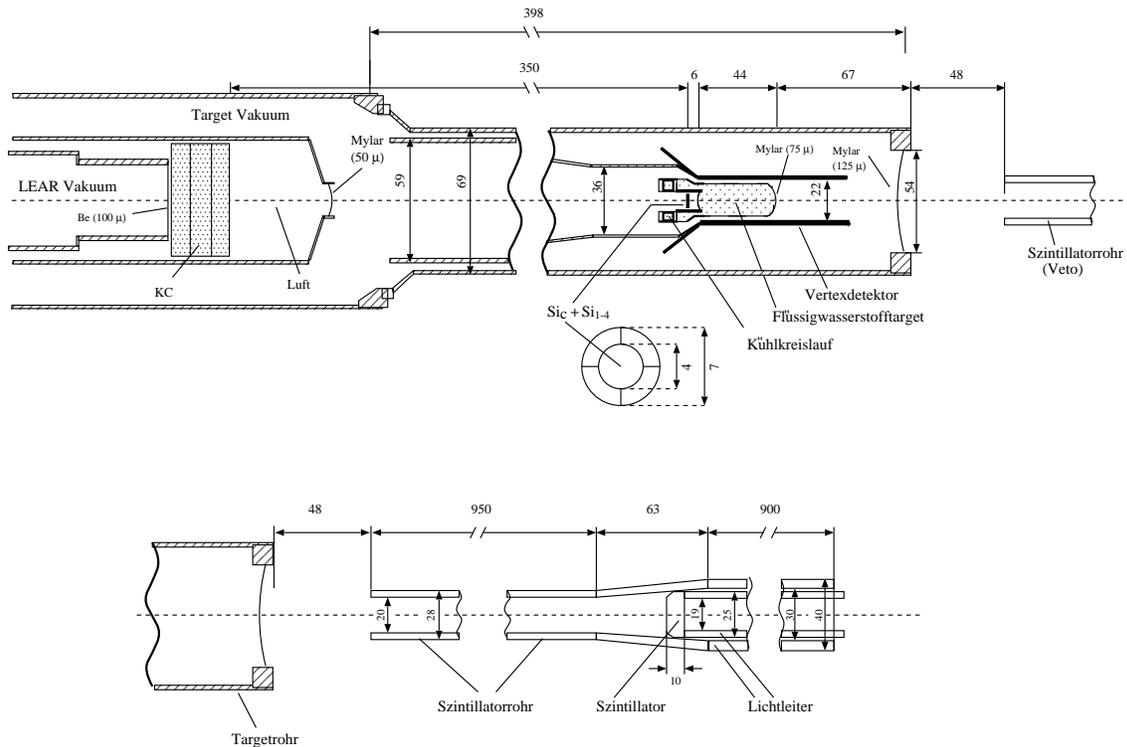


Abbildung 2.2: Der Strahlbereich des Crystal Barrel Detektors mit der Eingangszählern KC (Drahtkammer) und Si_C und Si_{1-4} (Silizium Dioden), dem Flüssigwassertarget und dem Vetozähler.

eine 10 mm dicke Endkappe, die ebenfalls aus Szintillationsmaterial besteht. Die Effizienz des Zählers liegt bei annähernd 100% und deckt durch ihren Aufbau einen Winkel von etwa 6° zur Strahlachse ab.

Der genaue Aufbau des Detektors im Bereich der Strahlachse ist in dieser Arbeit nicht nur durch die Notwendigkeit der Kenntnis über die Energieverluste des Antiprotonstrahls in der Strahlzuführung und damit der Gesamtenergie des Antiproton-Proton Systems von besonderer Bedeutung, sondern auch um das Triggersystem und eventuell auftretende Nebeneffekte zu verstehen. Der gesamte Strahlbereich mit allen Ein- und Austrittsfenstern und Zählern, wie sie in der Herbst '96 Strahlzeit verwendet wurden, ist in Abbildung 2.2 dargestellt.

2.1.2 Der Silizium-Vertexdetektor

Direkt um das Target, noch im Targetrohr positioniert, befindet sich ein Silizium- μ -Streifen-Vertex-Detektor [31] (Abb. 2.3) bestehend aus 15 zylindrisch angeordneten, an den Rändern teilweise überlappenden, Modulen mit je 128 Mikrostreifen. Jedes Modul besitzt eine sensitive Fläche von 74×6.4 mm und ist in einem Abstand von ca. 4 mm von der Targethülle, d.h. 12 mm vom Zentrum des Detek-

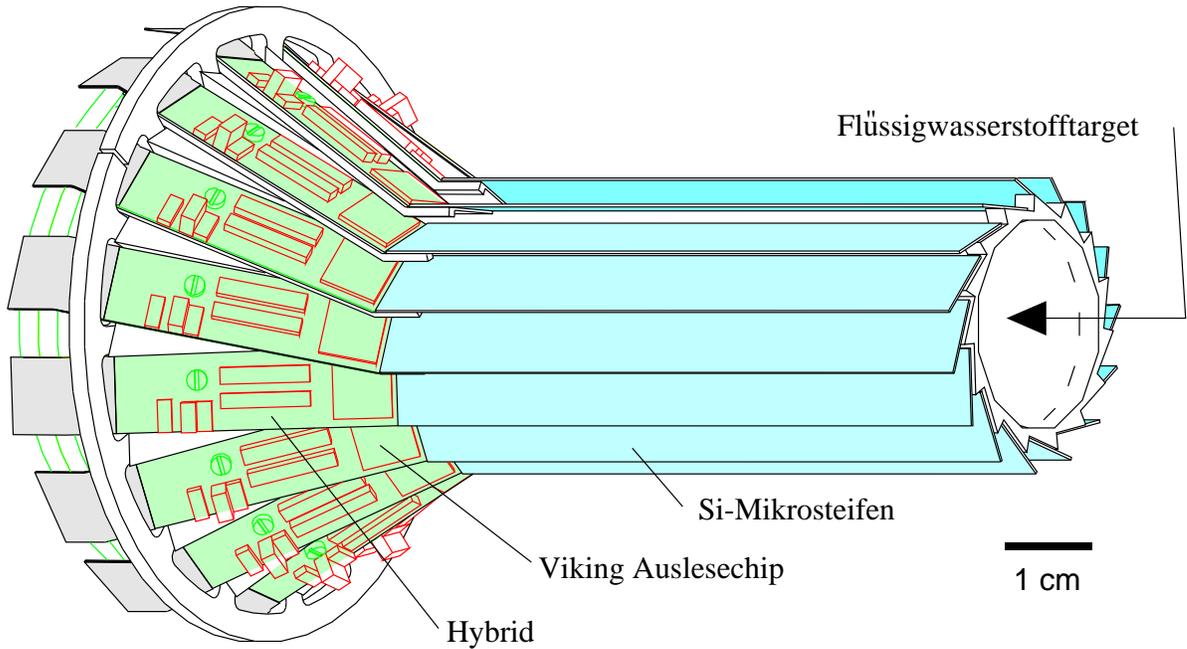


Abbildung 2.3: Der Silizium Vertexdetektor.

tors angebracht. Der Vertexdetektor deckt so 95% des gesamten Raumwinkels ab. Neben der Auslese der einzelnen Streifen besitzt der Crystal Barrel Vertexdetektor die Besonderheit der schnellen Rückseitenauslese. Innerhalb von $0.5 \mu\text{s}$ steht damit die Information über die Anzahl der getroffenen Module zur Verfügung, die im folgenden in der ersten Triggerstufe verwendet wird. Die vollständige Auslese aller Streifen erfolgt parallel für alle Module und benötigt etwa $26 \mu\text{s}$. In der zweiten Triggerstufe kann somit die Anzahl der Cluster im Vertexdetektor verwendet werden. Durch die Nähe des Vertexdetektors zum Zentrum des Targets und die Möglichkeit, das Signal im Trigger zu verwenden, eignet er sich ausgezeichnet zur Anreicherung von Ereignissen mit Sekundärvertices, insbesondere Kanäle mit K_S , $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$, aber auch mit Λ , $\Lambda \rightarrow p\pi^-$. Neben der Verwendung im Trigger trägt der Vertexdetektor, durch seine gute räumliche Auflösung von etwa $15 \mu\text{m}$ und die Nähe zum Ursprung einer Spur, wesentlich zur Verbesserung der Spurbestimmung bei (siehe auch Beschreibung der Jet-Driftkammer).

2.1.3 Die Jet-Driftkammer

Außerhalb des Targetrohrs befindet sich eine zylindrische Jet-Driftkammer (JDC, Abbildung 2.4) zur Messung von Ort und Impuls der geladenen Zerfallsprodukte. Sie besteht aus insgesamt 23 Lagen von Signaldrähten eingeteilt in 15 Sektoren in den inneren 5 Drahtlagen bzw. 30 Sektoren ab Drahtlage 7. Lage 6 bleibt ohne Signaldraht und sorgt für einen homogenen Übergang der inneren und äußeren

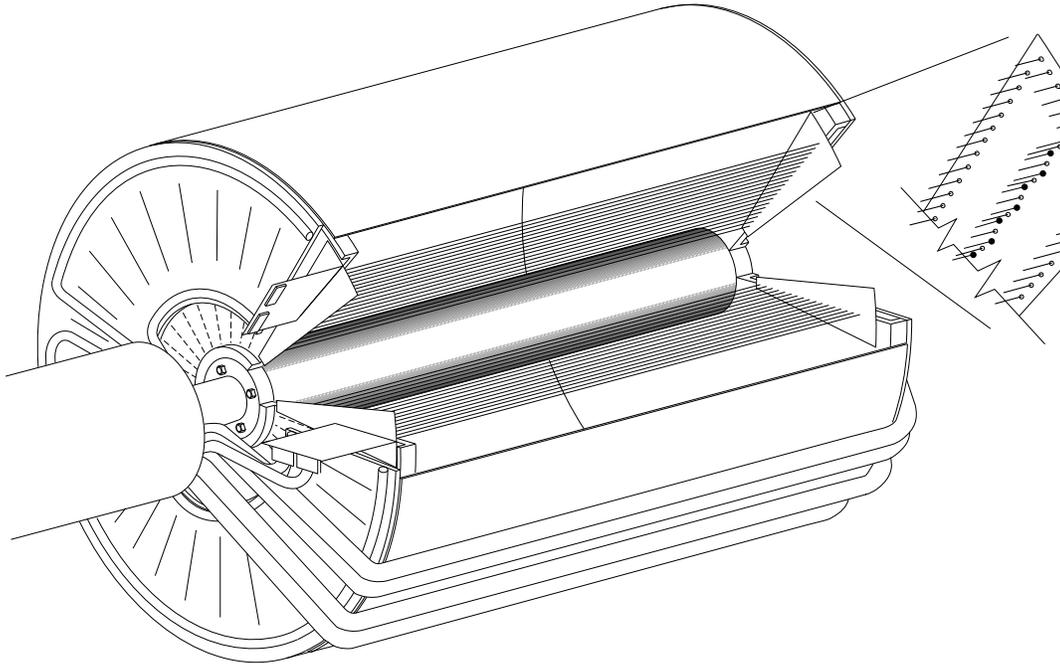


Abbildung 2.4: Die Jet-Driftkammer mit Ansicht der Signal- und Felddrahtlagen. In der vergrößerten Darstellung der Drahtkonfiguration an der Endplatte ist das Staggering der Signaldrähte zu erkennen.

Lagen. Die einzelnen Drahtlagen besitzen einen Abstand von 8 mm zueinander mit der innersten Lage bei einem Radius von 65 mm vom Zentrum. Mit einer sensitiven Länge des Signaldrahts von 396 mm und einer minimalen Spurlänge von 3 Drahtlagen steht ein Raumwinkel von 93% von 4π zur Verfügung. Der während dieser Strahlzeit verwendete Trigger verlangte allerdings Signale in den Drahtlagen 9 und 10, so daß damit nur noch 83% des gesamten Raumwinkels zur Verfügung stehen.

Als Detektorgas wurde mit einer Mischung aus 90% Kohlendioxid und 10% Isobutan bei Normalbedingungen ein langsames Gas verwendet. Durch die Geometrie ist die Driftzeit dennoch mit etwa $3\text{-}4 \mu\text{s}$ ausreichend kurz, um die JDC Information schon in der ersten Triggerstufe zu verwenden. Dazu werden die Signale von sechs definierten Drahtlagen über ein eigenes System von Diskriminatoren und ADCs verarbeitet und über programmierbare Logikbausteine (PLUs) mit Triggerwerten verglichen, woraus innerhalb von $4\text{-}6 \mu\text{s}$ ein Signal an die Triggerstufe 1 abgeleitet wird. Die mit dem verwendeten Gasgemisch erhaltene Anzahl der gebildeten Ionenpaare und damit die dE/dx Information ist ausreichend um eine K^\pm/π^\pm Trennung bis zu Impulsen von $500 \text{ MeV}/c$ zu ermöglichen. Über Sektor und Drahtlage, kombiniert mit der Driftzeit innerhalb einer Driftzelle, wird der Ort einer Spur in $r - \phi$ -Richtung mit einer Auflösung von nahezu $100 \mu\text{m}$ bestimmt. Die rechts-links Ambiguität des Orts relativ

zum Signaldraht wird dabei durch ein Versetzen (Staggering) der Signaldrähte verschiedener Lagen desselben Sektors um 0.2 mm erreicht. Die Ortsbestimmung in z-Richtung erfolgt durch Auslese der Signaldrähte auf beiden Enden über die Methode der Ladungstrennung. Nach der Spurrekonstruktion liefert die JDC eine Impulsauflösung von 6.7% bei einem Impuls von 900 MeV/c. Das Einbeziehen des Vertexdetektors verbessert wie schon erwähnt die Auflösung erheblich. Bei demselben Impuls verbessert sich die Auflösung um 40% auf 3.8%. Eine Tabelle mit den technischen Daten der Driftkammer findet sich in Anhang A (Tabelle A.1).

2.1.4 Das Kalorimeter

Das Kalorimeter besteht aus 1380 in Faßform angeordneten Thallium-dotierten CsI-Kristallen von 300 mm (16.1 Strahlungslängen) Länge und dient der Orts- und Energiemessung von neutralen Zerfallsteilchen, insbesondere von Photonen. Jeder Szintillator ist keilförmig und auf das Zentrum des Detektors ausgerichtet, wobei die inneren Kristalle einen Raumwinkel von 6° abdecken, die jeweils äußersten 2 Lagen dagegen einen Raumwinkel von 12° (Abb. 2.5). Der Winkelbereich von 12° um die Strahlachse bleibt für den Antiprotonstrahl ausgespart, womit der insgesamt erfaßte Raumwinkel bei 98% von 4π liegt. Durch die Lage des Kalorimeters innerhalb des Magnetfelds ist es notwendig, die Kristalle über Photodioden auszulesen, wobei zur Angleichung der sensitiven Flächen der Photodioden an die Rückseiten der CsI Kristalle Wellenlängenschieber verwendet werden. Die Signale aus den Kristallen weisen Abklingzeiten mit Zeitkonstanten der Hauptkomponenten von 0.9 und 7 μ s auf. Die langsamen Komponenten sind dafür verantwortlich, daß es bei hohem Energiedepot in den Kristallen zu einem verhältnismäßig langem Nachklingen bis in Bereiche von 50 μ s kommen kann.

Die Auslese der Kristalle erfolgt über zwei verschiedene ADC-Systeme, um die Bedingung einer guten Energieauflösung von 0.1 MeV einerseits und eines weiten Meßbereichs von 0-2000 MeV andererseits zu erfüllen. Während der breite Energiebereich mit einer Genauigkeit von 1 MeV digitalisiert wird (LeCroy FERA) wird der Energiebereich von 0-400 MeV mit 0.1 MeV Auflösung gemessen (LeCroy 2282). Für das Triggersystem wird eine schnelle Messung der Gesamtenergie benötigt. Dazu wird ein Triggermodul, der Total Energy Trigger (TET) [32], zwischen den FERA ADCs und ihrem Speichermodul geschaltet und die Energieeinträge der ADCs während des Datentransfers aufaddiert. Die dafür benötigte Zeit hängt von der Anzahl der angesprochenen Kristalle ab und bewegt sich im Schnitt bei etwa 26 μ s, ausreichend für die Verwendung in der 2. Triggerstufe. Die Energieauflösung des Kalorimeters liegt zwischen $\sigma_E/E \approx 2.5\%$ für Photonenenergien von 930 MeV und 5% bei 95 MeV, die Winkelauflösung bei 1.5° für nicht-überlappende Schauer. (Tabelle A.2 in Anhang A faßt die Komponenten

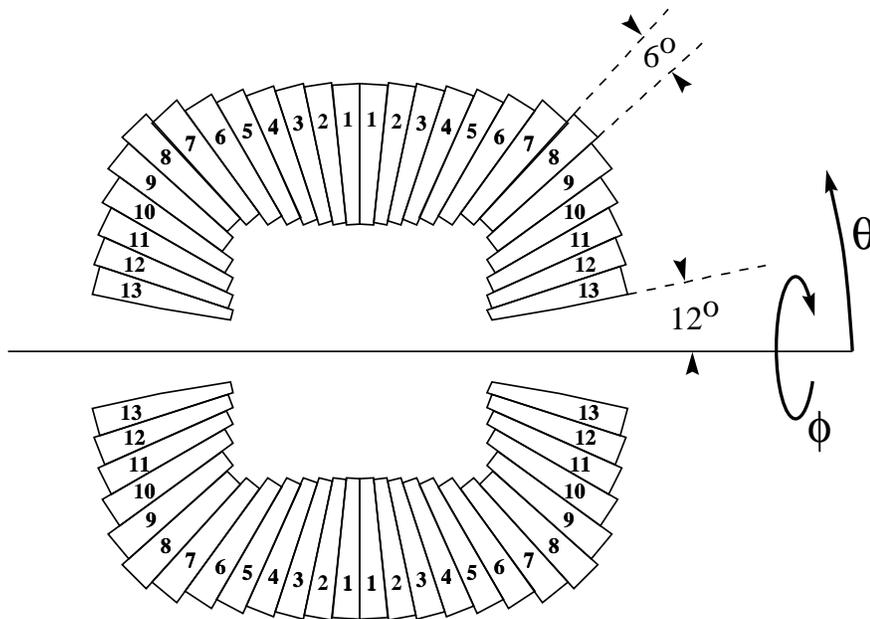


Abbildung 2.5: Schnittzeichnung durch des CsI(Tl) Kalorimeter. Zu erkennen ist die auf das Detektorzentrum ausgerichtete Anordnung der Kristalle mit den Öffnungen für den Strahleinlaß.

des Kalorimeters zusammen).

2.2 Das Datenerfassungssystem (DAQ)

Zur Minimierung der Zeit zur Auslese der einzelnen Detektorkomponente werden diese parallel ausgelesen und aufbereitet [33]. Jede Detektorkomponente besitzt zu diesem Zweck ihren eigenen lokalen Ereignisbilder. Dieser kontrolliert die Datenerfassung der Komponente und stellt die Daten für die weitere Verarbeitung zusammen. Im Fall der Jet-Driftkammer, bei der verhältnismäßig große Datenmengen anfallen, werden die Daten bereits teilweise verarbeitet und der Umfang damit stark reduziert. Ein globaler Ereignisbilder koordiniert den Datenfluß der lokalen Ereignisbilder und leitet diese Daten gesammelt an die Ausgabereinheit mit dem Bandlaufwerk und einen Shared Memory Bereich, der von einem weiteren Rechner verwaltet wird, weiter. Neben der Datennahme laufen für jede Detektorkomponente Monitorprogramme, die die Funktion des Detektors überwachen und Fehlfunktionen melden. Über das Shared Memory ist es bereits während der Datennahme möglich, Histogramme mit den relevanten Daten der einzelnen Detektorkomponenten zu füllen und darzustellen. Daneben ist es auch möglich,

die Daten “online” einer ersten schnellen Analyse zu unterziehen und diese über ein Eventdisplay darzustellen. Abbildung 2.6 zeigt den schematischen Aufbau des Datenerfassungssystems mit seinen einzelnen Komponenten.

2.3 Das Crystal Barrel Triggersystem

Bei einer Strahlrate von $3 \cdot 10^5$ Antiprotonen/s kommt es im Flüssigwasserstofftarget in jeder Sekunde zu ca. 5600 Reaktionen. Die Datennahme ist allerdings nur in der Lage, maximal etwa 60-70 Ereignisse/s zu erfassen und auf Band zu schreiben. In der Regel ist nur ein geringer Prozentsatz dieser Reaktionen von Interesse. Aufgabe des Triggersystems ist es daher, diese relevanten Ereignisse aus der Gesamtheit aller Reaktionen herauszusuchen. Ein idealer Trigger hätte dabei eine minimale Entscheidungszeit und wäre totzeitfrei. Das Crystal Barrel Triggersystem, wie es in den letzten Strahlzeiten verwendet wurde, besteht aus vier Triggerstufen. Durch den Gebrauch von programmierbaren Logikbausteinen (PLUs) in der Triggerlogik ist es möglich, durch einfaches Laden neuer Triggerfiles beim Starten der Datennahme, zwischen verschiedenen Triggerbedingungen umzuschalten oder auch neue zu definieren.

Triggerstufe 0 liefert das Startsignal für den Beginn der Auslese und verlangt ein einlaufendes aber nicht wieder austretendes Antiproton. Dieses wird durch Koinzidenz der kleinen Drahtkammer (KC) am Ende des LEAR-Strahlrohrs mit dem zentralen Siliziumeingangszähler Si_C bei gleichzeitigem Veto auf hohe Signalamplituden im Siliziumzähler (Si_{High}), um nicht auf eventuell dort stattfindende Annihilationen zu triggern, und Antikoinzidenz auf die beiden Veto­zähler definiert ($KC \wedge Si_C \wedge \overline{Si_{High}} \wedge \overline{Veto_{Rohr}} \wedge \overline{Veto_{Kappe}}$). Mit dem Startsignal beginnt die Auslese der einzelnen Detektorkomponenten. Die erste Triggerstufe vergleicht die Multiplizität geladener Spuren der Rückseite des Vertexdetektors und der relevanten Drahtlagen der JDC mit den programmierten Werten des Triggers. Die maximale Driftzeit der JDC wurde mit $4 \mu s$ definiert [34], so daß der Trigger in der ersten Stufe nach etwa $4.1 \mu s$ über die weitere Verwendung des Ereignisses entscheidet. Die Triggerstufe 2 verwendet die langsameren Signale der Hardwarekomponenten, wie die Gesamtenergie aus dem Total Energy Trigger und die Clusterinformation des Vertexdetektors. Um der langsamen Auslese der Kristalle gerecht zu werden, wird für diese Stufe ein Delay von $40 \mu s$ verwendet. Das Verwerfen von Ereignissen in Triggerstufe 1 oder 2 führt zu einem sogenannten “Fast Reset”, bei dem bereits ausgelesene Detektorkomponenten zurückgesetzt werden. Das Triggersystem wird nach etwa $8 \mu s$ wieder aktiviert, so daß der Detektor nach dieser Zeit wieder für neue Ereignisse aufnahmebereit ist. In der Triggerhierarchie folgt nach den zwei Hardwaretriggerstufen eine Stufe mit einem Softwaretrigger. Dieser wurde allerdings in der hier besprochenen Strahlzeit nicht verwendet, da die benötigten Entscheidungszeiten von 100-150 μs im allgemeinen zu lang wa-

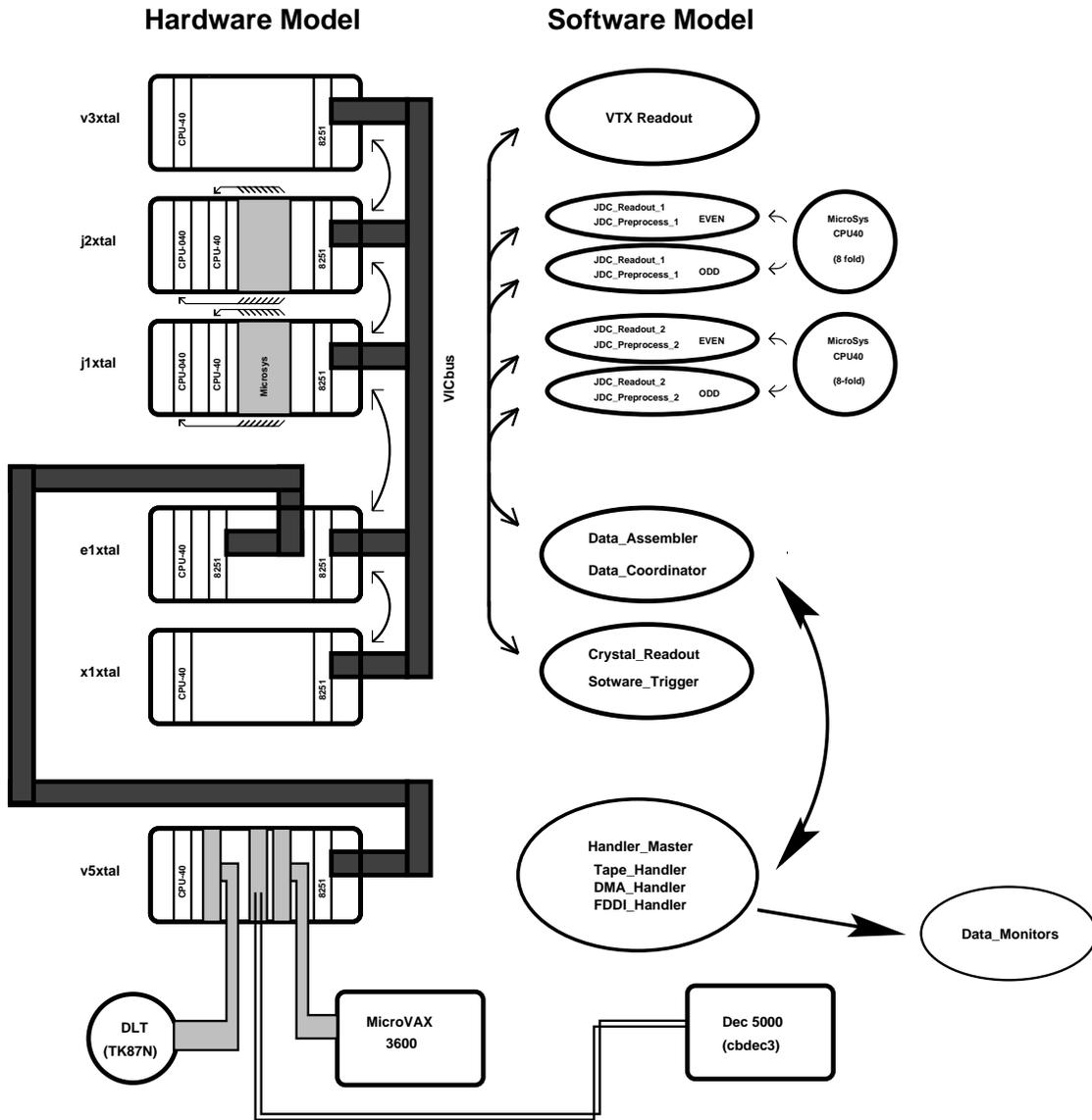


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung des Datenerfassungssystems [33]. Auf der linken Seite aufgeführt sind die lokalen Ereignisbilder des Vertexdetektors (v3xtal), der JDC (j1xtal und j2xtal) und des Kalorimeters (x1xtal) zusammen mit dem globalen Ereignisbilder (e1xtal) und der Ausgabereinheit (v5xtal). Der Datenfluß wird durch die Bänder zwischen den einzelnen Crates angedeutet. Auf der rechten Seite sind die jeweiligen Aufgaben der lokalen Ereignisbilder dargestellt, wobei Pfeile auf die Kommunikation zwischen den einzelnen Rechereinheiten hinweisen.

Triggerstufe	Entscheidungszeit [μs]	verwendete Detektorinformation
0	0.1	Eingangszähler
1	4.1	SVX Rückseite JDC Multiplizität
2	40	SVX Cluster Multiplizität Energiesumme der Kristalle
3	200	Software Trigger

Tabelle 2.1: Entscheidungszeiten und verwendete Detektorkomponenten jeder Triggerstufe.

ren. Wird ein Ereignis vom Trigger akzeptiert, werden alle Detektorkomponenten vollständig ausgelesen. Die Zeit bis der Detektor wieder zur Datennahme bereit ist, beträgt etwa 12 ms und reduziert die maximale Aufzeichnungsrate auf die oben angegebenen 60-70 Hz. Tabelle 2.1 gibt einen Überblick über das Triggersystem und die mit den einzelnen Triggerstufen verbundenen Entscheidungszeiten.

Verwendete Trigger

In dieser Arbeit werden Daten analysiert, die mit 3 verschiedenen Triggern genommen wurden, welche sich in der Definition der 1. und 2. Triggerstufe unterscheiden. Der Schwerpunkt liegt in der Analyse der Daten, bei denen ein 0-Prong (= "0-geladene-Spuren-") Trigger verwendet wurde. Dieser verlangt in der 1. Triggerstufe keine Signale in den Rückseiten des Vertexdetektors und in den Drahtlagen 2, 3, 9 und 10 der Jet-Driftkammer. Zur Unterdrückung von unerwünschten Reaktionen der Art $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$, die keine geladene Spuren im Detektor, aber geringe Energiedepositionen in Kalorimeter aufweisen, wird in der 2. Triggerstufe ein geeignetes Fenster auf die Gesamtenergie definiert. Im Gegensatz zu dem 0-Prong Trigger für die Datennahme in Ruhe, d.h. mit abgestoppten Antiprotonen, wurde bei der Datennahme mit höheren Strahlimpulsen auf die mittleren Lagen der JDC getriggert, statt die äußeren Lagen zu verwenden. Der Grund hierfür liegt in der Produktion von Sekundärteilchen im Kalorimeter mit ausreichender Energie, um bis in die Driftkammer zu gelangen. Die radiale Ausbreitung dieses "Backsplash" ist durch die starke Bahnkrümmung im Magnetfeld zwar nur beschränkt, doch kann sie ausreichen, um in den äußeren JDC Lagen Hits zu erzeugen und damit ein Ereignis mit einer geladenen Spur vorzutäuschen. Tabelle 2.2 gibt einen Überblick über die Triggerbedingungen der einzelnen Triggerstufen jedes der drei in Frage kommenden Trigger. Interessant ist dabei insbesondere der Minimum Bias Trigger, der keine besondere Bedingung an eine Detektorkomponente stellt, der aber zur Kontrolle des Triggersystems Verwendung finden kann.

Trigger	SVX Rückseite	Energiesumme der Kristalle	JDC-Multiziplicität Lage			
			2	3	9	10
0-Prong	0	nach Bedarf	0	0	0	0
2-Prong	0-3	-	-	-	2	2
Minimum Bias	-	-	-	-	-	-

Tabelle 2.2: Verwendete Trigger für die in dieser Arbeit analysierten Daten und deren Triggerbedingungen.

Totzeitmessung

In das Triggersystem eingebunden sind neben einem 10 kHz Pulser, zur Messung der absoluten Zeit, zwei Zähler mit identischem Gate, mit 1 bzw. 16 MHz Taktfrequenz, die beide die aktive Zeit, d.h. die Zeit, in der der Detektor aufnahmebereit war (Akzeptanzzeit), messen. Kenntnis über die Totzeit (= absolute Zeit - aktive Zeit des Detektors) und deren korrekte Messung ist im späteren Verlauf der Analyse zur Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte notwendig. Die Zähler erhalten ihr Startsignal, sobald das Triggergate geöffnet wird, d.h. der Detektor aufnahmebereit ist. Triggerstufe 1 liefert nach der 4 μ s Delayzeit für die JDC das Stoppsignal, d.h. zur korrekten Messung der Totzeit ist es notwendig, für jedes getriggerte Ereignis der Triggerstufe 0 diese Delayzeit zu addieren. Wurde das Ereignis auf der Triggerstufe 1 oder 2 verworfen, so wird die Zeitnehmung mit dem Öffnen des Triggergates mit dem Wert nach dem letzten Stop fortgesetzt. Erst nach Akzeptieren eines gültigen Ereignisses werden die Zähler auf 0 zurückgesetzt.

Scalerbank

Die wichtigsten Informationen des Triggersystems wurden in der sogenannten Scalerbank festgehalten. Insbesondere enthält diese Bank die Information über die Zählraten aller Eingangszähler, wichtige Ausgabewerte einiger programmierbarer Logikbausteine, und die Raten der oben erwähnten Pulser der absoluten und aktiven Zeit (bzw. Totzeit) des Detektors. Im allgemeinen bestehen die Zählraten aus laufenden Summen, d.h. sie werden von Ereignis zu Ereignis sukzessive aufaddiert. Eine Rücksetzung auf 0 findet erst nach einem Überlauf des 32-bit Wortes des Zählers statt. Die einzigen Ausnahmen stellen die beiden Zähler der Totzeitmessung dar. Diese werden wie oben erwähnt nach jedem gültigen Ereignis, also jedem Ereignis auf Band, auf 0 zurückgesetzt. Tabelle A.3 in Anhang A listet die aktuelle Version der Scalerbank auf. Ein Ziel dieser Arbeit ist die direkte Bestimmung der absoluten Wirkungsquerschnitte der analysierten Kanäle aus den gemessenen Zählraten der Scalerbank. Von besonderer Bedeutung ist daher die korrekte Messung der Totzeiten über das Datenerfassungssystem. Um

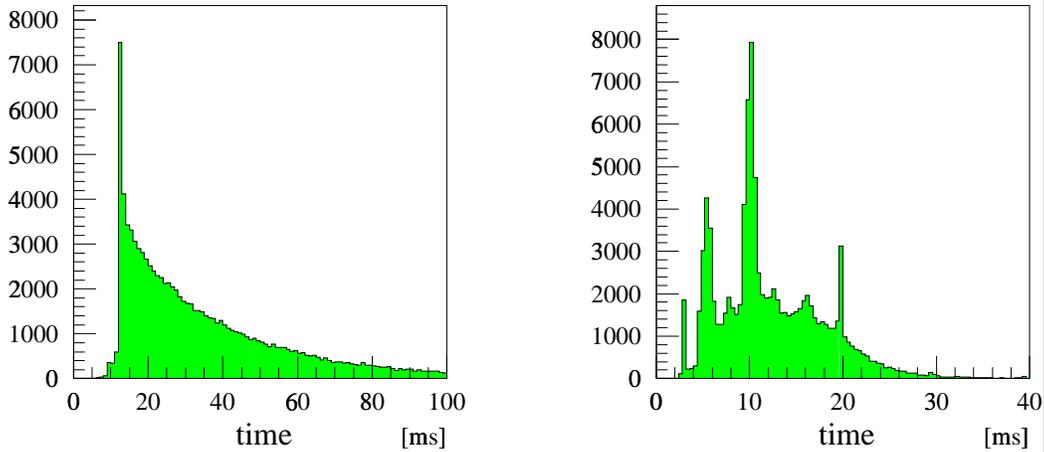


Abbildung 2.7: Gesamtzeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Ereignissen; links für den 0 Prong Trigger, rechts für Minimum Bias Daten.

dies zu prüfen, gibt es zum einen die Möglichkeit, die in der Analyse bestimmten Wirkungsquerschnitte desselben Endzustands für zwei unterschiedliche Trigger zu vergleichen. Dies wird in Kapitel 5 für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$ unter Verwendung des 0-Prong und des Minimum Bias Triggers durchgeführt. Eine andere Möglichkeit besteht darin, aus den Zählern der Scalerbank bekannte Zeiten zu rekonstruieren und auf allgemeine Konsistenz zu prüfen. Dazu wurde zunächst das Spektrum der Gesamtzeit zwischen zwei Ereignissen betrachtet (Abb. 2.7). Für die Daten des 0-Prong Triggers ist deutlich eine minimale Zeit von 12 ms zu erkennen. Diese Zeit entspricht der Zeit, die notwendig ist, ein Ereignis vollständig auszulesen und auf Band zu schreiben. Dasselbe Spektrum mit Daten, die mit dem Minimum Bias Trigger aufgenommen wurden, zeigt ebenfalls eine Hauptkomponente bei ca. 12 ms. Die zweite Anhäufung bei 5 ms rührt von sogenannten “leeren Ereignissen” her, also Ereignissen, die keinen Eintrag in einer Detektorkomponente aufweisen. Dies können beispielsweise elastisch gestreute Antiprotonen aus der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$ in den nicht abgedeckten Winkelbereich von 6° zwischen Veto-Zähler und Kalorimeter sein (das Proton verbleibt dabei durch seinen geringen Impuls im Target). Das Verhältnis zwischen der Akzeptanzzeit des Detektors und Gesamtzeit zwischen zwei Ereignisse, die relative Akzeptanzzeit $L = t_{\text{acc}}/t_{\text{abs}}$, ist in Abbildung 2.8 in Abhängigkeit von der Strahlrate aufgetragen. Für sehr kleine Strahlraten werden die Totzeiten des Detektors vernachlässigbar klein und die relative Akzeptanzzeit zeigt Werte um 1. Bei größeren Werten der Strahlrate zeigt die relative Akzeptanzzeit Werte auf, die von der Reaktionsrate des getriggerten Endzustands abhängen, für kleine Reaktionsraten muß dagegen relativ lange auf ein Ereignis eines bestimmten Typs gewartet werden. Mit t_{acc} in der Größenordnung von t_{abs} liegen die relativen Akzeptanzzeiten dementsprechend

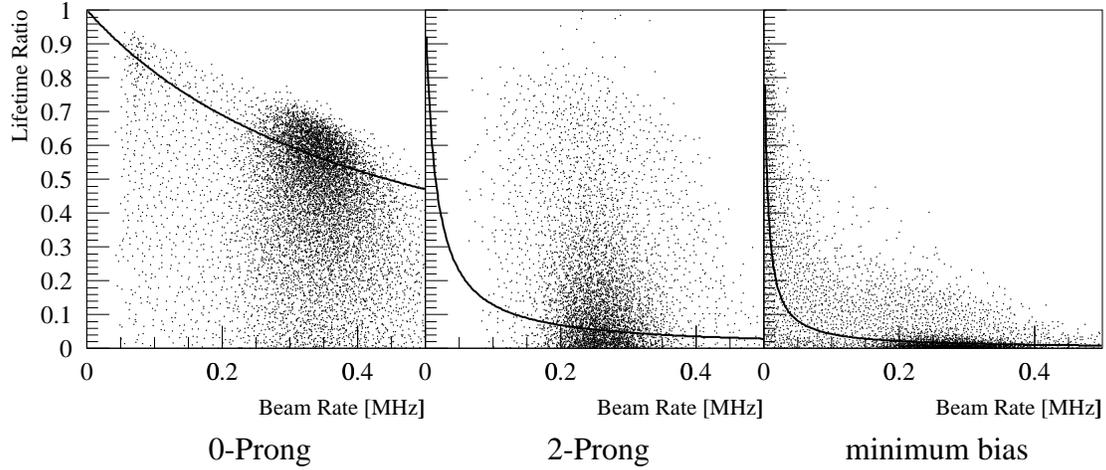


Abbildung 2.8: Relative Akzeptanzzeit (aktive Zeit des Datenerfassungssystems geteilt durch die Gesamtzeit zwischen zwei aufgezeichneten Ereignissen) als Funktion der Strahlintensität für (von links nach rechts): 0 Prong Trigger bei 1413 MeV/c Strahlimpuls, 2-Prong Trigger bei 1525 MeV/c und Minimum Bias ebenfalls bei 1525 MeV/c. Durchgezogene Linien sind Erwartungswerte wie im Text beschrieben.

bei Werten um 1. Hohe Reaktionsraten führen dagegen zu geringen Werten der relativen Akzeptanzzeit. Mit t_{proc} den 12 ms zur Auslese der Daten und

$$\begin{aligned} t_{\text{event}} &= 1/\text{Reaktionsrate des getriggerten Endzustands} \\ &= \frac{5.33 \cdot 10^3 \text{mb}}{\sigma \cdot R_{\bar{p}}} \end{aligned}$$

kann die relative Akzeptanzzeit vereinfacht mit

$$L = \frac{t_{\text{event}}}{t_{\text{event}} + t_{\text{proc}}}$$

beschrieben werden. $R_{\bar{p}}$ ist die Strahlrate, σ der Wirkungsquerschnitt der getriggerten Reaktion (unter Berücksichtigung der Akzeptanz des Detektors und der verlangten Triggerbedingung) und $5.33 \cdot 10^3$ mb die (geometrische) Konstante des Flüssigwasserstofftargets (nähere Erläuterungen dazu in Kapitel 5). Die durchgezogenen Linien in Abbildung 2.8 zeigen den Verlauf der relativen Akzeptanzzeiten mit der Strahlrate aus dieser Beschreibung für abgeschätzte Wirkungsquerschnitte von 1 mb für 0-Prong, 30 mb für 2-Prong und 100 mb für Minimum Bias Daten. Über die Kenntnis von t_{event} kann auch direkt die Ereignisrate bestimmt werden, die sich aus $1/(t_{\text{event}} + t_{\text{proc}})$, gibt.

Durch die festen Zeiten der Delays der zwei Hardware Triggerstufen von 4 bzw. 40 μs und die bekannte Zeit von 8 μs , die nach jedem Fast Reset benötigt

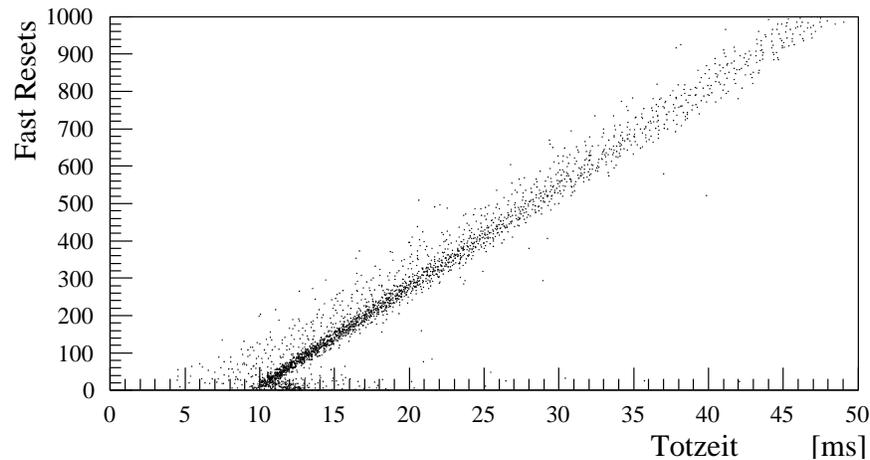


Abbildung 2.9: Anzahl der Fast Resets zwischen zwei aufgezeichneten Ereignissen gegen die Totzeit.

wird, bis der Detektor wieder aktiv ist [34], kann die Totzeit pro Fast Reset mit der gemessenen Werten aus der Scalerbank verglichen werden (Abbildung 2.9). Aus dem Verhältnis des Zählers des JDC Vetos mit dem der Fast Resets folgt ein Verhältnis von Triggerstufe 1 zu Triggerstufe 2 von etwa 40:60. Damit gibt sich ein Wert von $34 \mu\text{s}$ Totzeit für jeden Fast Reset, in guter Übereinstimmung mit $36 \mu\text{s}/\text{Fast Reset}$ aus Abbildung 2.9.

Soweit betrachtet zeigt sich ein konsistentes und verständliches Verhalten des Triggersystems und der Totzeiten. Sicherheit über die Verlässlichkeit der Totzeitmessung und damit der Ergebnisse der gemessenen Wirkungsquerschnitte kann allerdings nur der angesprochene Vergleich zwischen den Wirkungsquerschnitten aus 0-Prong getriggerten Daten und Daten, die mit dem Minimum Bias Trigger genommen wurden, geben. Durch den großen Unterschied der relativen Akzeptanzzeiten um den Faktor 60 (siehe Abbildung 2.8) sollten diese dort deutlich zu Tage treten.

Kapitel 3

Datenselektion

3.1 Datennahme

Die Daten, die dieser Analyse zugrunde liegen, wurden während der Herbst '96 Strahlzeit genommen. Diese Strahlzeit, die zugleich die letzte Crystal Barrel Strahlzeit am LEAR war, begann am 8. Oktober 1996 und endete am 9. Dezember desselben Jahres. Im Rahmen dieser Strahlzeit wurde in einem breiten Scan der Impuls des einlaufenden Antiprotons in groben Schritten von 900 MeV/c bis hin zu 1800 MeV/c variiert, wobei bei jedem Impuls im Schnitt etwa $5 \cdot 10^6$ getriggerte Ereignisse genommen wurden. Der Umfang des Datensatzes erlaubt noch die Analyse von 3 Körper Endzuständen, jedoch wurden dafür, abhängig von Trigger und Strahlintensität (und damit auch von der Datenqualität), bis zu 14 Tagen an Strahlzeit benötigt.

Innerhalb dieser langen Strahlzeit wurden zwei Strahlperioden zu je vier Tagen für den sogenannten Finescan einberaumt. Dabei war es geplant, den Impuls des einlaufenden Antiprotons in 10 Meßpunkten von 1413 MeV/c bis 1461 MeV/c zu variieren, um so mit der Ruheenergie des Antiproton-Proton Systems den Bereich, in dem das $\xi(2230)$ vermutet wird, abzudecken. Verglichen mit den anderen Datensätzen, die während dieser Periode genommen wurden, ist die Statistik für jeden Meßpunkt verhältnismäßig gering. Da hier allerdings der Schwerpunkt auf die Analyse von 2 Körperreaktionen gelegt wurde und die Messung des Gesamtwirkungsquerschnitts im Vordergrund steht, nicht aber eine Partialwellenzerlegung aller möglichen Endzustände, ist der Schnitt von etwa $6.5 \cdot 10^5$ Ereignissen pro Scanpunkt noch ausreichend. Die Datennahme erfolgte wie schon erwähnt in zwei Schritten. Im ersten Schritt wurden in der Woche vom 4. November bis 8. November die ersten vier Meßpunkte mit Antiprotonimpulsen von 1413 MeV/c, 1416 MeV/c, 1422 MeV/c und 1429 MeV/c genommen. Während der Datennahme des letzten Punktes bei 1429 MeV/c traten technische Probleme am LEAR auf (Wassereinbruch), die eine Unterbrechung der Datennahme von 24 Stunden zur Folge hatten. Durch den Zeitverlust ging ein geplanter Meßpunkt verloren, die

Antiprotonimpulse der zu diesem Zeitpunkt noch ausstehenden sechs Meßpunkte wurden daraufhin dahingehend verschoben, den Ausfall des Punktes zu kompensieren. In der zweiten Meßperiode vom 11. November bis 14. November wurden die verbliebenen Meßpunkte mit Strahlimpulsen von 1436 MeV/c, 1443 MeV/c, 1449 MeV/c, 1454 MeV/c und 1461 MeV/c genommen. Tabelle 3.1 faßt die Meßpunkte mit den Einschußenergien des Antiprotons, dem Namen des Triggerfiles und dem Datum für Beginn und Ende der Datennahme zusammen.

Strahlimpuls [MeV]	Trigger	Datennahme	
		Beginn	Ende
1413	0-Pr-fine.1410	04/11/96	05/11/96
1416	0-Pr-fine.1420	05/11/96	05/11/96
1422	0-Pr-fine.1426	05/11/96	06/11/96
1429	0-Pr-fine.1432	06/11/96	08/11/96
1436	0-Pr-fine.1437	11/11/96	12/11/96
1443	0-Pr-fine.1443	12/11/96	12/11/96
1449	0-Pr-fine.1449	12/11/96	13/11/96
1454	0-Pr-fine.1454	13/11/96	13/11/96
1461	0-Pr-fine.1461	13/11/96	14/11/96

Tabelle 3.1: Zeitlicher Überblick über die Datennahme des Finescans.

Die Daten ohne geladene Spuren wurden unter Verwendung des in dieser Strahlzeit üblichen 0-Prong Triggers genommen (siehe auch Kapitel 2). Während der Datennahme selbst wurde die Strahlintensität weitgehend konstant bei ca. $3.0 \cdot 10^5$ Antiprotonen pro Sekunde gehalten. Der Strahl sollte zudem gut fokussiert und zentral durch den Detektor laufen. Zu diese Zweck wurden die Zählraten der Eingangszähler, insbesondere des zentralen Siliziumzählers mit seinen vier umgebenden Segmenten, während der Datennahme überwacht. Abweichungen der absoluten Zählraten oder der Verhältnisse der Zählraten der äußeren Zähler zum zentralen Zähler wurden durch Nachjustieren des Strahls am LEAR korrigiert.

Während der Rekonstruktion wurden die Daten verschiedenen Qualitätskontrollen unterzogen. Dazu wurden die Mittelwerte und die mittleren quadratischen Abweichungen verschiedener Größen, wie beispielsweise der Anzahl der Einträge im Kalorimeter, die Anzahl der geladenen Spuren und die Komponenten des Gesamtimpulses, um nur einige zu nennen, betrachtet. Figur 3.1 zeigt einige dieser Werte für den ersten Scanpunkt, mit einem Antiprotonimpuls von 1413 MeV/c, gegen die Runnummer. Runs mit Auffälligkeiten bei diesen Checks wurden verworfen.

Ein Problem zeigt sich in diesem Zusammenhang beim Meßpunkt bei

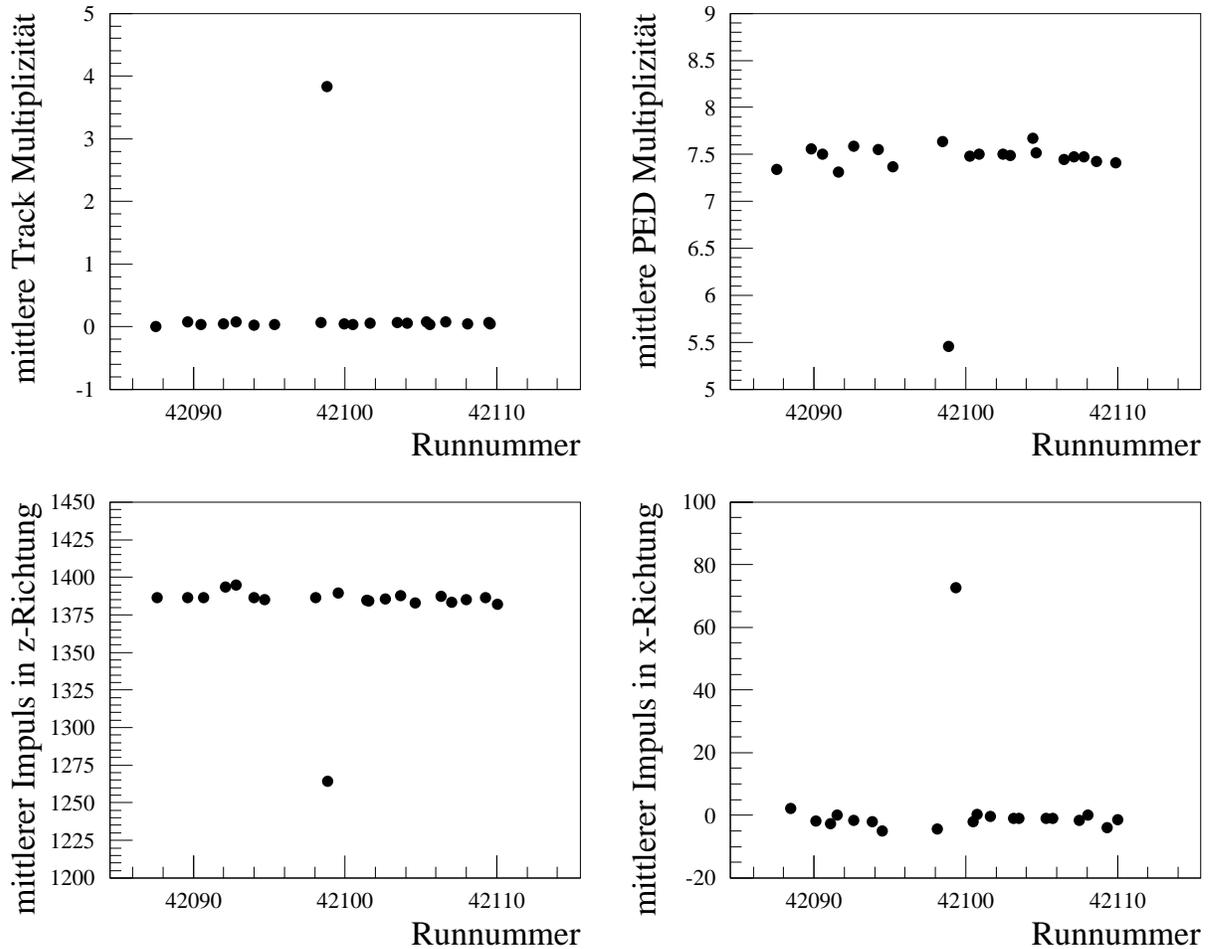


Abbildung 3.1: Qualitätschecks für den Scanpunkt bei 1416 MeV/c Antiprotonimpuls. Dargestellt ist hier die Multiplizität geladener Spuren und der PEDs sowie der Impuls in z- und x-Richtung aus der Gesamtsumme der Kalorimereinträge pro Ereignis über den gesamten Run gemittelt. Der Run 42099 zeigt deutliche Unterschiede zu den übrigen Runs und wurde nicht für die Analyse verwendet (Der Grund für den Unterschied liegt in der Verwendung eines anderen Triggers).

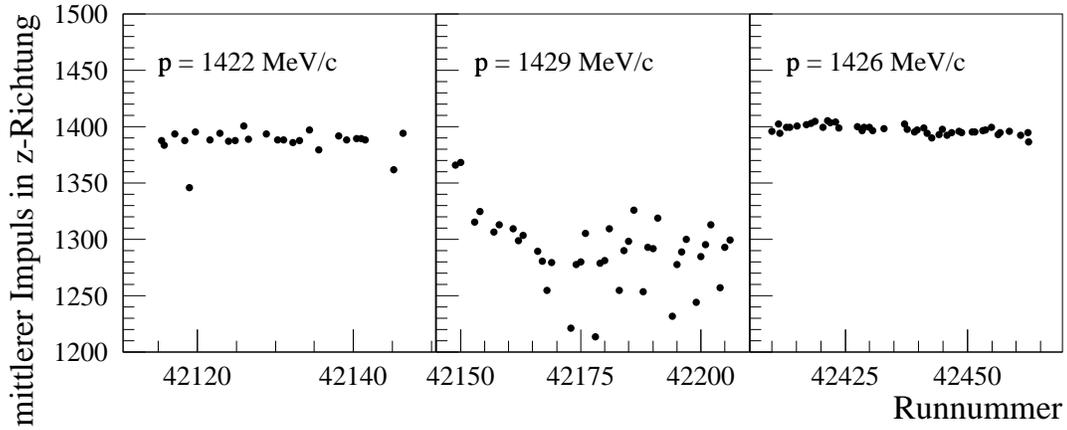


Abbildung 3.2: Mittlerer Impuls in Strahlrichtung pro Ereignis für den Scanpunkt bei 1429 MeV/c (mitte) und den benachbarten Punkten bei 1422 MeV/c (links) und 1436 MeV/c (rechts). Deutlich erkennbar liegen nur die ersten drei Runs des Scanpunkts auf dem Niveau der benachbarten Punkte, alle übrigen Runs zeigen Impulse signifikant unter den erwarteten Wert.

1429 MeV/c. Wie in Figur 3.2 zu sehen ist, weichen die Mittelwerte für den Gesamtimpuls in z-Richtung ($\hat{=}$ Richtung der Strahlachse) bei fast allen Runs von denen der übrigen Meßpunkte ab. Dies läßt klar darauf schließen, daß hier während der Datennahme Probleme auftraten. Wie oben erwähnt werden Runs mit solchen Auffälligkeiten üblicherweise verworfen, in diesem Fall wurde jedoch davon abgesehen, um nicht einen gesamten Meßpunkt zu verlieren. Weitergehende Untersuchungen zeigen, daß nur die absolute Zahl der selektierten Ereignisse, nicht aber die relative Zahl der selektierten Endzustände von der Norm abweicht. Konkret bedeutet dies, daß das Verhältnis der selektierten $\pi^0\pi^0$ Endzustände zu den $\pi^0\pi^0\pi^0$ Endzuständen konstant bleibt, während die absolute Zahl der $\pi^0\pi^0$ Ereignisse unter denen der umgebenden Punkte liegt. Das Problem beschränkt sich damit auf die absolute Normierung, betrifft aber nicht die Qualität der selektierten Daten.

Bei allen anderen Meßpunkten gibt es kaum Auffälligkeiten, d.h. fast alle Runs konnten verwendet werden.

3.2 Selektion der Endzustände

In dieser Analyse sollen die Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$, $\eta\eta$ und $\eta\pi^0$ betrachtet werden. Dabei wurde für alle Endzustandsteilchen der 2γ Zerfallsmodus gewählt. Damit wird ein entstandenes π^0 zu 98.8%, ein entstandenes η zu 39.3% nachgewiesen. Dies hat zur Folge, daß im $\eta\eta$ Endzustand nur etwa 16% aller ent-

standenen Ereignisse in der Analyse verwendet werden. Es wäre zwar möglich, den $3\pi^0$ Zerfallsmodus des η hinzuzunehmen, der immerhin mit 32.1% zum Gesamtzerfall beiträgt, doch muß der Gewinn an Statistik mit einer höheren Rate an Untergrund bezahlt werden. Neben Ambiguitäten aus der Zuordnung von 8γ in 4 Teilchen bleibt die allgemeine Schwierigkeit den $\eta\eta$ Endzustand vom Kanal $\eta\pi^0\pi^0\pi^0$ für den kinematischen Bereich, in dem die invariante Masse der $3\pi^0$ um die η Masse liegt, zu trennen. Zunehmende Teilchenmultiplizität im Endzustand führt zusätzlich zu einer Abnahme der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit, so daß letztendlich der Gewinn an Statistik nicht den Umfang hat, den die Zerfallsrate von 32.1% annehmen läßt.

3.2.1 Die Rekonstruktion der Daten

Zur Rekonstruktion und offline Analyse der Daten stehen speziell für das Crystal Barrel Experiment geschriebene und über die Jahre gewachsene, teils sehr umfangreiche, Programmpakete zur Verfügung. Im wesentlichen besteht die Crystal Barrel Software aus 4 Paketen:

CBOFF: Die “Crystal Barrel Offline Reconstruction Software”. Dieses Paket steuert die gesamte Rekonstruktion und Analyse, liest Ereignisse von Band ein und schreibt, wenn gewünscht, während der Analyse selektierte Ereignisse weg. CBOFF stellt auch die Eintrittspunkte für die speziellen, analysespezifischen Subroutinen, die vom Anwender zur Auswertung der Daten bereitgestellt werden.

LOCATER: “Crystal Barrel Chamber Reconstruction Software”. Dieses Paket übernimmt die Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen aus der Information der JDC. Die Signale der einzelnen Drähte (Hits) werden dabei zunächst in Ortskoordinaten umgewandelt. Anschließend werden sie in mehreren Schritten zu Spuren zusammengelegt und aus der Bahnkrümmung in der x-y Ebene (senkrecht zum Magnetfeld) der Transversalimpuls bestimmt. Kombiniert mit dem Winkel der Spur zur Strahlachse läßt sich schließlich der Gesamtimpuls berechnen. Existieren mehrere Spuren in einem Ereignis, so wird zusätzlich ein gemeinsamer Vertex dieser Spuren ermittelt.

Weiters übernimmt LOCATER auch die Auswertung der Daten des Vertex-Detektors. Hier werden die Energieeinträge der einzelnen Strips zu Clustern zusammengefasst. Der Schwerpunkt der Cluster wird bestimmt und als weiterer Spurpunkt für die Rekonstruktion der Teilchenbahn verwendet. Durch den geringen Abstand vom Vertex verbessert dieser Punkt die Spurauflösung um etwa 40% [31], und ermöglicht damit auch eine bessere Bestimmung der Vertexposition für Ereignisse mit Sekundärvertices, wie beispielsweise Ereignisse mit K_S im Endzustand.

BCTRAK: “Crystal Barrel Crystal Data Reconstruction Software”. In BC-TRAK werden die Signale der Kristalle im Kalorimeter ausgewertet und

schließlich zu sogenannten PEDs (Particle Energy Deposits) aufbereitet. Wie der englische Name schon andeutet ist ein PED der Energieeintrag eines Teilchens im Kalorimeter, wobei es zunächst einmal keine Rolle spielt, ob es sich um ein geladenen Teilchen, ein neutrales Meson oder um ein Photon handelt.

Um ein PED zu erhalten, werden benachbarte Kristalle mit Energieeinträgen zunächst zu Clustern zusammengefaßt. Stammt dieses von einem einzelnen Teilchen, entspricht das PED dem Cluster; der gesamte Energieeintrag wird mithilfe der Kalibrierung auf die tatsächlich deponierte Energie umgerechnet und aus dem Schwerpunkt des Clusters und der Annahme des Vertex im Zentrum des Detektors die Impulskomponenten berechnet.

In vielen Fällen jedoch erzeugen separate Teilchen ein zusammenhängendes Cluster, das so mehr als ein Maximum in der Energieverteilung aufweist. Ein PED wird dann durch den Ort des lokalen Maximums und die Energiesumme des zentralen Kristalls mit den acht umgebenden Kristallen definiert. Die weitere Umrechnung auf Energie und Impulse dieser PEDs verläuft dann analog zum Fall der Cluster mit nur einem PED. Wie aus der Beschreibung vorstellbar wird, ist diese Aufteilung der Clusterenergie in PEDs eine durchaus diffizile Angelegenheit. Tatsächlich zeigt sich im Verlauf der Arbeit, daß dies zu einigen Eigenheiten bezüglich der gemessenen Energien führt.

GTRACK: “Global Tracking” kombiniert die Ergebnisse aus LOCATER und BCTRAK und faßt sie zu einem Ereignis zusammen. Dabei wird nicht nur eine anwenderfreundliche Zusammenstellung der üblicherweise benötigten Informationen aller Teilchen angelegt (die TTKS Bank), sondern es werden auch Spuren aus der JDC mit PEDs im Kalorimeter zugeordnet. Diese PEDs, sogenannte “matched PEDs”, werden später nicht weiter verwendet, so daß jedes PED in der TTKS Bank als Photon angenommen wird.

Für die vorliegende Analyse wurden folgende Versionen der Software benutzt:

- CBOFF, Version 1.30/13
- LOCATER, Version 2.01/14
- BCTRAK, Version 2.04/03
- GTRACK, Version 1.37/01

Erste Eindrücke von den Daten soll Fig. 3.3 vermitteln. Hier sind die Gesamtenergie, der Gesamtimpuls und in einer 2-dimensionalen Darstellung Gesamtenergie gegen Gesamtimpuls für den ersten Scanpunkt bei 1413 MeV/c Antiprotonimpuls dargestellt. Zu sehen ist eine Anreicherung der Gesamtenergie bei ca. 2600 MeV und des Gesamtimpulses bei 1370 MeV/c. Der Gesamtimpuls weist daneben einen

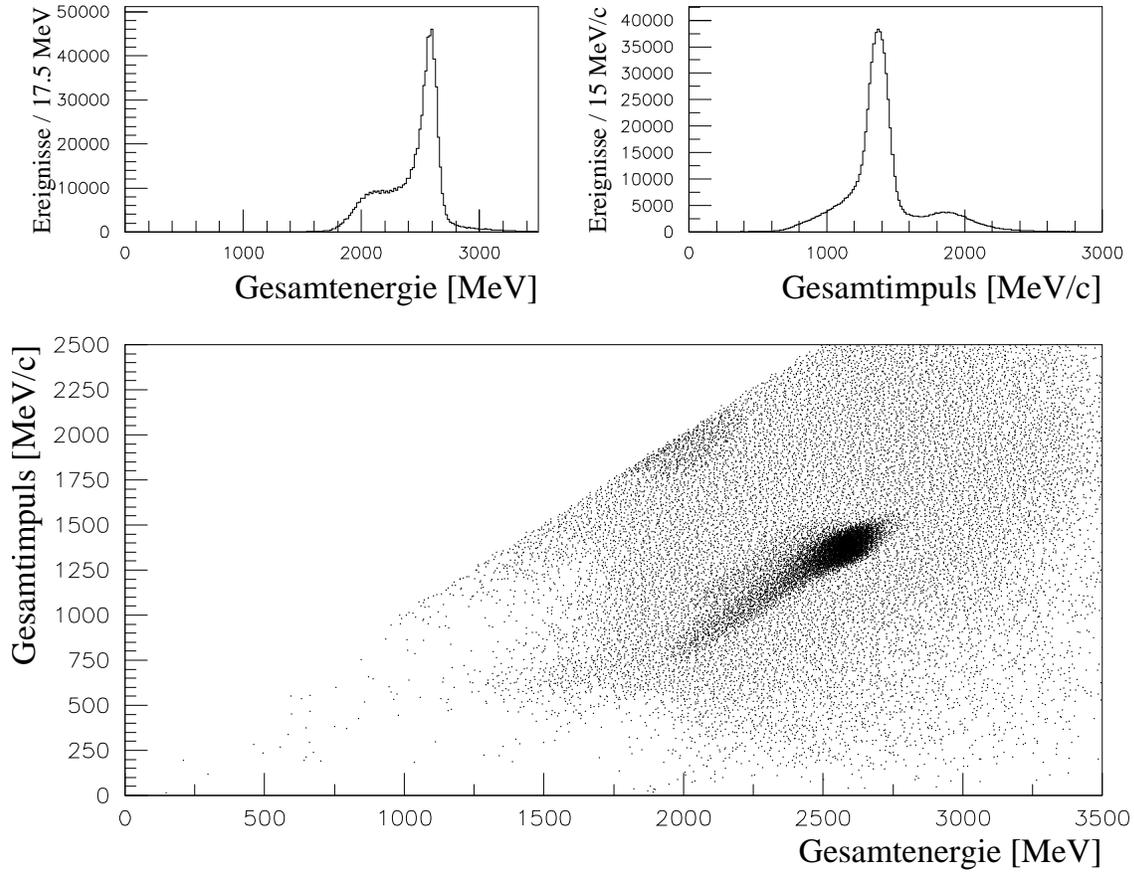


Abbildung 3.3: Verteilung der Gesamtenergie, des Gesamtimpulses und der Gesamtenergie gegen dem Gesamtimpuls für den gesamten Datensatz bei einem Antiprotonimpuls von 1413 MeV/c.

zweiten Peak bei etwa 1900 MeV/c auf. Diese Anreicherung ist etwas besser in der 2-dimensionalen Darstellung der Gesamtenergie gegen Gesamtimpuls erkennbar. Die Hauptmenge aller Ereignisse befindet sich bei den oben schon erwähnten Werten für Energie und Impuls. Von dort zieht sich ein Band zu kleineren Energien und Impulsen, das von Ereignissen stammt, bei denen ein Photon durch die Strahlöffnung verlorengegangen ist. Daneben ist eine weitere Anreicherung von Punkten bei $E_{\text{tot}} \approx P_{\text{tot}} \approx 2000$ MeV/c zu erkennen, die schon in der Verteilung des Gesamtimpulses den zweiten Peak verursachten. Eine Untersuchung zeigt, daß es sich hierbei um Ereignisse handelt, die nur wenige PEDs aufweisen, die zudem vermehrt in den Randkristallen direkt um die Beamline verteilt liegen. Dies läßt die Vermutung zu, daß es sich um Antiprotonen handelt, die unter relativ kleinen Winkeln in Vorwärtsrichtung in die Randkristalle gestreut werden.

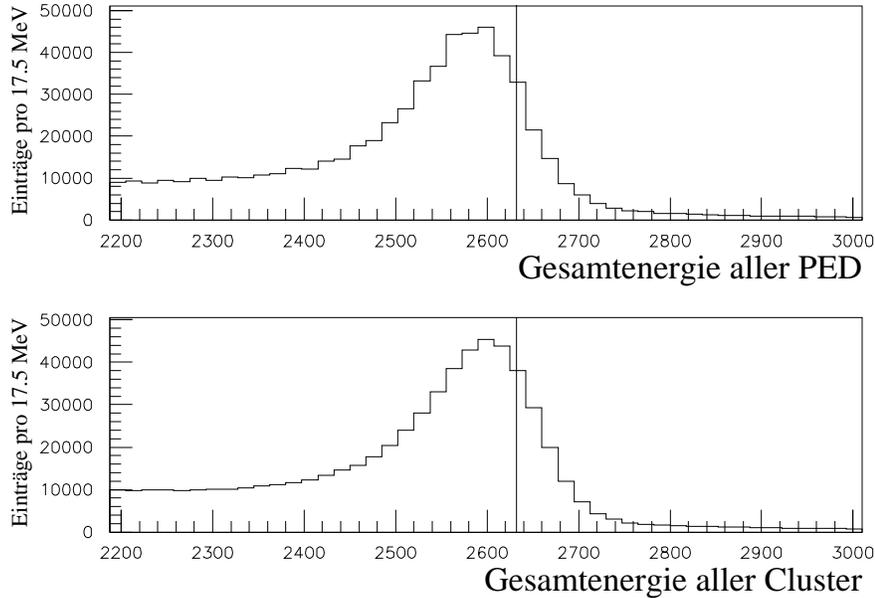


Abbildung 3.4: Vergleich der Gesamtenergie eines Ereignisses einmal aus der Summe der Energie aller PEDs und zum anderen aus der Summe der Energien aller Cluster mit dem Sollwert (senkrechte Linie).

Da bei diesen Winkeln weder der Vertexdetektor noch die Driftkammer sensitiv sind, wird keine geladene Spur erkannt und somit das Ereignis weder vom Trigger verworfen noch der Kalorimetereintrag von der Rekonstruktionssoftware als “matched PED”, also PED eines geladenen Teilchens erkannt. Statt dessen wird angenommen, daß der Eintrag von einem Photon stammt und aus dem Energieeintrag und der Richtung wird der Impuls bestimmt. Damit gibt sich ein Wert für $P_{\text{tot}} \approx E_{\text{tot}}$.

Die Verschiebung des Peaks im Impuls- und Energiespektrum stellt dagegen durchaus ein gewisses Problem dar. Der Strahlimpuls des dargestellten Datensatzes beträgt 1413 MeV/c, ein Gaußfit auf die Impulsverteilung zeigt aber den Mittelwert des Peaks bei 1371 MeV/c. Einen ersten Hinweis auf den Ursprung dieser Abweichung liefert Fig 3.4. Die Summe der Energien aller PEDs wird in dieser Darstellung mit der Summe der Energieeinträge aller Kristalle verglichen. Der Peak liegt im zweiten Fall weit näher am erwarteten Wert für die Gesamtenergie als im Fall der summierten PED-Energien, was den Schluß nahelegt, daß es sich um ein Problem der Energiezuordnung der PEDs handelt. Tatsächlich haben sich zwei Punkte als Ursache der Energieverschiebung herausgestellt: Zum einen die bereits in der Detektorbeschreibung erwähnte Verschiebung des Targets um 6.8 mm entgegen der Strahlrichtung, und zum anderen die Energieeichung für PEDs, die in einem Multi-PED-Cluster liegen [35]. Eine diesbezügliche Korrektur

der Eichung wird in zukünftigen Versionen der Software Berücksichtigung finden. Auf die Bedeutung der Energieverschiebung für diese Arbeit wird im Kapitel 4 ausführlich eingegangen.

Zur Datenselektion werden Ereignisse durch sukzessive Schnitte ausgewählt. Diese umfassen im wesentlichen folgende Punkte:

- keine geladene Spur.
- Gesamtenergie und Gesamtimpuls innerhalb eines adäquaten Fensters um den oben genannten Peak.

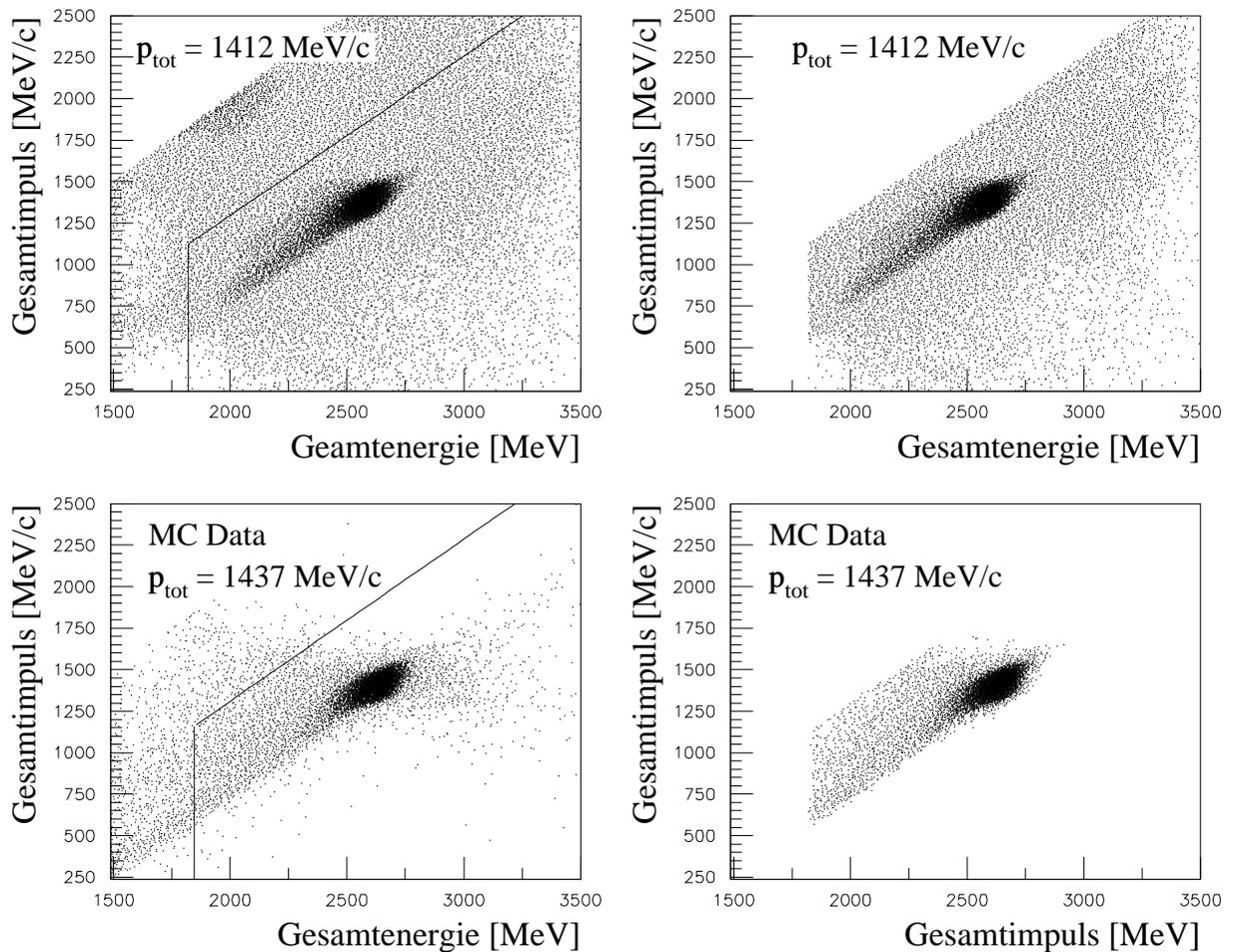


Abbildung 3.5: Verteilung von Gesamtenergie gegen Gesamtimpuls des $\pi^0\pi^0$ Endzustands für den Scanpunkt bei 1413 MeV/c Strahlimpuls und für Monte Carlo Daten vor und nach dem Selektionsschnitt auf Gesamtenergie und Gesamtimpuls. Eingezeichnet sind die Grenzen des gewählten Energie-Impusschnitts.

- exakt 4 PED.
- invariante Masse beider 2 PED Paare in einem π^0 oder η Fenster.

Die Schnitte auf die Gesamtenergie und Gesamtimpuls wurden zur bestmöglichen Vergleichbarkeit, auch im Hinblick auf die Monte Carlo Simulation, relativ zum jeweilig gemessenen Mittelwert gewählt. Figur 3.5 zeigt den Schnitt auf die Energie-Impulsverteilung. Die in der Analyse verwendete Parametrisierung lautet:

$$E_{\text{tot}} > 1,27 \cdot P_{\text{tot}} + 465$$

Im Kalorimeter wurden entsprechend den gesuchten 4γ Endzuständen 4 PED als Selektionskriterium gewählt. Für hohe Impulse eines π^0 wird der Öffnungswinkel der aus dem Zerfall resultierenden γ so klein, daß sie im Kalorimeter nicht mehr getrennt werden können. Das Ereignis weist dann nur 3 oder 2 PED auf und wird in der Selektion verworfen. Durch Bildung der sogenannten “invarianten Schauer Masse” m_{Schauer} des Clusters

$$m_{\text{Schauer}} = \sqrt{\left(\sum_{\substack{\text{Kristalle} \\ \text{im Cluster } i}} E_i \right)^2 - \left| \sum_{\substack{\text{Kristalle} \\ \text{im Cluster } i}} \vec{P}_i \right|^2}$$

kann ein solches “merged PED” jedoch von einem, durch ein Photon erzeugtes PED getrennt werden [36].

In der hier präsentierten Analyse wurden allerdings nur Ereignisse mit exakt 4 PED zur weiteren Betrachtung verwendet. Figur 3.6 zeigt die Verteilung der invarianten Masse jeweils zweier PED für den ersten Scanpunkt bei 1413 MeV/c. Es sind deutlich die Anreicherungen an der π^0 Masse bei 135 MeV/c² und der η Masse bei 548 MeV/c² zu erkennen. Entsprechend den kombinatorischen Möglichkeiten ein 2 PED Paar aus vier PED zu bilden, trägt jedes Ereignis mit jeweils sechs Einträgen bei. Als zusätzliches Selektionskriterium wurde für die vier PED mindestens eine Kombination verlangt, in denen die invariante Masse beider möglichen 2 PED Paare in einem breiten π^0 oder η Fenster liegt. Als π^0 Fenster wurde der Bereich von 90 MeV/c² bis 180 MeV/c², als η Fenster der Bereich 450 MeV/c² bis 650 MeV/c² gewählt. Abbildung 3.7 verdeutlicht diesen Schnitt und die gewählten Fenster.

In den bisherigen Selektionsschnitten wurden Ereignisse mit einem oder mehreren PED, deren Zentralkristall einer der Randkristalle um die Strahlachse entspricht, nicht gesondert betrachtet. Ereignisse dieser Art sind mit einer gewissen Unsicherheit behaftet: Ein Schauer im Kalorimeter weist eine laterale Ausbreitung um den Zentralkristall herum auf. Liegt dieser Zentralkristall am Rand des Kalorimeters, kann nicht mehr davon ausgegangen werden, daß die gesamte Energie eines Teilchens im Kalorimeter deponiert wurde. Um systematische Fehler in der Analyse zu vermeiden, wurden Ereignisse dieser Art bei Analysen in Ruhe verworfen. Werden jedoch Annihilationen im Flug betrachtet, befindet sich der Detektor nicht mehr im Ruhesystem der Reaktion und es folgt eine Verkleinerung

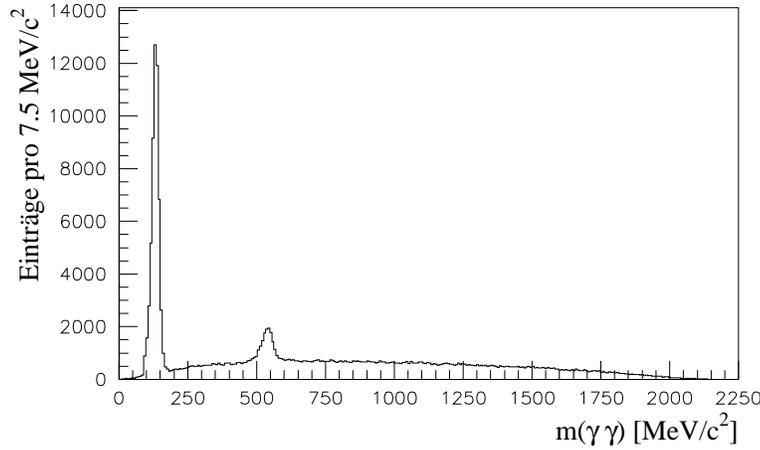


Abbildung 3.6: Invariante Masse der 2 γ Paare für 4 PED Ereignisse bei einem Antiprotonimpuls von 1413 MeV/c. Deutlich zu sehen sind die Peaks des π^0 und des η .

des Akzeptanzbereichs in Strahlrichtung (der Detektor wird sozusagen “unter der Reaktion weggezogen”). Zusätzliches Ignorieren von Kristallagen führt zu einer weiteren Reduktion des Akzeptanzbereichs. Aus diesem Grund wurden diese Ereignisse zunächst mitgeführt, und zu einem späteren Zeitpunkt der Analyse auf systematische Fehler hin untersucht (siehe Kapitel 4).

Der erste Teil der Datensелеktion ist in Tabelle 3.2 zusammengefasst. Aufgeführt sind die verbleibenden Ereignisse nach den jeweiligen Selektionsschritten für die experimentellen Daten bei einem Antiprotonimpuls von 1413 MeV/c und Monte Carlo Datensätze der $\pi^0\pi^0$, $\eta\eta$ und $\eta\pi^0$ Endzustände.

Selektionsschnitt	Ereignisse nach Selektionsschnitt			
	exp. Daten 1413 MeV/c	$\pi^0\pi^0$	$\eta\eta$	$\eta\pi^0$
gesamt	761000	50000	50000	50000
0 Tracks	743000	45230	46300	45660
Energie-Impuls Fenster	622000	40580	40910	40640
4 PED	41000	36140	34850	32500
$\pi^0\pi^0$, $\eta\eta$ oder $\eta\pi^0$ Fenster	27410	24120	32780	30850

Tabelle 3.2: Auswirkung der einzelnen Selektionsschritte auf die Statistik des selektierten Datensatzes am Beispiel des Scanpunkts bei 1413 MeV/c und der verschiedenen Monte Carlo Datensätze mit einem Antiprotonimpuls von 1437 MeV/c.

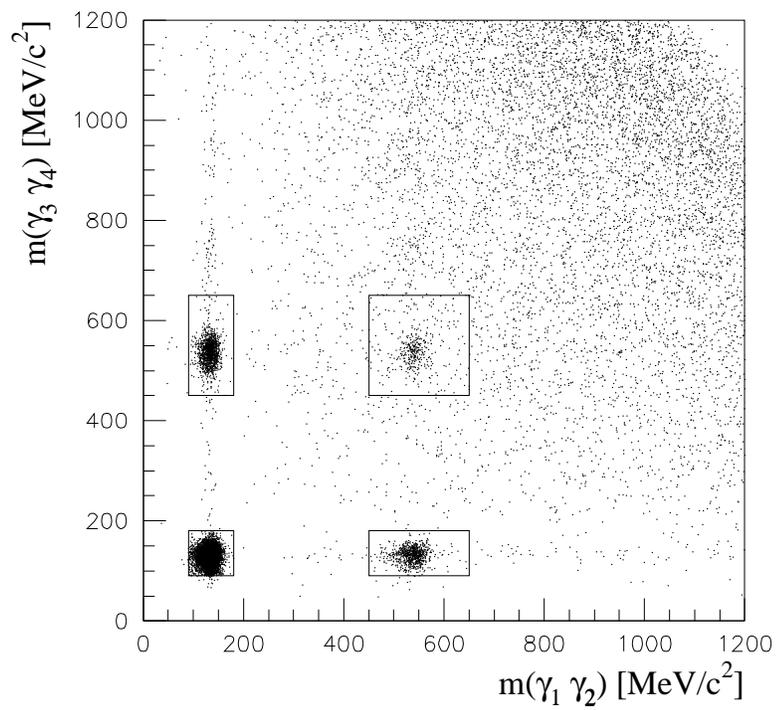


Abbildung 3.7: Verteilung der invarianten Massen der möglichen $\gamma\gamma$ Gruppierungen für 4 PED Ereignisse. Zur weiteren Selektion der Ereignisse wird verlangt, daß mindestens ein $m(\gamma_1 \gamma_2) m(\gamma_3 \gamma_4)$ Paar in einem der eingezeichneten Fenster liegt.

Kapitel 4

Der kinematische Fit

Die im Detektor gemessenen Werte für Energie und Impuls sind nicht die wahren Werte sondern sind statistisch durch die Detektorauflösung verschmiert. Dies führt dazu, daß Beziehungen wie zum Beispiel die Erhaltung von Gesamtenergie und Gesamtimpuls nicht exakt erfüllt sind. Dennoch sind diese Werte bekannt - es gibt also zusätzliche Informationen, die als Bedingung an die Meßwerte gesetzt werden können, die sogenannten Randbedingungen. Dies ist der Ansatz des kinematischen Fits: Die Meßwerte werden so variiert, daß zum einen diese Randbedingungen exakt erfüllt sind, zum anderen die Abweichungen von den tatsächlich gemessenen Werten möglichst gering bleibt. Auf diese Weise kann die Auflösung der Daten signifikant verbessert werden. Für die hier untersuchten Endzustände lauten die Randbedingungen wie folgt:

- Erhaltung von Gesamtenergie und Gesamtimpuls
- Die invariante Masse des jeweiligen $\gamma\gamma$ -Paares entspricht der π^0 bzw. η Masse.

Eine Anpassung dieser Art wird nach der Anzahl der Randbedingungen 6C Fit genannt (nach engl. **C**onstraint = Randbedingung). Das Ergebnis des kinematischen Fits liefert neben den 4-Impulsen der beteiligten Gammas und der daraus hervorgehenden Endzustandsteilchen mit dem χ^2 -Wert bzw. dem Konfidenzniveau (engl. **C**onfidence **L**evel **CL**) auch einen Maßstab für die Qualität der Anpassung. Das Konfidenzniveau ist dabei das Integral der theoretischen χ^2 Verteilung der getesteten Hypothese über das Intervall beginnend mit dem gemessenen Wert bis ∞ :

$$\text{CL}(\chi^2) = \int_{\chi^2}^{\infty} \frac{z^{n/2-1} e^{-z/2}}{2^{n/2} \Gamma(n/2)} dz. \quad [37]$$

Nachdem die χ^2 Verteilung auf 1 normiert ist, gibt das Konfidenzniveau damit die Wahrscheinlichkeit an, bei der wiederholten Messung desselben Ereignisses eine schlechtere Anpassung zu erhalten. Zudem ist die Wahrscheinlichkeitsverteilung des Konfidenzniveaus konstant, wenn die zugrunde liegende Hypothese der

χ^2 Verteilung folgt. Dies bedeutet: ist die getestete Hypothese wahr und damit die Schwankung der Meßwerte nur statistisch bedingt, so sollte eine konstante Verteilung für das Konfidenzniveau erhalten werden. Dies kann dazu verwendet werden, durch einen geeigneten Schnitt auf das Konfidenzniveau den Untergrund in einem Datensatz zu minimieren, ohne dabei zuviel an Statistik zu verlieren. Untergrundereignisse, die den kinematischen Fit passieren, häufen sich in der Regel bei hohen χ^2 Werten und damit kleinen Konfidenzniveaus an. Entsprechend ist also zu beobachten, wie die Konfidenzniveauverteilung bei niedrigen Werten stark ansteigt und erst ab einem bestimmten Wert diese konstante Verteilung aufweist. Dieser Bereich wird für die Selektion verwendet, typische Werte dafür sind 1%, 5% oder 10%, je nach Qualität der Vorselektion. Mit dem Schnitt auf das Konfidenzniveau ist in der Regel die Datenselektion abgeschlossen und der endgültige Datensatz gewählt.

4.1 Die Methode des kinematischen Fits

Wie im letzten Kapitel schon erwähnt tritt mit der hier verwendeten Software eine durchaus signifikante Verschiebung der gemessenen Werte für Gesamtenergie und Gesamtimpuls, aber auch für die Massen der π^0 und η auf. Dies kann zu einem Problem bei der Verwendung des kinematischen Fits führen. Ist die Verschiebung groß genug, kann ein bedeutender Teil eigentlich guter Ereignisse die Randbedingungen nicht mehr erfüllen oder erhält nach der Anpassung einen sehr kleinen Wert des Konfidenzniveaus. Erschwerend kommt hinzu, daß diese Verschiebung für den erzeugten Monte Carlo Datensatz nicht in dem Maße ausgeprägt ist, wodurch die Vergleichbarkeit mit den experimentellen Daten unter Umständen eingeschränkt bleibt. Dies würde in weiterer Folge über die Akzeptanzkorrektur zu fehlerhaften Werten des differentiellen Wirkungsquerschnitts führen. Um diesem Problem aus dem Weg zu gehen, wurden für die Randbedingungen des kinematischen Fits nicht die Nominalwerte des Gesamtimpulses, d.h. die Impulse des einlaufenden Antiprotons, sondern die Mittelwerte der experimentellen Verteilungen verwendet. Ein Vergleich dieser Methode mit dem Ergebnis unter Verwendung des Nominalimpulses zeigt einen Gewinn von 20% in der Gesamtzahl der Ereignisse bei einem Konfidenzniveauschnitt von 5%. In Abbildung 4.1 ist die Anzahl von Ereignissen (akzeptanzkorrigiert) gegen den Winkel der Flugrichtung des π^0 zur Strahlachse im Ruhesystem des $\pi^0\pi^0$ für beide Methoden bei einem Strahlimpuls von 1413 MeV/c dargestellt. Das Ergebnis des Fits mit dem Nominalwert weist eine deutlich geringere Zahl von Ereignissen im Bereich um $\cos\theta = 0$ auf. Für größere Werte von $\cos\theta$ nimmt dieser Effekt sukzessive ab, bis er ab einem Wert von $\cos\theta \approx 0.45$ verschwindet, d.h. die Winkelverteilungen übereinstimmen. Der gezeigte Unterschied in der Winkelverteilung ist abhängig von dem Schnitt auf das Konfidenzniveau. Während die Winkelverteilung für den Fall des kinematischen Fits mit den Randbedingungen auf dem gemessenen

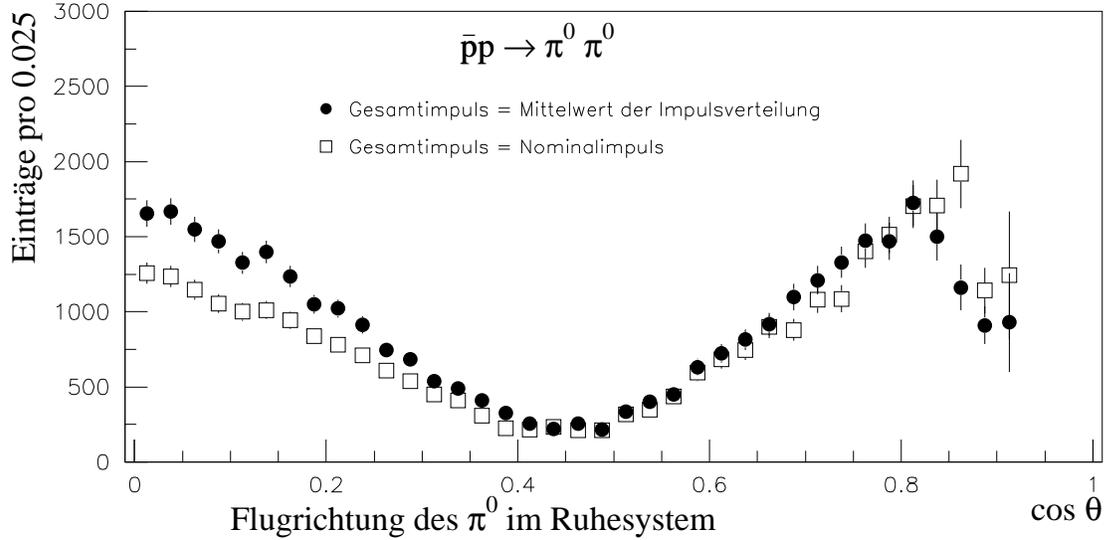


Abbildung 4.1: Vergleich der Winkelverteilungen als Ergebnis des kinematischen Fits zum einen unter Verwendung des Mittelwerts der Impulsverteilung und zum anderen mit dem Nominalwert des Antiprotonimpulses als kinematische Randbedingung für einen Strahlimpuls von 1413 MeV/c.

Mittelwert des Gesamtimpulses für alle Konfidenzniveauschnitte gleich bleibt, zeigt die Winkelverteilung aus dem Fit mit dem Nominalwert des Gesamtimpulses eine systematische Änderung mit dem Konfidenzniveauschnitt. Die Zahl der Ereignisse im Winkelbereich um $\cos\theta = 0$ nimmt dabei in zunehmendem Maße ab. Diese systematische Abhängigkeit und der Verlust an Statistik favorisiert die oben beschriebene Methode des kinematischen Fits.

4.2 Der Kanal $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$

Ereignisse, bei denen die invarianten Massen der beiden $\gamma\gamma$ -Paare jeweils in einem π^0 Fenster lagen, werden nun dem kinematischen Fit mit der Hypothese $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$ unterzogen. Figur 4.2 zeigt am Beispiel des Datensatzes bei einem Antiprotonimpuls von 1413 MeV/c die Anzahl der möglichen Kombinationen aus 4γ zwei $\gamma\gamma$ -Paare zu bilden, deren invariante Massen in einem π^0 Fenster liegen. Wie zu sehen ist, gibt es dabei schon nach der Vorselektion keine Ambiguität der Zuordnung; es gibt wenn überhaupt nur eine Möglichkeit 4γ zu zwei π^0 zu kombinieren. Die Konfidenzniveauverteilung für denselben Datensatz als Ergebnis des Fits ist in Abb. 4.3 dargestellt. Sie folgt dem oben beschriebenen Verlauf mit vielen Einträgen bei niedrigen Konfidenzniveauwerten verursacht durch Untergrund in den Daten und einem annähernd konstanten Verlauf bei hinreichend hohen

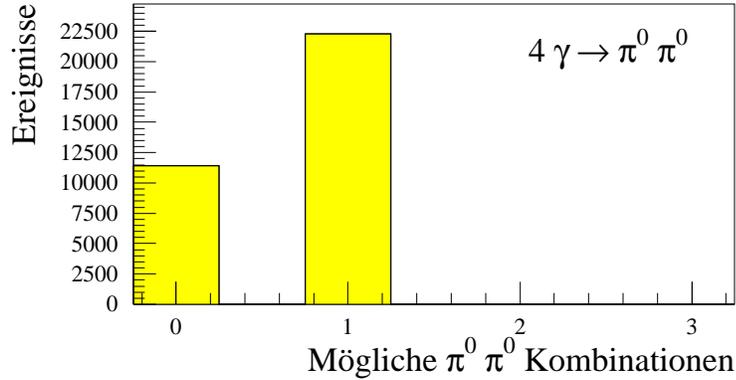


Abbildung 4.2: Anzahl der möglichen Kombinationen im Datensatz der Vorselektion (Strahlimpuls von 1413 MeV/c) noch vor dem kinematischen Fit, die vier γ eines Ereignisses in 2 2γ Paare zu gruppieren, mit beiden $m(\gamma\gamma)$ Massen in einem π^0 Fenster.

Werten. Für die Datenselektion wurde nach dieser Darstellung ein Schnitt von 5% auf das Konfidenzniveau gewählt. Um eventuell verbliebenen Untergrund in

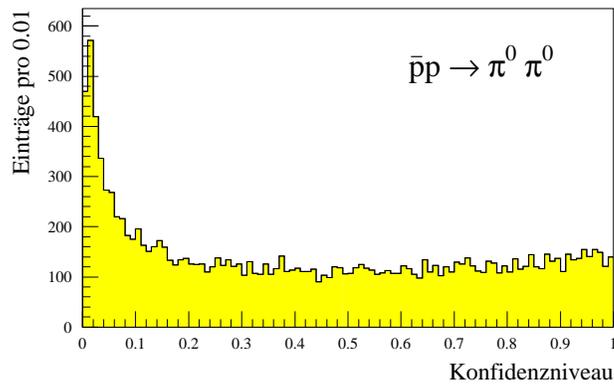


Abbildung 4.3: Konfidenzniveauverteilung für die Hypothese $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$ am Beispiel des Datensatzes bei einem Strahlimpuls von 1413 MeV/c.

den Daten abzuschätzen sind in Abb. 4.4 die invarianten Massen $m(\gamma_1\gamma_2)$ gegen $m(\gamma_3\gamma_4)$ aller kombinatorischen Möglichkeiten nach dem Schnitt auf das Konfidenzniveau dargestellt (diese und die folgenden Betrachtungen beziehen sich auf den Datensatz bei 1413 MeV/c Strahlimpuls). Daraus ist zu entnehmen, daß der Untergrund aus dem $\eta\pi^0$ Kanal vernachlässigbar ist, einige Ereignisse allerdings die Bedingungen eines $\eta\eta$ Ereignisses erfüllen könnten. Um diese Untergrundabschätzung etwas weiter zu verfolgen, wurde zusätzlich ein kinematischer

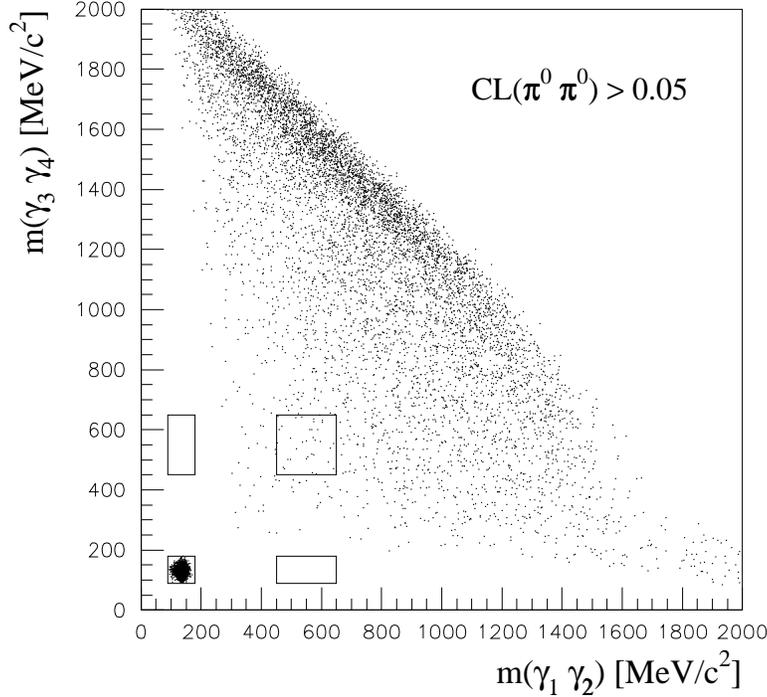


Abbildung 4.4: Verteilung aller möglichen $m(\gamma\gamma)$ Paare für Ereignisse nach dem Selektionschnitt auf das Konfidenzniveau $CL > 0.05$. Im Bereich der $\eta\pi^0$ Ereignisse tragen praktisch keine Ereignisse bei, mit $\eta\eta$ Ereignissen bleibt noch eine gewisse Ambiguität (Datensatz für einen Strahlimpuls von 1413 MeV/c).

Fit auf die Hypothesen $\eta\pi^0$ und $\eta\eta$ durchgeführt mit dem Ergebnis, daß nur 12 von 12200 Ereignissen mit einem Konfidenzniveau der Hypothese $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0 > 5\%$ auch ein Konfidenzniveau der Hypothese $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta > 5\%$ aufweisen. Für die Hypothese $\bar{p}p \rightarrow \eta\pi^0$ fand sich noch nicht einmal ein Ereignis, bei dem der kinematische Fit konvergierte. Der selektierte $\pi^0\pi^0$ Datensatz zeichnet sich also durch sehr geringen Untergrund aus. Eine weitere Diskussion möglicher Untergrundkanäle findet sich im Anhang B.

Als Ergebnis der Datenselektion sind in Figur 4.5 die Winkelverteilungen der experimentellen Daten (bei einem Strahlimpuls von 1413 MeV/c) und des Monte Carlo Datensatzes (bei einem Antiprotonimpuls von 1437 MeV/c) gezeigt. Dargestellt ist die Anzahl der $\pi^0\pi^0$ Ereignisse gegen die Flugrichtung des in die vorwärtige Hemisphäre fliegenden π^0 im Ruhesystem des $\pi^0\pi^0$. Der Winkel θ ist dabei als der Winkel gegen die Flugrichtung des einlaufenden Antiprotons (= z-Achse) definiert. Da es sich im Fall $\pi^0\pi^0$ um identische Teilchen handelt, wird aufgrund der Symmetrie der Winkelverteilung um 90° ($\cos\theta = 0$) nur die vorwärts-

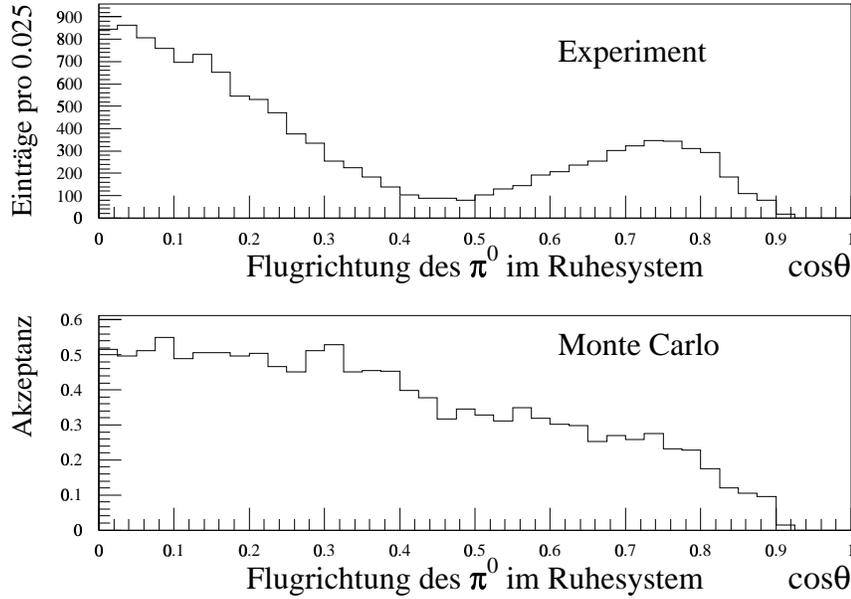


Abbildung 4.5: Winkelverteilung der selektierten Ereignisse für Daten aus dem Experiment mit einem Strahlimpuls von 1413 MeV/c bzw. Akzeptanz aus der Monte Carlo Simulation mit einem Strahlimpuls von 1437 MeV/c. Dargestellt ist die Anzahl der Ereignisse und die Akzeptanz gegen die Flugrichtung des π^0 im Ruhesystem des $\pi^0\pi^0$. Aufgrund der Symmetrie des Endzustands ist nur die vordere Hemisphäre gezeigt.

gerichtete Hemisphäre gezeigt. Es sind deutlich zwei Maxima bei $\cos\theta = 0$ und $\cos\theta \approx 0.7$ zu sehen. Für $\cos\theta \geq 0.9$ sind keine Ereignisse mehr zu beobachten. Der Grund liegt zum einen im Verlust einzelner γ aus dem Zerfall in Vorwärtsrichtung fliegender Pionen. Zum anderen nimmt der maximale Öffnungswinkel der beiden γ s mit dem Pionimpuls ab. Da das Kalorimeter durch seinen Aufbau aus Einzelkristallen eine gewisse Granularität besitzt, können zwei γ unterhalb eines bestimmten Winkels, der von der Clustergröße und damit der Energie der Gammas abhängt, nicht mehr getrennt werden. Statt dessen bilden diese beiden Gammas nur ein PED wodurch das Ereignis bei der Selektion auf 4 PED verloren geht (siehe auch Kapitel 3). Die Winkelverteilung der Monte Carlo Daten verdeutlicht dies. Der Datensatz wurde isotrop erzeugt, d.h. für jeden Winkelbereich existiert dieselbe Anzahl von Ereignissen. Aus dem Quotienten der Anzahl der rekonstruierten und erzeugten Ereignissen im jeweiligen Winkelbereich errechnet sich die Akzeptanz (= Nachweiswahrscheinlichkeit) eines Ereignisses in Abhängigkeit des Winkels. Die größte Akzeptanz findet sich nach Abbildung 4.5 bei Ereignissen um $\cos\theta = 0$. Mit zunehmendem Winkel fällt auch die Akzeptanz, bis sie bei $\cos\theta > 0.9$ auf 0 abfällt. Mit den Winkelverteilungen der experimentellen Daten und der Akzeptanz der Monte Carlo Daten wird die akzeptanzkorrigier-

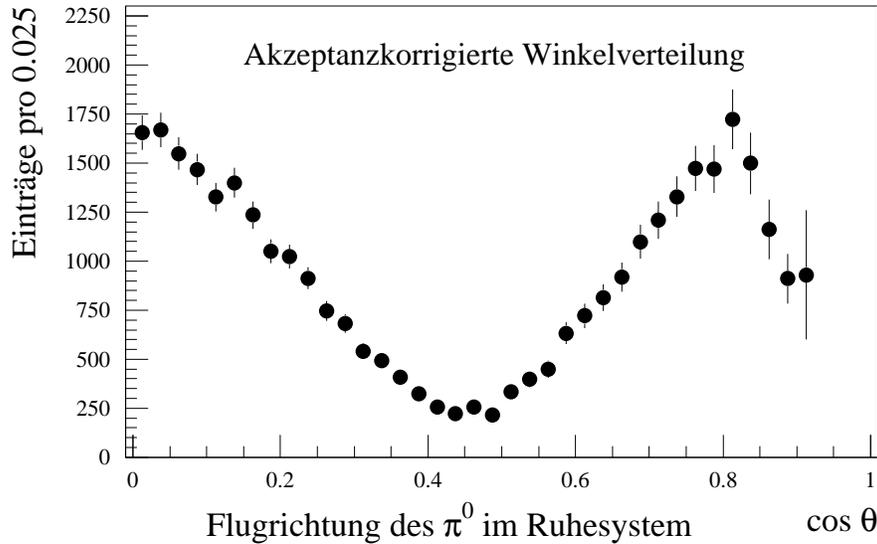


Abbildung 4.6: Akzeptanzkorrigierte Winkelverteilung der selektierten $\pi^0\pi^0$ Ereignisse (Strahlimpuls = 1413 MeV/c).

te Winkelverteilung berechnet. Diese ist in der Figur 4.6 dargestellt. Durch die abnehmende Akzeptanz gewinnt der zweite Peak an Stärke und liegt letztendlich auf dem gleichen Niveau wie der Peak bei $\cos \theta = 0$.

4.2.1 Tests zur Datenqualität

Verwendung der Randkristalle

Wie schon im Abschnitt über die Rekonstruktion der Kalorimeterdaten erwähnt bleibt die Frage nach der Qualität von Ereignissen mit PEDs, deren Zentralkristall in den Randkristallen um die Öffnung der Strahlachse (der sogenannte Kristalltyp 13) liegt, noch offen. Im bisherigen Verlauf der Analyse wurden Ereignisse dieses Typs verwendet. Ein Vergleich eines Datensatzes unter Verwendung von Ereignissen mit fraglichen PEDs mit einem Datensatz bei dem diese verworfen wurden, soll klären, ob es durch ihre Verwendung zu systematischen Fehlern in der Analyse kommt. Figur 4.7 zeigt die akzeptanzkorrigierte Winkelverteilung für die beiden oben erwähnten Datensätze bei einem Strahlimpuls von 1413 MeV/c. Deutlich ins Auge fällt der größere Winkelbereich für den Datensatz unter Beibehaltung der Ereignisse mit Randkristallen: der experimentell zugängliche Bereich reicht bis etwa $\cos \theta = 0.9$ im Vergleich zu einem Wert von $\cos \theta \approx 0.82$ für den Datensatz ohne diese Ereignisse. Abgesehen davon stimmen die Winkelverteilungen in dem gemeinsamen Bereich gut überein. Auch sonst zeigen die Ereignisse mit

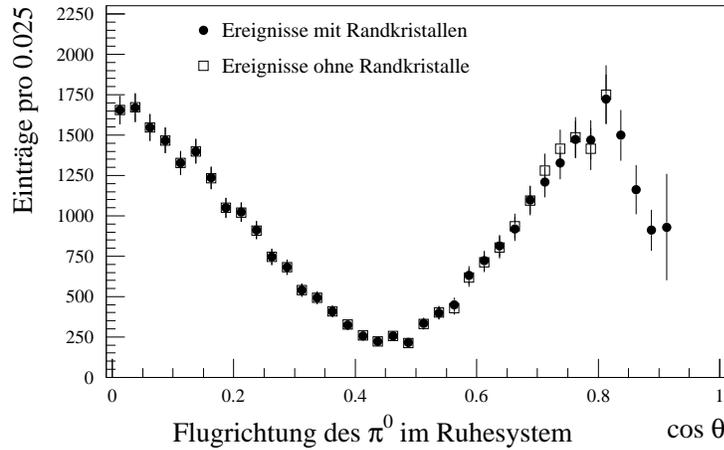


Abbildung 4.7: Vergleich der akzeptanzkorrigierten Winkelverteilungen unter Verwendung von Ereignissen bzw. ohne Ereignisse mit PEDs in den Randkristallen. Auffällig ist der erweiterte Meßbereich für Erstere (Datensatz bei einem Strahlimpuls von 1413 MeV/c).

PEDs in den Randkristallen keine Auffälligkeiten. Gesamtenergie und -impuls, aber auch die π^0 -Massen sind in Übereinstimmung mit den übrigen Ereignissen. Danach gibt es also keine Veranlassung, diese Ereignisse zu verwerfen; der signifikant größere Meßbereich macht ihre Verwendung im Gegenteil fast unverzichtbar, so daß sie auch im Datensatz für die weitere Analyse verbleiben.

Test des kinematischen Fits

Beim kinematischen Fit handelt es sich in gewisser Weise um eine “Black Box”. Die Meßwerte der Gammaenergien und Impulse werden an die Anpassungsroutinen übergeben und als Ergebnis werden die gefitteten Impulse zusammen mit einem Gütemaß ausgegeben. Um die Resultate des kinematischen Fits nun zu überprüfen, kann im Fall dieser relativ einfach zu selektierenden Endzustände (mit nur wenig Untergrund, wie oben gezeigt wurde) ein Vergleich mit einer Selektion ohne Verwendung des kinematischen Fits gemacht werden. Die Selektion erfolgt hierfür ausschließlich durch Schnitte auf die Kinematik, d.h. es wird verlangt, daß die Werte der Gesamtenergie, des Gesamtimpulses und der invarianten Massen $m(\gamma\gamma)$ in einem genau definierten Bereich liegen. Dieser Bereich wird durch den Fit einer Gaußfunktion an die Verteilungen dieser Größen gefunden. Dabei werden für den Fit auf Gesamtenergie und Gesamtimpuls nur Ereignisse verwendet, die bereits in der Vorselektion ein $\gamma\gamma$ -Paar mit $m(\gamma\gamma)$ in einem breiten π^0 Fenster aufweisen. Daher können die verwendeten Werte hier etwas von dem Werten des gesamten Datensatzes abweichen. Die folgende Tabelle faßt die Ergebnisse für Mittelwert und Breite des Datensatzes bei 1413 MeV/c Strahlimpuls

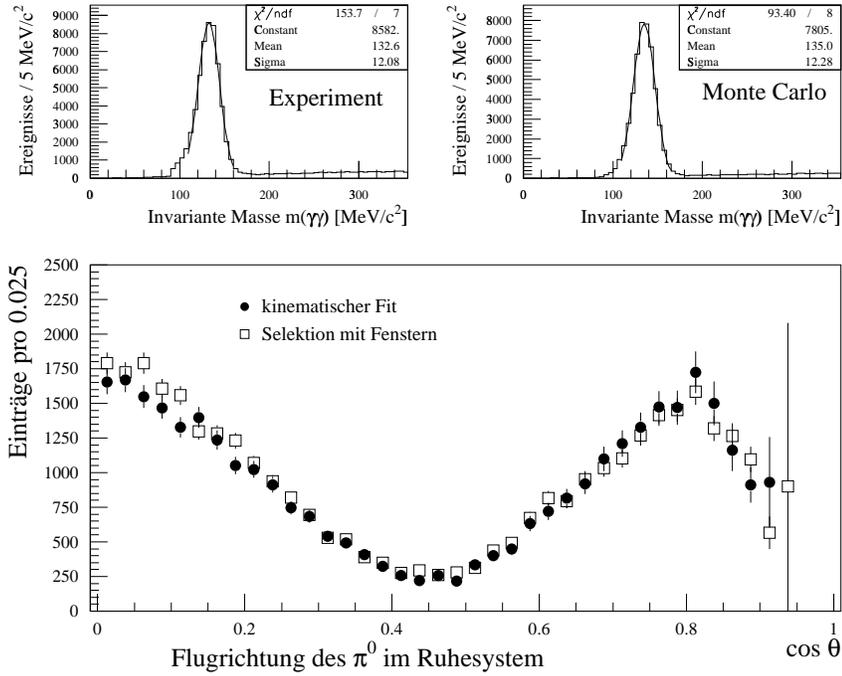


Abbildung 4.8: Vergleich der akzeptanzkorrigierten Winkelverteilungen der Analyse mit kinematischem Fit und mit Selektion durch Fenster auf Gesamtenergie und -impuls und die invarianten Massen der $\gamma\gamma$ Paare. Oben abgebildet sind die Gaußfits auf das π^0 Signal aus dem Experiment und dem Monte Carlo Datensatz. Selektiert werden Ereignisse mit invarianten Massen innerhalb des Mittelwerts $\pm 1.5\sigma$ (Strahlimpulse und Mittelwerte bzw. Breiten siehe Tabelle auf dieser Seite).

und des Monte Carlo Datensatzes zusammen:

\bar{p} Impuls [MeV/c]	Gesamtenergie [MeV]		Gesamtimpuls [MeV/c]		π^0 Masse [MeV/ c^2]	
	Mittelwert	Breite (σ)	Mittelwert	Breite (σ)	Mittelwert	Breite (σ)
1413	2586	50	1371	67	132.6	12.1
1437 (MC)	2637	52	1413	57	135.0	12.3

Als Fenster wurde ein Bereich von 1.5σ um den Mittelwert definiert. Durch die Definition der Selektionsfenster unter direkter Verwendung der Form der jeweiligen Verteilungen soll die bestmögliche Vergleichbarkeit der experimentellen Daten mit dem Monte Carlo Datensatz gewährleistet werden. Eine Anmerkung zur Winkelverteilung soll hier noch gemacht werden: Dadurch, daß die Werte von Impuls und Energie, der oben selektierten π^0 ausschließlich aus der Rekonstruktion, d.h. aus der Information des Detektors kommen, werden die Flugrichtungen der beiden π^0 unabhängig von einander gemessen. Das steht im Gegensatz zum Ergebnis des kinematischen Fits, bei dem die Randbedingungen einen 180° Winkel zwischen den beiden π^0 im Ruhesystem des $\pi^0\pi^0$ fordern. Deshalb werden in

der Winkelverteilung die Winkel beider π^0 verwendet, wobei das Pion aus der rückwärtigen Hemisphäre an der Symmetrieachse bei $\cos\theta = 0$ gespiegelt wird. Der Vergleich zeigt eine sehr gute Übereinstimmung der Winkelverteilungen beider Datensätze (Figur 4.8). Lediglich bei Werten um $\cos\theta = 0$ scheint eine leichte Tendenz hin zu höheren Einträgen für die Selektion ohne kinematischen Fit aufzutreten. Allerdings liegt diese Abweichung noch innerhalb des Meßfehlers, so daß nicht von einem systematischen Fehler gesprochen werden kann. Die durchaus konsistenten Verteilungen der beiden Datensätze sind von großer Bedeutung, wenn die schon bei der Datenrekonstruktion erwähnten Abweichungen von Gesamtimpuls und Gesamtenergie, aber auch der invarianten Massen von π^0 und η von den Nominalwerten bedacht werden. Es verdeutlicht, daß die gewählte Methode des kinematischen Fits, trotz der oben genannten Unsicherheit bezüglich der Randbedingungen, ein glaubhaftes Ergebnis liefert.

Winkelauflösung des Detektors

Der Vorteil des Monte Carlo Datensatzes besteht darin, daß die wahren Werte für Energien, Impulse etc. aller Teilchen bekannt sind. Diese Werte können mit den Werten, wie sie aus der Datenrekonstruktion bzw. dem kinematischen Fit ermittelt werden, verglichen und damit die Auflösung des Detektors bestimmt werden. Die Datensätze mit und ohne kinematischen Fit werden wie oben beschrieben selektiert, d.h. für den kinematischen Fit wird ein Schnitt auf das Konfidenzniveau von 5% gewählt und für die Selektion der Daten ohne kinematischen Fit werden Fenster von 1.5σ um den Mittelwerte von Gesamtenergie, Gesamtimpuls und invarianten Massen der 2γ Paare verlangt. Für beide Datensätze wird dann jeweils die Verteilung der Differenz des erzeugten und des rekonstruierten π^0 Winkels im Ruhesystem für ein Intervall des rekonstruierten Winkels berechnet und mit einer Gaußfunktion angepaßt. Abb. 4.9 zeigt die Mittelwerte und Breite der Verteilungen für jedes Intervall. Für die Werte des kinematischen Fits ist ein leichter systematischer Fehler hin zu größeren Winkeln zu erkennen. Diese Tendenz ist umso stärker, je kleiner der Winkel der Flugrichtung des π^0 wird. Allerdings beträgt der Wert maximal $\Delta\cos\theta = 0.0076$ für das Intervall $0.6 < \cos\theta < 0.7$, bei einer gewählten Binsgröße von $\Delta\cos\theta = 0.025$. Für die Messung der Winkel ohne kinematischen Fit, also rein aus der Datenrekonstruktion, ist diese Tendenz auch vorhanden, doch ist die Differenz generell kleiner als im Fall des kinematischen Fits. Der größte Unterschied zum kinematischen Fit liegt allerdings in der Auflösung. So ist die Breite der Differenz für die rekonstruierten Daten im Intervall $0 < \cos\theta < 0.1$ einen Faktor 4 größer als für die Verteilung aus dem kinematischen Fit. Der Absolutwert beträgt dabei 0.023, und ist damit vergleichbar mit der Größe der Bins. Dies zeigt sehr schön die Verbesserung der Datenqualität durch den kinematischen Fit und die damit verlangten Randbedingungen.

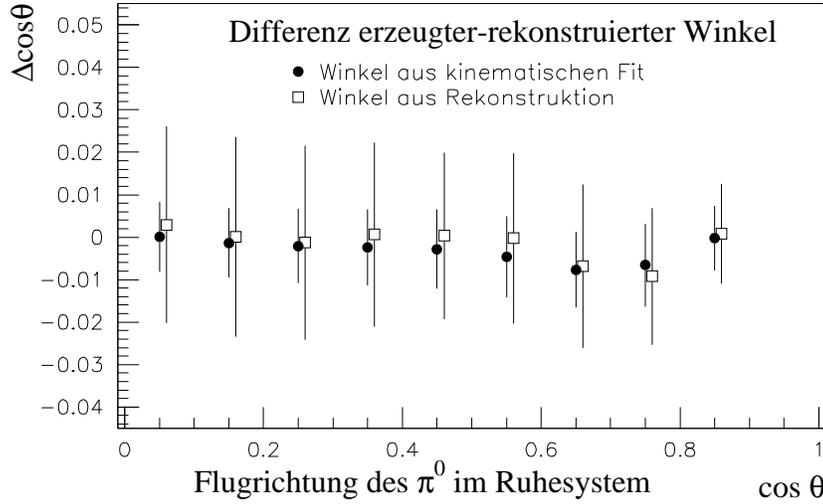


Abbildung 4.9: Differenz zwischen der erzeugten Flugrichtung des π^0 , aus der Monte Carlo Simulation, und dem Winkel nach der Rekonstruktion bzw. als Ergebnis des kinematischen Fits. Die Punkte stellen die Mittelwerte, die Balken die 1σ Bereiche der Verteilung dar. Es ist eine leichte systematische Tendenz hin zu größeren Winkel aus dem kinematischen Fit zu erkennen, doch sind die Werte vergleichsweise gering. Deutlich zu erkennen ist die wesentlich geringere Breite der Verteilung für den kinematischen Fits im Vergleich zu den Daten aus der Rekonstruktion. Die Auflösung folgt aus der Breite der Verteilung.

4.3 Der Kanal $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta$

In vollkommener Analogie zu $\pi^0\pi^0$ verläuft auch die Selektion des Kanals $\eta\eta$. Die Methoden zur Datenauswahl und Qualitätsprüfung sind dieselben, weshalb im Folgenden auch nur kurz auf diese eingegangen werden soll.

Die Ereignisse, die in einem $\eta\eta$ Fenster liegen, werden zunächst einem kinematischen Fit unterzogen. Abbildung 4.10 zeigt die Konfidenzniveaueverteilung für die Hypothese $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta$ für den Datensatz bei einem Antiprotonimpuls von 1413 MeV/c. Kombinatorischer Untergrund ist im Gegensatz zum Kanal $\pi^0\pi^0$ möglich, doch beträgt der Anteil der Ereignisse mit mehr als einer Möglichkeit vier Gammas zu zwei η zu kombinieren weniger als 1%. Der Untergrund aus konkurrierenden 4γ Kanälen kann für diesen Datensatz aus der Figur 4.11 abgeschätzt werden. Eingetragen sind für alle Ereignisse mit einem Konfidenzniveau höher als 5% wiederum alle kombinatorischen Möglichkeiten 4γ zu zwei $m(\gamma\gamma)$ Paaren zu gruppieren. Die eingezeichneten Fenster deuten auf möglichen Untergrund aus den Kanälen $\eta\pi^0$ und $\pi^0\pi^0$ hin. Mit weiteren Fits auf die Hypothesen $\pi^0\pi^0$ und $\eta\pi^0$ und einem Konfidenzniveau Schnitt von 5% ergibt sich als Durchschnitt über alle Datensätze ein Untergrund von $0.5 \pm 0.2\%$ aus dem Kanal $\eta\pi^0$ und $2.8 \pm 0.4\%$ aus $\pi^0\pi^0$. Die Verteilung des Untergrunds ist dabei annähernd iso-

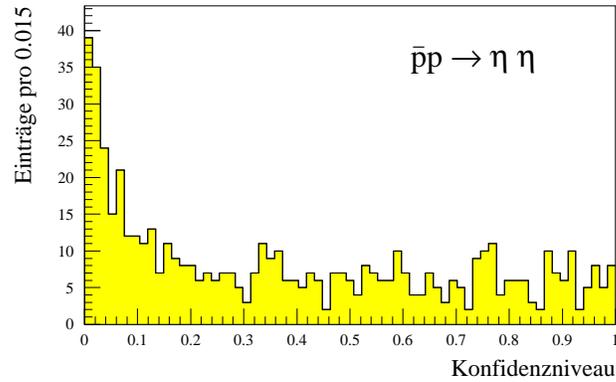


Abbildung 4.10: Konfidenzniveaueverteilung der Hypothese $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta$ für Ereignisse nach der Vorselektion. Datensatz bei einem Strahlimpuls von 1413 MeV/c.

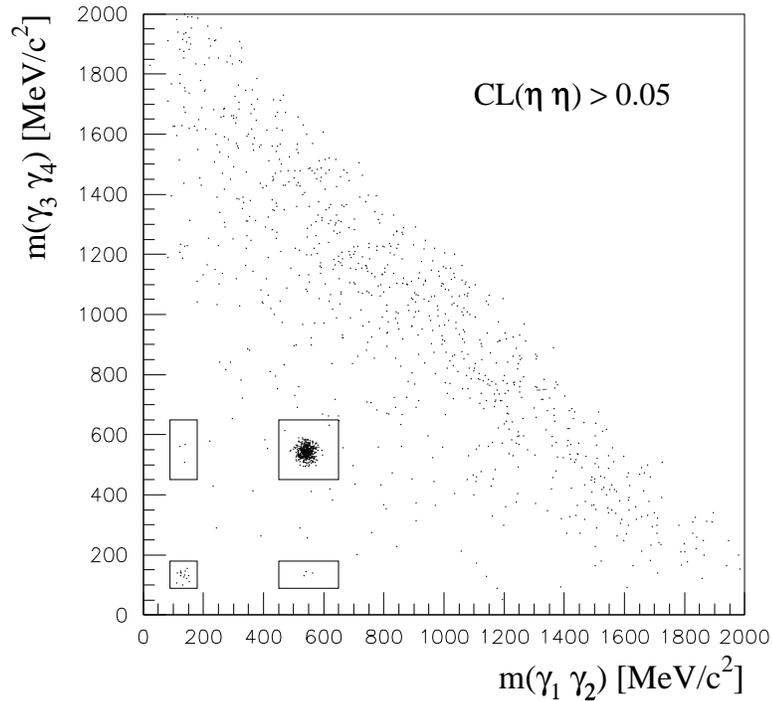


Abbildung 4.11: Invariante Massen $m(\gamma_1\gamma_2)$ gegen $m(\gamma_3\gamma_4)$ aller kombinatorischen Möglichkeiten nach einem Schnitt auf das Konfidenzniveau $CL(\bar{p}p \rightarrow \eta\eta) > 0.05$. Erkennbar sind Anreicherungen in Bereich des $\pi^0\pi^0$ Fensters (Datensatz bei einem Strahlimpuls von 1413 MeV/c).

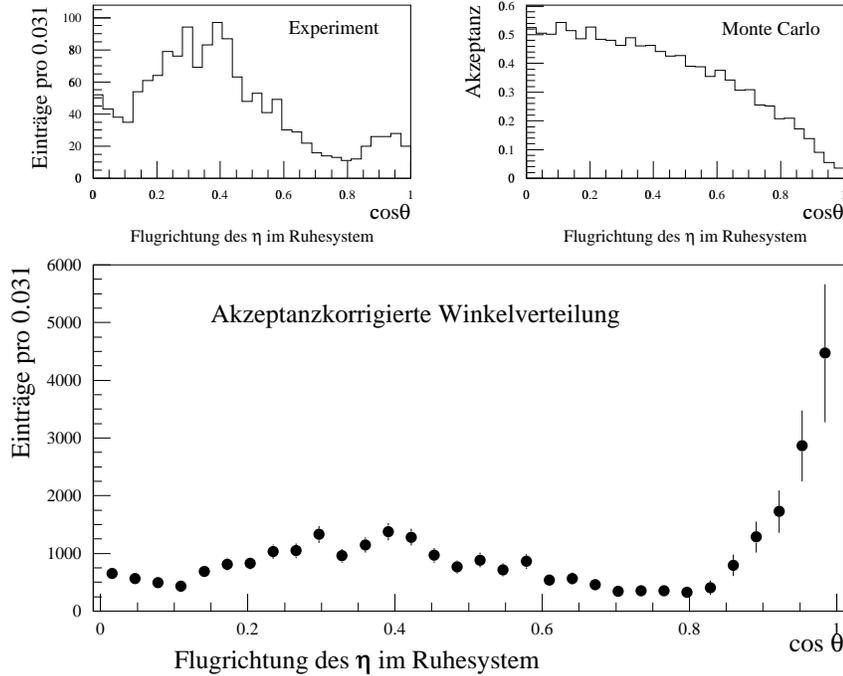


Abbildung 4.12: Winkelverteilungen der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta$. Aufgetragen ist die Anzahl der Ereignisse für die Flugrichtung des η im Ruhesystem des $\eta\eta$. Links oben ist die Verteilung der experimentellen Daten zu sehen, rechts daneben die Akzeptanz gegen den Winkel, wie sie sich aus der Monte Carlo Simulation ergibt. Unten ist die akzeptanzkorrigierte Winkelverteilung dargestellt. Aus statistischen Gründen wurde in dieser Darstellung die Datensätze für Strahlimpulse von 1413-1429 MeV/c addiert.

trop; es gibt also keinen Winkelbereich, der durch diesen möglichen Untergrund angereichert wird. Das Ergebnis der Selektion ist in Abbildung 4.12 dargestellt. Aufgetragen ist die Anzahl der Ereignisse gegen den Winkel der Flugrichtung des η 's im $\eta\eta$ Ruhesystem. Wegen der geringen Statistik der $\eta\eta$ Ereignisse wurden für die Darstellung der Winkelverteilungen die ersten vier Scanpunkte aufsummiert. Daneben abgebildet ist die Akzeptanz für den jeweiligen Winkelbereich, wie sie aus der Monte Carlo Simulation hervorgeht. Wie aus der Abbildung zu erkennen ist, liegt die höchste Nachweiswahrscheinlichkeit bei einem Winkel von $\cos\theta = 0$, also bei 90° Flugrichtung zur z -Achse. Sie fällt mit größerem Winkel kontinuierlich ab bis zu ihrem Minimum bei $\cos\theta = 1$, weist aber dort im Gegensatz zum Endzustand $\pi^0\pi^0$ noch eine Akzeptanz größer 0 auf. Die akzeptanzkorrigierte Winkelverteilung ist in der unteren Hälfte der Abbildung 4.12 gezeigt. Kurioserweise weist die Winkelverteilung genau den gegensätzlichen Verlauf wie im Fall $\pi^0\pi^0$ auf; die Minima liegen bei $\cos\theta = 0$ und $\cos\theta \approx 0.6$, wo im anderen Fall gerade die Maxima zu finden waren. Auffällig in der $\eta\eta$ Winkelverteilung ist das ausgeprägte Maximum in Vorwärtsrichtung ($\cos\theta = 1$). Daneben findet sich noch

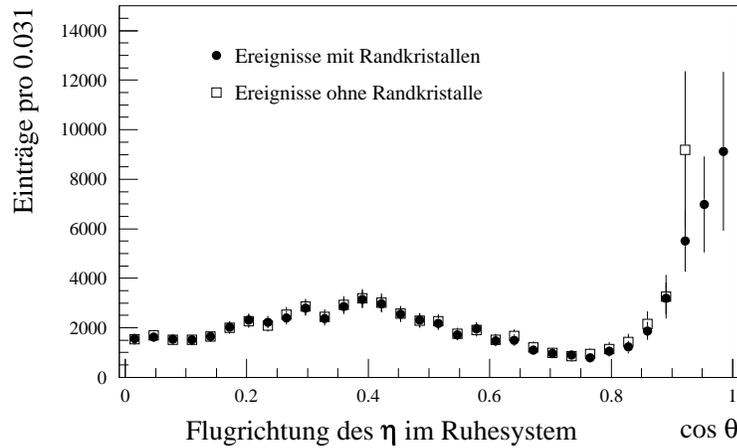


Abbildung 4.13: Vergleich der Winkelverteilung der Selektion unter Verwendung von Ereignissen mit PEDs in den Randkristallen mit einem Datensatz bei dem diese Ereignisse verworfen wurden. Verwendet wurden hier alle 9 Datensätze des Finescanbereichs.

ein zweites Maximum bei $\cos \theta = 0.4$.

4.3.1 Tests zur Datenqualität

Verwendung der Randkristalle

Durch den hohen Peak in Vorwärtsrichtung ist das Vertrauen in die Datenqualität gerade in diesem Bereich von großer Bedeutung. Dies betrifft gerade die Ereignisse, die PEDs mit einem Zentralkristall in den Randkristallen des Kalorimeters aufweisen.

Figur 4.13 vergleicht die akzeptanzkorrigierte Winkelverteilung von einem Datensatz unter Verwendung von Ereignissen mit PEDs mit ihren Zentralkristall in den Randkristallen mit einem Datensatz ohne deren Verwendung. Zur Verbesserung der Statistik wurden die Ereignisse aller Antiprotonimpulse summiert. Es ist zu erkennen, daß die beiden Verteilungen in sehr guter Übereinstimmung sind. Abweichungen treten nur für den Meßpunkt bei $\cos \theta \approx 0.92$ auf, der letzte Meßpunkt der Winkelverteilung, ohne Verwendung von PEDs in den Randkristallen. Dieser Punkt weist aber bereits einen großen statistischen Fehler durch die geringe Anzahl von Ereignissen auf. Der identische Verlauf des Vorwärtspeaks in beiden Datensätzen bestätigt die Richtigkeit der Winkelverteilung des Datensatzes mit PEDs in den Randkristallen.

Wie für den Endzustand $\pi^0\pi^0$ werden damit diese Ereignisse auch hier verwendet.

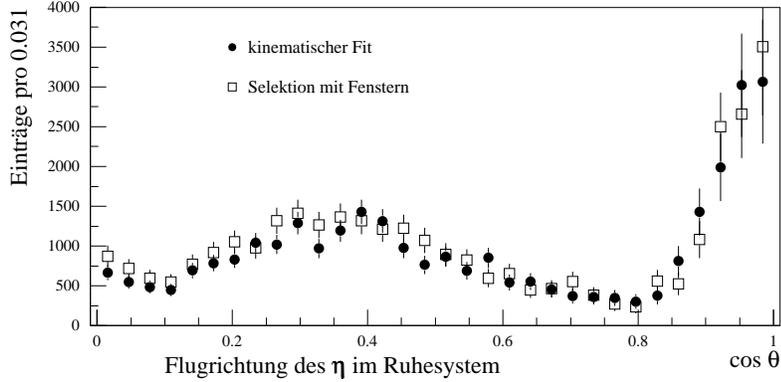


Abbildung 4.14: Vergleich der akzeptanzkorrigierten Winkelverteilung unter Verwendung der Ergebnisse des kinematischen Fits mit der Winkelverteilung der Selektion durch Schnitte auf Werte der invarianten Massen $m(\gamma\gamma)$, der Gesamtenergie und des Gesamtimpulses. Beide Datensätze weisen gute Übereinstimmung auf. Aus Gründen der Statistik wurden hier die ersten vier Datensätze addiert.

Test des kinematischen Fits

Das Ergebnis des kinematischen Fits wird im Folgenden durch den Vergleich mit einer Selektion ohne kinematische Anpassung verifiziert. Zur Definition der Selektionsfenster wurde der η Peak in der Verteilung der invarianten Massen mit einer Gaußverteilung angefitet. Der Fit ergab für die verwendeten experimentellen Datensätze mit Einschußimpulsen des Antiprotons von 1413-1429 MeV/c den identischen Wert von 538 MeV/c² für den Mittelwert und 19 MeV/c² für die Breite. Dagegen war es notwendig, die Schnitte auf Gesamtenergie und Gesamtimpuls für jede Einschußenergie gesondert anzupassen. Die verwendeten Werte ergeben sich zu:

\bar{p} Impuls [MeV/c]	Gesamtenergie [MeV]		Gesamtimpuls [MeV/c]		η Masse [MeV/c ²]	
	Mittelwert	Breite (σ)	Mittelwert	Breite (σ)	Mittelwert	Breite (σ)
1413	2577	57	1368	68	538	19
1416	2583	56	1375	71	538	19
1422	2587	56	1380	70	538	19
1429	2590	57	1386	71	538	19
1437 (MC)	2623	51	1399	65	546	19

In der obigen Tabelle sind bereits die Werte der Anpassung an die Monte Carlo Daten aufgeführt. Sie weisen im Allgemeinen etwas höhere Werte auf als Daten aus dem Experiment.

Als Selektionskriterium auf die Kinematik wird ein Fenster mit einer Standardabweichung um den Mittelwert für die Werte der invarianten Massen, der Gesamtenergie und des Gesamtimpulses verlangt. Verglichen mit der Selektion

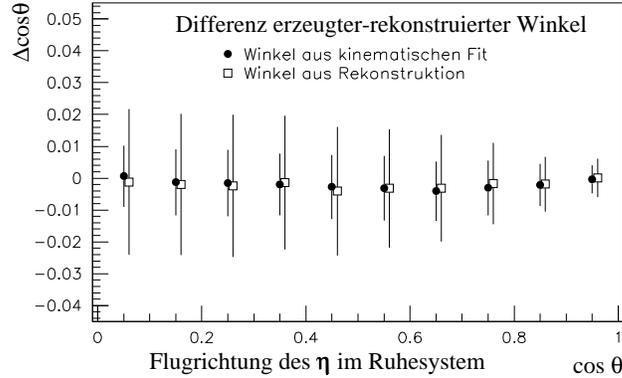


Abbildung 4.15: Winkelauflösung des Detektors nach der Rekonstruktion und unter Verwendung des kinematischen Fits. Aufgetragen ist die Differenz zwischen dem erzeugten Flugwinkel des Monte Carlo Datensatzes und dem rekonstruierten Winkel.

des Kanals $\pi^0\pi^0$ ist diese Bedingung etwas selektiver, doch ist dies aufgrund des höheren Anteils an Untergrund im Kanal $\eta\eta$ notwendig. Durch die unabhängige Messung gehen wiederum die Winkel beider η in die Winkelverteilung ein.

Das Ergebnis dieses Vergleichs ist in Abbildung 4.14 gezeigt. Wie zu erkennen weisen die Winkelverteilungen der beiden Datensätze eine gute Übereinstimmung auf; insbesondere treten keine systematischen Abweichungen der Datensätze bei den Selektionsmethoden auf.

Bestimmung der Winkelauflösung

Ein weiterer Punkt des Interesses liegt in der Winkelauflösung der Messung. Für den Monte Carlo Datensatz wird dabei wieder die Differenz zwischen dem erzeugten und dem gemessenen Winkel in Abhängigkeit der Flugrichtung bestimmt. Figur 4.15 vergleicht die Mittelwerte und Breiten dieser Differenz in jedem Intervall $\Delta \cos \theta = 0.1$ der Flugrichtung für die Ergebnisse unter Verwendung des kinematischen Fits und der Selektion mit Schnitten auf die Kinematik. Der kinematische Fit weist dabei eine signifikant bessere Auflösung auf, insbesondere für den Bereich, bei dem die η nicht in extremer Vorwärtsrichtung fliegen. So liegt das Maximum der Breite für die Selektion mit Fenstern bei $\Delta \cos \theta \approx 0.02$, während sie beim kinematischen Fit mit $\Delta \cos \theta \approx 0.01$ nur die Hälfte beträgt. In beiden Fällen liegt die Auflösung dennoch deutlich unter der Bingröße von 0.031.

4.4 Der Kanal $\bar{p}p \rightarrow \eta\pi^0$

Alle Ereignisse, die in der Vorselektion eine Kombination der invarianten Massen $m(\gamma\gamma)$ in einem η und π^0 Bereich aufwiesen, werden einem kinematischen Fit

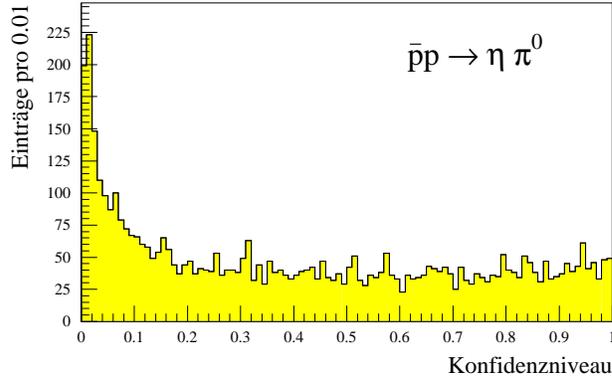


Abbildung 4.16: Konfidenzniveaueverteilung der Hypothese $\bar{p}p \rightarrow \eta\pi^0$ für Ereignisse nach der Vorselektion für den Datensatz bei 1413 MeV/c Strahlimpuls.

auf die Hypothese $\bar{p}p \rightarrow \eta\pi^0$ unterzogen. Die Konfidenzniveaueverteilung zeigt den typischen Verlauf, wie sie schon von der Selektion der übrigen beiden Kanäle bekannt ist (Abbildung 4.16 für den Datensatz bei 1413 MeV/c). Kombinatorischer Untergrund für diesen Kanal existiert zwar, doch ist er, wie auch im Fall des Kanals $\eta\eta$, mit einem Anteil unter 0.1% vernachlässigbar. Von den anderen 4γ Kanälen zeigt sich der $\eta\eta$ Endzustand als Quelle möglichen Untergrunds, wie Abbildung 4.17 für denselben Datensatz verdeutlicht. $\pi^0\pi^0$ Untergrund tritt dagegen, wie schon in Abschnitt 4.2 erwähnt, nicht auf. Der kinematische Fit auf die Hypothese $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta$ liefert einen Wert von $0.05 \pm 0.02\%$ für den Anteil der Ereignisse, die einen Schnitt von 5% auf das Konfidenzniveau beider Hypothesen erfüllen.

Das Ergebnis der Selektion ist in der Figur 4.18 dargestellt. Als Selektionskriterium wurde auch hier ein Schnitt von 5% auf das Konfidenzniveau gewählt. Aufgrund der Unterscheidbarkeit der beiden Endzustandsteilchen ist hier die Winkelverteilung des η über den gesamten Winkelbereich aufgetragen, wenn auch die Erhaltungssätze für Drehimpuls, Parität und Ladungskonjugation (C-Parität) eine symmetrische Verteilung fordern. Die akzeptanzkorrigierte Winkelverteilung weist einen nicht exakt symmetrischen Verlauf um $\cos\theta = 0$ auf, mit einem Peak bei $\cos\theta = 0$ und zwei Anhäufungen in Richtung der Strahlachse.

Tests zur Datenqualität

Zunächst werden Ereignisse mit PEDs in den Randkristallen betrachtet. Wiederum stimmen die Winkelverteilungen mit und ohne Verwendung der Randkristalle sehr gut überein (Abbildung 4.19). Aus statistischen Gründen wurden für diese Darstellung, wie auch für die folgenden Darstellungen, die Datensätze der ersten vier Strahlimpulse analog zum Abschnitt 4.3 aufsummiert. Für die η , die

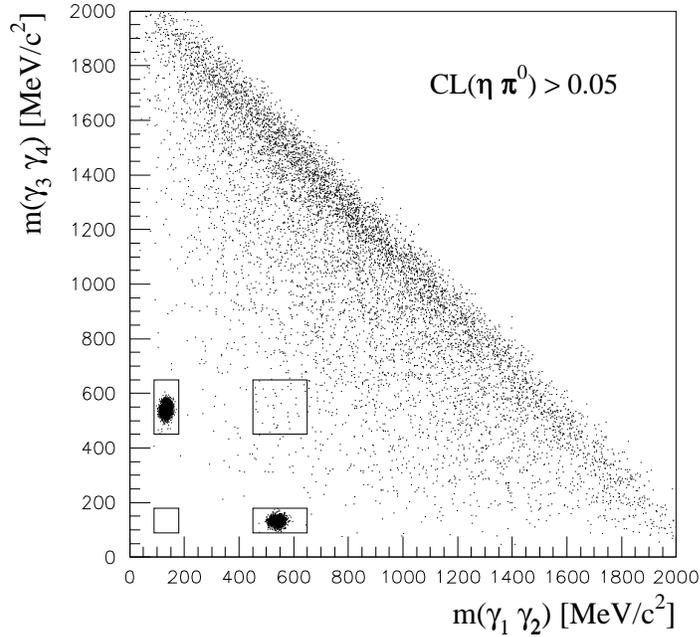


Abbildung 4.17: Invariante Massen $m(\gamma_1\gamma_2)$ gegen $m(\gamma_3\gamma_4)$ aller kombinatorischen Möglichkeiten nach einem Schnitt auf das Konfidenzniveau $\bar{p}p \rightarrow \eta\pi^0 > 0.05$. Erkennbar sind Ereignisse im Bereich des $\eta\eta$ Fensters (Datensatz für einen Strahlimpuls von 1413 MeV/c).

in Vorwärtsrichtung fliegen, ist in beiden Datensätzen ein Abfall des vorwärtigen Peaks hin zu Werten von $\cos\theta \rightarrow 1$ zu erkennen. Aufgrund der höheren Statistik sind allerdings die Fehler für den Datensatz mit Randkristallen kleiner. Der eingeschränkte Meßbereich folgt, analog zu $\pi^0\pi^0$, durch den schmalen Öffnungswinkel der γ aus dem π^0 Zerfall bzw. durch die Strahlöffnung verlorengegangene γ . Es werden damit wie in den oben bereits diskutierten Kanälen Ereignisse dieser Art verwendet.

Der Vergleich des Ergebnisses aus dem kinematischen Fit mit der Selektion durch Schnitte auf die Kinematik weist ebenfalls eine gute Übereinstimmung der beiden Datensätze auf (Abbildung 4.20). Für die experimentellen Daten wurden die Werte von Gesamtenergie, Gesamtimpuls, und der invarianten Massen aus den $\pi^0\pi^0$ und $\eta\eta$ Analysen verwendet. Der Monte Carlo Datensatz für $\eta\pi^0$ ergab folgende Werte:

\bar{p} Impuls [MeV/c]	Gesamtenergie [MeV]		Gesamtimpuls [MeV/c]		η/π^0 Masse [MeV/c ²]	
	Mittelwert	Breite (σ)	Mittelwert	Breite (σ)	Mittelwert	Breite (σ)
1437 (MC)	2633	51	1406	61	545	19
					134.4	11.4

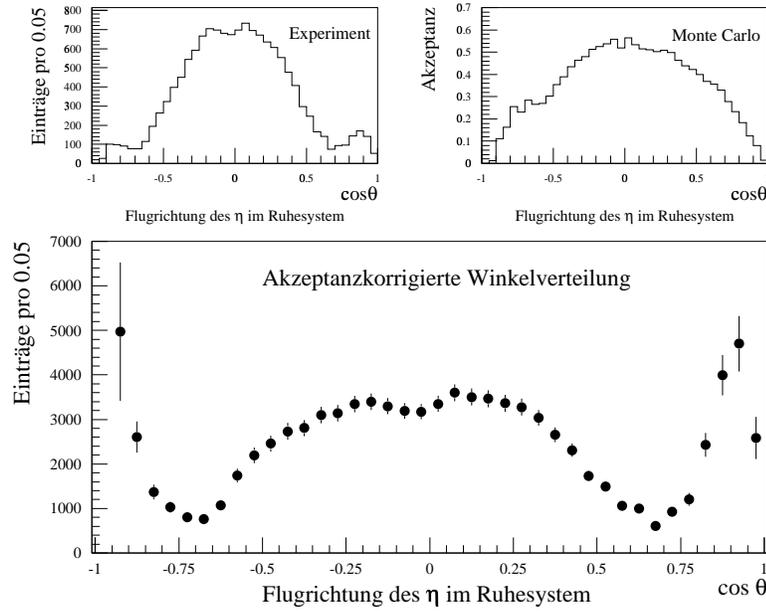


Abbildung 4.18: Winkelverteilungen der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \eta\pi^0$. Aufgetragen sind die Anzahl der Ereignisse für die Flugrichtung des η im Ruhesystem des $\eta\pi^0$. Links oben ist die Verteilung der experimentellen Daten aus der Addition der Datensätze mit Antiprotonimpulsen von 1413-1429 MeV/c zu sehen. Rechts daneben ist die Verteilung der Akzeptanz gegen den Winkel aufgetragen, wie sie sich aus der Monte Carlo Simulation ergibt. Unten ist die akzeptanzkorrigierte Winkelverteilung dargestellt.

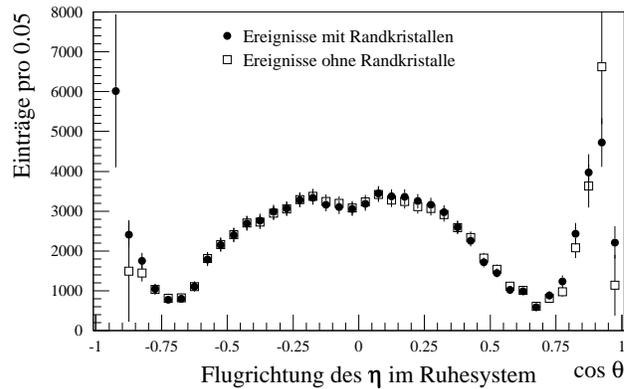


Abbildung 4.19: Vergleich der Winkelverteilung $\bar{p}p \rightarrow \eta\pi^0$ der Selektion unter Verwendung von Ereignissen mit PEDs in den Randkristallen mit einem Datensatz bei dem diese Ereignisse verworfen wurden. Aus statistischen Gründen wurden die vier Datensätze mit Strahlimpulsen von 1413-1429 MeV/c addiert.

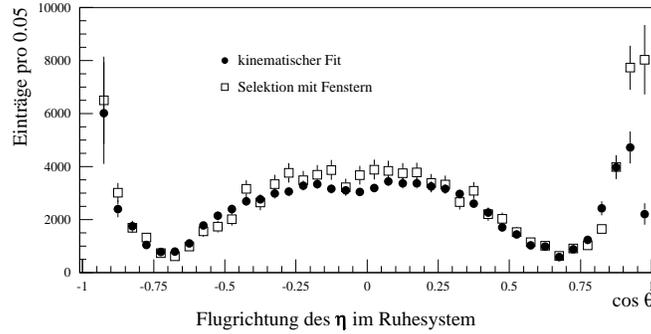


Abbildung 4.20: Vergleich der akzeptanzkorrigierten Winkelverteilung unter Verwendung der Ergebnisse des kinematischen Fits mit der Winkelverteilung der Selektion durch Schnitte auf die Kinematik. Beide Datensätze weisen gute Übereinstimmung auf (Strahlimpulse von 1413-1429 MeV/c).

Die Schnitte auf die Kinematik wurden durch Fenster von 1.5σ um die Mittelwerte definiert. Zusätzlich wurde in der Selektion dieses Kanals ein Schnitt auf den Winkel im Ruhesystem zwischen η und π^0 gesetzt ($|\cos \theta_{\pi^0} + \cos \theta_{\eta}| < 0.03$).

Diese Selektion wurde auch zum Vergleich der Auflösung des Detektors verwendet. Wiederum wurde die Differenz des Winkels, in dem das η erzeugt wurde, gegen den rekonstruierten Winkel bzw. den Winkel aus dem kinematischen Fit berechnet. Gaußfits auf die Verteilungen der Differenz in den jeweiligen Intervallen der gemessenen Flugrichtung liefern die Winkelauflösung des Detektors (Abbildung 4.21). Auffällig im Vergleich zu den zwei vorangegangenen Analysen ist die vergleichsweise gute Auflösung durch die Selektion durch Schnitte auf die Kinematik. Dies kann durch die Verwendung des zusätzlichen Schnitts auf den Öffnungswinkel zwischen η und π^0 erklärt werden. Die Auflösung befindet sich mit Werten um $\Delta \cos \theta \approx 0.01$ deutlich unter der Bingröße von 0.05.

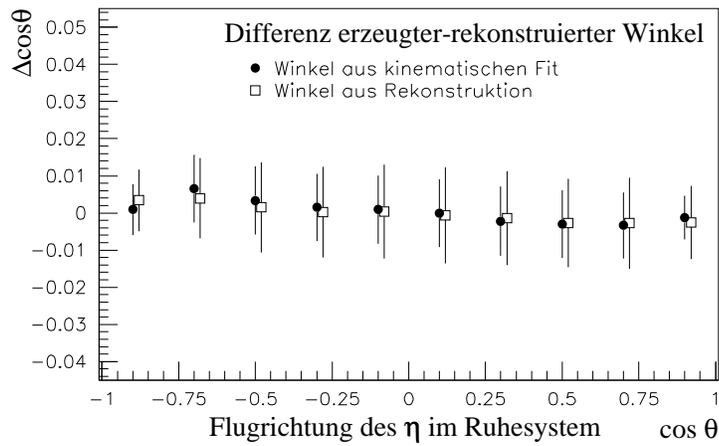


Abbildung 4.21: Auflösung des Detektors nach der Rekonstruktion und unter Verwendung des kinematischen Fits. Aufgetragen ist die Differenz zwischen dem erzeugten Flugwinkel des Monte Carlo Datensatzes und dem rekonstruierten Winkel.

Kapitel 5

Normierung der Finescan Daten

In Kapitel 2 wurden die Strahlzähler und die Scalerbank vorgestellt. In diesem Kapitel wird die Normierung der Daten über die Zähler der Scalerbank besprochen und absolute Wirkungsquerschnitte berechnet. Da für neutrale Endzustände bisher nur sehr wenige Wirkungsquerschnitte gemessen worden sind, wird anschließend, zur Verifizierung der in dieser Analyse bestimmten Ergebnisse, eine Querverbindung über den geladenen Kanal $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$ zu verlässlichen Werten gelegt.

5.1 Berechnung der Wirkungsquerschnitte

Im folgenden wird die Normierungsprozedur anhand der Normierung der Daten des Finescans im Detail abgeleitet.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt einer spezifischen Reaktion, zum Beispiel $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$, berechnet sich allgemein aus der gemessenen Zahl von Ereignissen $N_{\pi^0\pi^0}$ im Winkelbereich $d\Omega$, der Anzahl der Antiprotonen $N_{\bar{p}}$, die dazu benötigt wurden, und einer Targetkonstanten R_{Target} , die die Anzahl der Reaktionszentren pro Fläche beinhaltet und durch Targetmaterial und Geometrie bestimmt wird:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_{\pi^0\pi^0}}{N_{\bar{p}}} \cdot R_{Target} \quad .$$

Der Zähler der Koinzidenzen der beiden Eingangszähler $KC \wedge Si_C$ beinhaltet die Gesamtzahl der eintreffenden Antiprotonen, die ein Ereignis im Detektor triggern können. Tatsächlich wird allerdings nur der Bruchteil davon verwendet, der während der aufnahmebereiten Zeit des Detektors eintrifft. Die Korrektur erfolgt über die während der Datennahme gemessene Akzeptanzzeit t_{acc} (16 MHz Pulser):

$$N_{\bar{p}} = \sum_{Events} L \cdot (KC \wedge Si_C)$$

mit

$$L = \frac{t_{acc} - N_{Fast\ Resets} \cdot 4 \mu s}{t_{abs}} .$$

und t_{abs} der absoluten Zeit gemessen mit dem 10 kHz Pulser. Die Anzahl der Ereignisse im Winkelbereich $\Delta \cos \theta$ wurde in der Datenselektion bestimmt, und ergibt sich aus der gemessenen Anzahl der Ereignisse dividiert durch die Akzeptanz des Winkelbereichs und korrigiert auf den Anteil des $\gamma\gamma$ Zerfallsmodus:

$$N_{\pi^0\pi^0} = N_{\pi^0\pi^0}^{Selektion} \cdot \frac{1}{\varepsilon_{Akzeptanz}} \cdot \frac{1}{\varepsilon_{Zerfall}}$$

Die Targetkonstante lautet

$$R_{target} = \frac{M_{H_2}}{\rho_{H_2} \cdot \ell_{Target} \cdot 2 \cdot N_{Avogadro}} = 5.33 \cdot 10^6 \mu b \quad ,$$

und ergibt sich aus der Dichte des Flüssigwassertargets $\rho_{H_2} = 0.0708 \text{g/cm}^3$, der Länge des Targets $\ell_{Target} = 4.4 \text{cm}$, der molaren Masse von Wasserstoff $M_{H_2} = 2 \text{g/Mol}$ und der Avogadrozahl $N_{Avogadro}$. Der zusätzliche Faktor 2 im Nenner berücksichtigt die Zahl der Wasserstoffkerne (= Reaktionszentren) pro H_2 Molekül.

5.1.1 Normierung der Finescan Daten

Für die Normierung werden nur Runs, die den Test auf die Strahlqualität bestehen, verwendet. Kontrolliert werden dabei die Position und Fokussierung des Strahls, die Annihilationen im Silizium Eingangszähler und die relativen Schwankungen der Strahlintensität. Zeigen sich bei einem Run Auffälligkeiten, so wird dieser verworfen. Das Ergebnis der Normierung, die differentiellen Wirkungsquerschnitte, sind in Abbildung 5.1 gezeigt. Eine Tabelle mit allen verwendeten Runs ist in Anhang A Tabelle A.4 aufgeführt.

Bei der Normierung stellt es sich heraus, daß der Wirkungsquerschnitt des Scanpunkts bei 1429 MeV/c einlaufendem Antiprotonimpuls deutlich unterhalb der Werte der benachbarten Punkte liegt (Abb. 5.2).

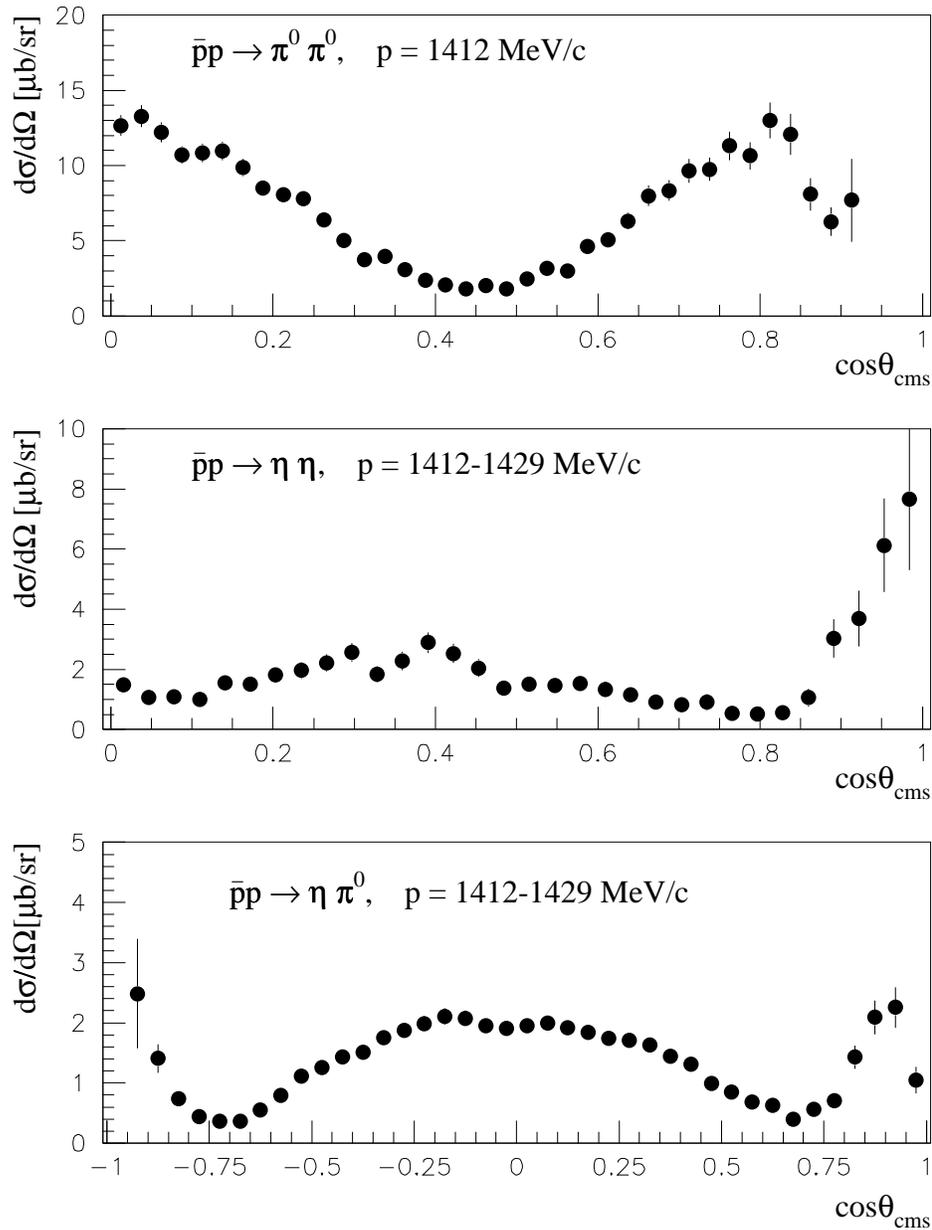


Abbildung 5.1: Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 \pi^0$ (bei 1413 MeV/c Antiprotonimpuls), $\bar{p}p \rightarrow \eta \eta$ und $\bar{p}p \rightarrow \eta \pi^0$ (beide als Durchschnitt über die Antiprotonimpulse von 1413 - 1429 MeV/c).

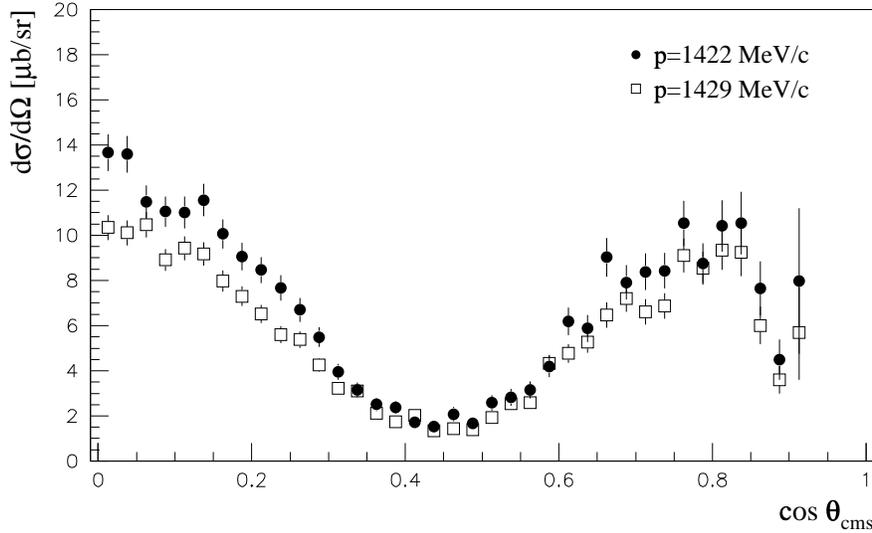


Abbildung 5.2: Differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$ für die beiden Datensätze bei 1422 MeV/c und 1429 MeV/c Antiprotonimpuls unter Verwendung aller Runs für den Scanpunkt bei 1429 MeV/c.

Schon während der Qualitätskontrollen bei der Rekonstruktion der Daten (Kapitel 3.1) war dieser Punkt durch einen Durchschnitt des Gesamtimpulses in z Richtung von ca. 1320 MeV/c, also deutlich unterhalb des erwarteten Wertes, aufgefallen. Es ist daher als unwahrscheinlich anzunehmen, daß dieses Absinken des Wirkungsquerschnitts physikalische Ursachen hat. Bei genauerer Betrachtung der Durchschnittswerte des z -Impulses (Abb. 3.2) fällt auf, daß die ersten drei Runs des Datensatzes normale Werte aufweisen (Abb. 5.3). Tatsächlich stellt sich heraus, daß sich bei der Verwendung nur dieser drei Runs ein Ergebnis des Wirkungsquerschnitts in absoluter Konsistenz mit den übrigen acht Werten ergibt.

\bar{p} Impuls [MeV/c]	verwendete Runs	$N_{\bar{p}}$	Anzahl der Ereignisse $\pi^0\pi^0$
1429	42149, 42150, 42151	$5.223 \cdot 10^8$	3810 ± 140

Für die direkte Bestimmung der Wirkungsquerschnitte von $\eta\eta$ und $\eta\pi^0$ ist die Statistik dieser drei Runs zu gering. Statt dessen wird relativ zu $\pi^0\pi^0$ normiert. Der in Tabelle A.4 aufgeführte Datensatz lieferte 29310 akzeptanzkorrigierte Ereignisse des Typs $\pi^0\pi^0$, umgerechnet auf das Ergebnis des Wirkungsquerschnitts der obigen drei Scanpunkte ergeben sich damit $4.02 \cdot 10^9$ verwendbare Antiprotonen. Diese Zahl wird nun zur Normierung der Kanäle $\eta\eta$ und $\eta\pi^0$ verwendet.

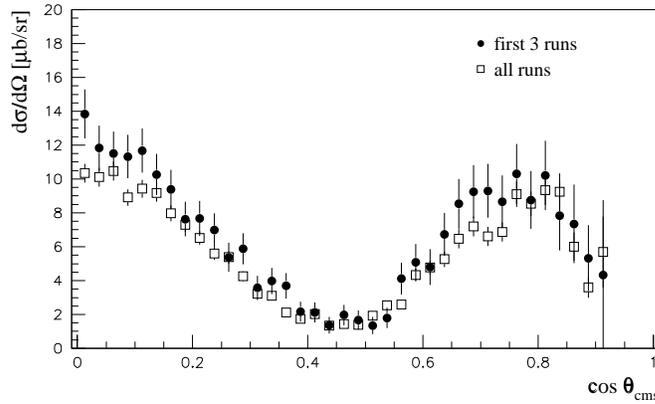


Abbildung 5.3: Differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$ für einen Antiprotonimpuls von 1429 MeV/c. Die Kreise repräsentieren die Ergebnisse der Normierung der ersten 3 Runs auf Band, bei der der Durchschnitt des Gesamtimpulses in Strahlrichtung den korrekten Wert aufweist. Die Quadrate stellen die Ergebnisse unter Verwendung aller Runs dar.

5.2 Verifizierung der Wirkungsquerschnitte

Die einzige bisher durchgeführte Messung der Wirkungsquerschnitte von $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$ und $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta$ stammt von Dulude et al. [38][14]. Ein Vergleich zeigt einen Unterschied von fast einem Faktor 2 im differentiellen Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$ (Abb. 5.4), was die Frage nach dem korrekten Ergebnis aufwirft. Eine Möglichkeit, dies zu beantworten, besteht in der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte anderer etablierter Kanäle.

Während der langen Strahlzeit wurden Daten bei einer Vielzahl von Einschußenergien und Triggern genommen. So existieren Datensätze, die mit einem Trigger auf 2 Spuren in der JDC genommen wurden, so wie auch ein Datensatz mit einem sogenannten Minimum Bias Trigger. Dies ermöglicht einen Vergleich mit den bekannten Wirkungsquerschnitten geladener Kanäle oder auch eine Betrachtung des Gesamtwirkungsquerschnitts. Im einzelnen wurden im Rahmen dieser Arbeit folgende Reaktionen untersucht:

- $\bar{p}p \rightarrow \text{total}$.
- $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$
- $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$

5.2.1 Der Kanal $\bar{p}p \rightarrow \text{total}$

Die Messung des Gesamtwirkungsquerschnitts sollte im Prinzip mithilfe des Minimum Bias Triggers möglich sein. Der Minimum Bias Trigger ist der einfachst mögliche Trigger, definiert durch ein registriertes Antiproton in den Ein-

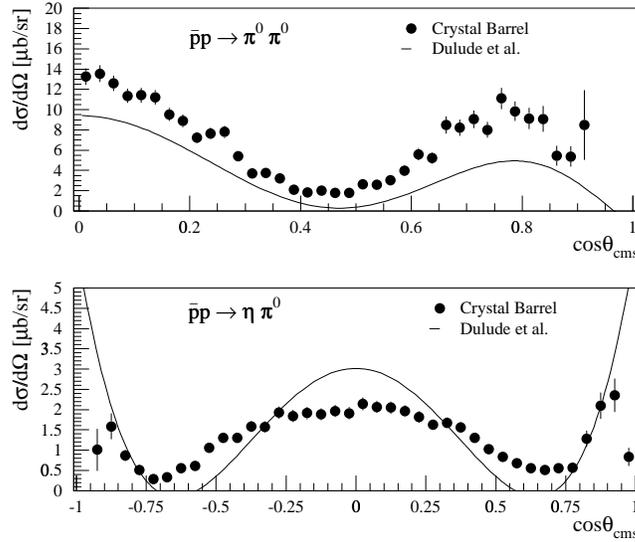


Abbildung 5.4: Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 \pi^0$ bei einem Antiprotonimpuls von 1442 MeV/c und $\bar{p}p \rightarrow \eta \pi^0$, als Durchschnitt der Scanpunkte bei 1442 - 1454 MeV/c, mit der Messung von Dulude et al. bei einem Antiprotonimpuls von 1446 MeV/c.

gangszählern und ein fehlendes Signal des Vetozählers. Damit ergibt sich im Idealfall durch Auszählen aller Ereignisse auf Band der Gesamtwirkungsquerschnitt. Der Minimum Bias Datensatz wurde bei einem Antiprotonimpuls von 1525 MeV/c genommen und umfaßt etwa $20 \cdot 10^6$ Ereignisse. Nach Kontrolle der Qualität der Ereignisse sowie der Strahlqualität, analog den Daten des Finescans, verbleiben $17.1 \cdot 10^6$ registrierter Ereignisse bei $1.22 \cdot 10^9$ Antiprotonen. Dies führt auf einen Wert des Gesamtwirkungsquerschnitts von 75 mb. Zum Vergleich: Der Literaturwert der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \text{Total}$ für einen Antiprotonimpuls von 1520 MeV/c liegt bei 99.7 mb und damit etwa 30% über dem gemessenen Wert [39]. Bei genauerer Betrachtung dieser Abschätzung des Wirkungsquerschnitts treten allerdings Unsicherheiten auf:

- Der Winkel zwischen der Strahlachse und dem Rand des Kalorimeters vom Zentrum des Targets aus gemessen beträgt 12° . Bei kleinerem Winkel fliegen die Teilchen entweder in den Vetozähler oder in den nicht abgedeckten Bereich von ca. 6° zwischen Veto und Kalorimeter. Für den Kanal $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$ entspricht ein Winkel von 12° in Vorwärtsrichtung bei einem Antiprotonimpuls von 1500 MeV/c einem Winkel von 29° im Ruhesystem und der Bereich des Vetos von 6° einem Winkel von 13° . Mit dem gemessenen $\bar{p}p$ Wirkungsquerschnitt 5.6 läßt sich der Anteil der Antiprotonen, die in den Veto fliegen, zu 6 mb und der Anteil, der in nicht abgedeckten Bereich fliegt, zu 14 mb abschätzen. Die Antiprotonen im Veto erzeugen dabei ein Signal

und führen deshalb zu einem Verlust dieser Ereignisse. Im nicht abgedeckten Bereich werden die Ereignisse zwar noch gezählt aber nicht mehr im Detektor registriert - sie sind eine Ursache der "leeren Ereignisse".

- Ereignisse vom Typ $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$.
- 40% der Minimum Bias Daten bestehen aus "leeren Ereignissen". Diese Ereignisse können entweder von Reaktionen stammen, die keinen Eintrag im Detektor hinterlassen (s.o.) oder durch falsche Signale des Vetozählers. Für den ersten Fall ist die Verwendung dieser Ereignisse korrekt, da sie auf tatsächliche Reaktionen zurückzuführen sind. Im Fall der Ineffizienz des Vetozählers dagegen werden "Ereignisse" gezählt, die nicht von Reaktionsprodukten stammen und damit das Ergebnis verfälschen. Eine Untersuchung [30] im Rahmen der Entwicklung des Vetozählers lieferte eine Wahrscheinlichkeit für falsch getriggerte Ereignisse von $4 \cdot 10^{-4}$ pro Antiproton, bei einer Strahlintensität von $3 \cdot 10^5$ Antiprotonen/s also 120 Ereignisse pro Sekunde. Verglichen mit der Reaktionsrate von 5600 Ereignissen/s also ein vergleichsweise kleiner Prozentsatz. Dieser Wert kann allerdings nur als Anhaltspunkt verwendet werden, da die Ineffizienz des Vetozählers von der Wahl der Diskriminatorschwelle des Zählers abhängt und diese für jede Strahlzeit neu gesetzt wurde.
- Vetosignal auf Reaktionsprodukte. Wenn ein Reaktionsprodukt in den Vetozähler fliegt, kann dies ein Vetosignal erzwingen, so daß in der Folge dieses Ereignis nicht registriert wird. Dies betrifft etwa 30-40% aller Ereignisse, wiederum abhängig von der Wahl der Diskriminatorschwelle der Vetozähler, wie eine Analyse bei einem Strahlimpuls von 1940 MeV/c zeigt [30] (Abbildung 5.5).

Aufgrund der oben aufgeführten Problematik und der großen Unsicherheiten der absoluten Werte kann der ermittelte Wert des Gesamtwirkungsquerschnitts nicht genauer als auf $\pm 30\%$ bestimmt werden.

5.2.2 Der Kanal $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$

Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$ ist aus mehreren Messungen [39][40] hinreichend bekannt. Auch ist der Gesamtwirkungsquerschnitt mit Werten um 40 mb für den hier betrachteten Energiebereich sehr hoch, beträgt dies doch etwa 40% des Wirkungsquerschnitts aller $\bar{p}p$ Reaktionen. Somit scheint es auf dem ersten Blick ein guter Kandidat für die Verifizierung des Wirkungsquerschnitts zu sein. Allerdings entspricht der maximale Öffnungswinkel im Laborsystem bei einem Antiprotonimpuls von 1525 MeV/c nur etwa 40° . Lange Spuren sind damit nicht möglich, was allerdings durch die Verbesserung der Impulsauflösung durch den relativ geringeren Impuls verglichen mit den Pionen aus

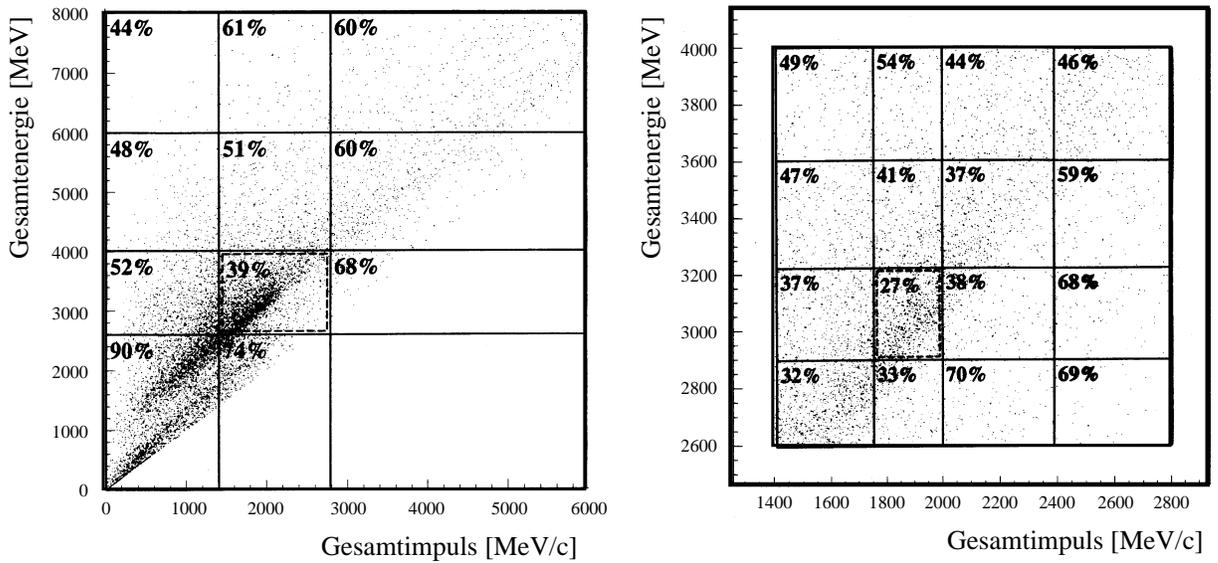


Abbildung 5.5: Anteil der Ereignisse mit einem gültigen Vetosignal im jeweiligen Energie-Impulsfenster für einen Minimum Bias Run bei 1900 MeV/c. Aufgetragen sind Gesamtenergie gegen Gesamtimpuls; links der gesamte Energie-Impulsbereich, rechts eine Vergrößerung des zentralen (markierten) Bereichs (Diplomarbeit B. Walter [30]).

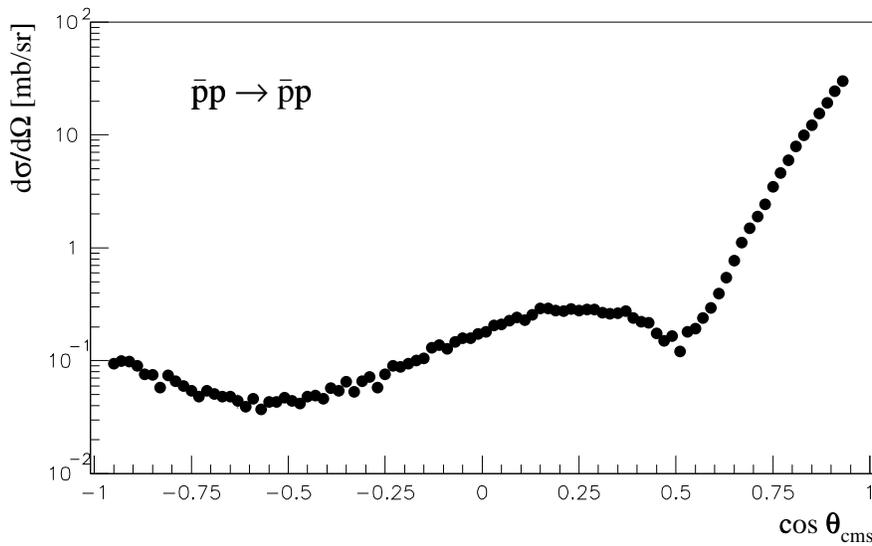


Abbildung 5.6: Differenzieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$ bei einem Anti-protonimpuls von 1500 MeV/c (nach Eisenhandler et al. [39]).

der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$ kompensiert werden könnte. Der Trigger der 2-Spur Daten verhindert aber eine Analyse dieser Reaktion, durch die Bedingung von genau 2 Hits in den JDC-Lagen 9 und 10. Damit eine Spur in Lage 10 noch ein Signal erzeugen kann, ist ein Winkel zur Strahlachse von mindestens 40° notwendig. Somit erfüllen nur wenige $\bar{p}p$ Ereignisse die Triggerbedingung.

5.2.3 Der Kanal $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$

Der Gesamtwirkungsquerschnitt für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$ für die hier betrachteten Energiebereiche beträgt zwischen $350 \mu\text{b}$ für den Antiprotonimpuls von $900 \text{ MeV}/c$ und ca. $100 \mu\text{b}$ für $1640 \text{ MeV}/c$ [41][42]. Obwohl aufgrund der Triggerbedingung nur ein Winkelbereich von $-0.6 < \cos\theta < 0.6$ zur Verfügung steht, liefert dies eine ausreichende Statistik für eine aussagekräftige Analyse.

Die Selektion des Endzustands

Die Selektion des $\pi^+\pi^-$ Endzustands verläuft in gewisser Weise vollkommen konträr zur Selektion der bisher betrachteten neutralen Endzustände. Wurde dort nur die Information aus dem Kalorimeter verwendet, so wird hier nur die Information der Driftkammer und des Vertexdetektors zur Analyse herangezogen. Die Selektion verlangt im Einzelnen:

- exakt 1 lange (≥ 9 Hits) negativ geladene Spur.
- exakt 1 lange (≥ 9 Hits) positiv geladene Spur.
- beliebige Anzahl kurzer (< 9 Hits) Spuren.
- kinematischer Fit auf die Hypothese $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$; verwendet werden dazu nur die beiden langen Spuren.
- optional statt kinematischem Fit: Selektion des Endzustands unter Verwendung der Impulse der beiden langen Spuren im Ruhesystem $\pi^+\pi^-$.

Wie oben erwähnt geht die Information des Kalorimeters in keinem Schritt in die Datenselektion ein. Jede geladene Spur erzeugt in der Regel auch einen Eintrag im Kalorimeter. Die Positionen der PEDs liegen nahe der Spur und werden dadurch auch dieser zugeordnet (sogenannte “matched PEDs”). Daneben erzeugen geladene Pionen mit einem Impuls von $930 \text{ MeV}/c$ mit einer Wahrscheinlichkeit von ca. 33% ein oder mehrere Split-offs ([43]), zusätzliche PEDs durch Schauerfluktuationen im Kalorimeter. Bei den hier verwendeten Pionimpulsen von bis zu $1150 \text{ MeV}/c$ bei $1640 \text{ MeV}/c$ Antiprotonimpuls könnte die Wahrscheinlichkeit noch höher liegen. Die Signatur eines $\pi^+\pi^-$ Ereignisses im Kalorimeter ist daher mit einer großen Unsicherheit behaftet, dies umso mehr, da hadronische Split-offs nicht in der Monte Carlo Simulation berücksichtigt werden. Die Kinematik

des 2-Körperzerfalls ist allerdings restriktiv genug, um auf die Verwendung des Kalorimeters zu verzichten.

Die ausschließliche Verwendung langer Spuren geht auf die Impulsauflösung der Driftkammer zurück. Durch die hohen Impulse der π^\pm erfahren die Spuren kaum noch eine Krümmung im Magnetfeld, entsprechend negativ wirkt sich dies auf die Impulsauflösung aus. Durch die Verwendung möglichst vieler Meßpunkte wird die Spur entsprechend gut bestimmt, wovon die Auflösung profitiert. Zusätzliche kurze Spuren werden zugelassen, da sich herausgestellt hat, daß beim Übergang zwischen zwei Sektoren der Driftkammer bzw. beim Übergang der inneren 5 Lagen der JDC zu den äußeren Lagen, die eine andere Segmentierung besitzen, Spuren abbrechen können. Monte Carlo Daten scheinen dieses Verhalten nicht in diesem Maße aufzuweisen, stattdessen zeigen sich dort Probleme, die korrekte Bahnkrümmung einer Spur zu bestimmen, d.h. durch die erwähnten hohen Impulse der Pionen und die geringe Krümmung im Magnetfeld wird einer Spur die falsche Ladung zugeordnet. Letztendlich für die Analyse ausschlaggebend ist der Anteil der fehlerhaft rekonstruierten Ereignisse. Diese liegt für experimentelle Ereignisse wie auch für Monte Carlo Ereignisse mit etwa 19% um den gleichen Wert.

Zur Kontrolle der Datenselektion wird das Ergebnis aus dem kinematischen Fit mit dem Ergebnis einer Selektion auf die Pionimpulse im Ruhesystem des $\pi^+\pi^-$ Systems verglichen. Die Impulsverteilungen der experimentellen und Monte Carlo Daten werden mithilfe einer Gaußfunktion angepaßt und der Bereich einer Standardabweichung um den Mittelwert zur Datenselektion verwendet. Der Vergleich der Ergebnisse der beiden Selektionsmethoden zeigt eine sehr gute Übereinstimmung innerhalb der Fehler (Abbildung 5.7). Der Untergrund der Selektion stammt weitgehend aus dem Kanal $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-$, beträgt aber in der Selektion weniger als 10% wie der kinematische Fit auf diese Hypothese schließen läßt.

Ergebnis der Analyse

Die Selektion des Endzustands $\pi^+\pi^-$ wurde bei 900 MeV/c, 1525 MeV/c und 1640 MeV/c durchgeführt. Tabelle A.5 in Anhang A faßt das Ergebnis der Selektion der Kanäle zusammen. In Abbildung 5.8 sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte von $\pi^+\pi^-$ mit den Werten der Messung von Hasan et al. [42] bei vergleichbaren Energien dargestellt. Die Selektion bei 900 MeV/c und 1640 MeV/c Antiprotonimpuls wurde mit dem kinematischen Fit gemacht, bei 1525 MeV/c allerdings nur durch Schnitte auf die Impulse der geladenen Spuren im Ruhesystem von $\pi^+\pi^-$, wie oben beschrieben. Die Ergebnisse dieser Analyse liegen etwa 30% unterhalb der Werte von Hasan et al. Die Differenz zur Messung von Eisenhandler et al. [41] ist noch etwas größer und bewegt sich um 40%. Wenn die Übereinstimmung auch nicht sonderlich gut sein mag, so kann dennoch ein Wirkungsquerschnitt einen Faktor 2 höher als die Werte von Hasan et al. wie der Vergleich des Kanals $\pi^0\pi^0$ mit der Messung von Dulude et al. gibt, ausge-

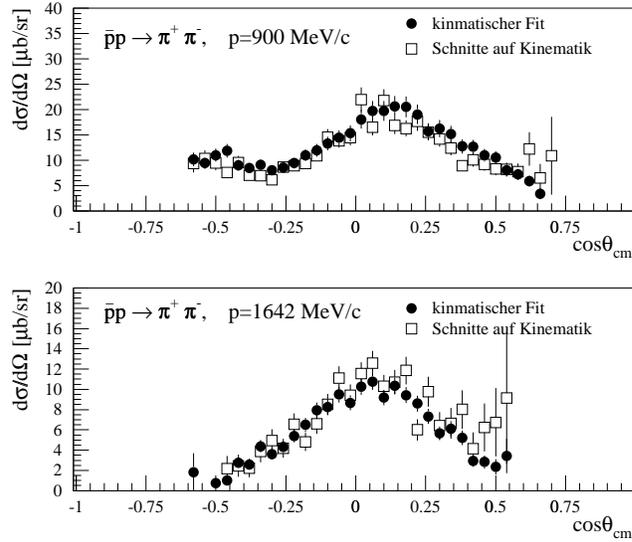


Abbildung 5.7: Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$ für unterschiedliche Selektionsmethoden des $\pi^+\pi^-$ Endzustands.

geschlossen werden. Um konkret von diesem Ergebnis auf die Analyse von $\pi^0\pi^0$ zu schließen, muß gezeigt werden, daß die Ergebnisse der Wirkungsquerschnitte nicht vom jeweiligen Trigger abhängig sind, d.h. daß die Analysen gleicher Kanäle aus Datensätzen mit verschiedenen Triggern zu den selben Ergebnissen für die Wirkungsquerschnitte führen. Für den Zweck dieses Vergleichs ist der Minimum Bias Datensatz prädestiniert.

5.2.4 Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte mit verschiedenen Triggern

Bei dem Antiprotonimpuls von 1525 MeV/c existieren Datensätze aller drei hier verwendeten Trigger, also für den 0 Prong Trigger ebenso wie für den 2-Prong und den Minimum Bias Trigger. Es ist damit nicht nur möglich, die Analysen von $\pi^0\pi^0$ und $\pi^+\pi^-$ aus dem 0 Prong bzw. 2-Prong Trigger mit dem Minimum Bias Datensatz zu vergleichen, sondern auch die Analysen der beiden Kanäle mit dem Minimum Bias Datensatz direkt zu betrachten.

Die Selektion der $\pi^0\pi^0$ und $\pi^+\pi^-$ Endzustände verläuft analog zu den bisher geschilderten Fällen. Die Statistik der verwendeten Runs, die Zahl der einlaufenden Antiprotonen und die Anzahl der selektierten Ereignisse sind in Tabelle A.6, Anhang A, zusammengefaßt. Der Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte zeigt eine hervorragende Übereinstimmung der Ergebnisse verschiedener Trigger (Abbildung 5.9). Die Differenz der Gesamtwirkungsquerschnitte integriert über den Winkelbereich $0 < \cos\theta < 0.7$ beträgt etwa 9% für den $\pi^0\pi^0$

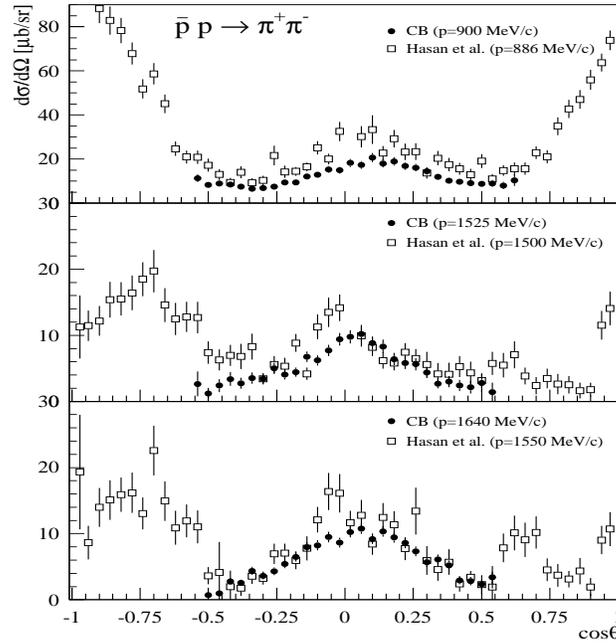


Abbildung 5.8: Differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$ aus dieser Arbeit und nach Hasan et al. [42] für 3 verschiedene Strahlimpulse.

Endzustand und weniger als 4% für den $\pi^+\pi^-$ Endzustand. Dies ist umso bemerkenswerter, da die Unterschiede der Totzeiten des Detektors für den 2-Prong Trigger einen Faktor 5, für den 0-Prong Trigger sogar einen Faktor 25, verglichen mit den Totzeiten bei Verwendung des Minimum Bias Triggers betragen. Daraus läßt sich schließen, daß der Trigger keine Einflüsse auf das Ergebnis der Wirkungsquerschnitte nimmt und damit die Messung der Totzeiten durch das Datenerfassungssystem korrekt durchgeführt wird. Dieser Vergleich deutet aber auch darauf hin, daß die Ergebnisse dieser Messung des $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$ Wirkungsquerschnitts der Messung von Dulude et al. vorzuziehen sind. An der Glaubwürdigkeit der relativen Stärke zwischen den Kanälen $\pi^0\pi^0$ und $\pi^+\pi^-$ besteht wenig Zweifel, wie Ergebnisse zahlreicher Crystal Barrel Analysen bereits gezeigt haben.

5.3 Pile-up Abhängigkeit der Normierung

Bisher wurde für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts angenommen, daß zwischen zwei Annihilationen im Target immer so viel Zeit bleibt, daß es zu keinem Überlapp der Detektorinformation kommt. Dies ist in der tatsächlichen experimentellen Situation nicht der Fall. Bei Reaktionsraten im Target von ca. 6 kHz, d.h. einer typischen Antiprotonrate von 300 kHz, beträgt der Erwartungs-

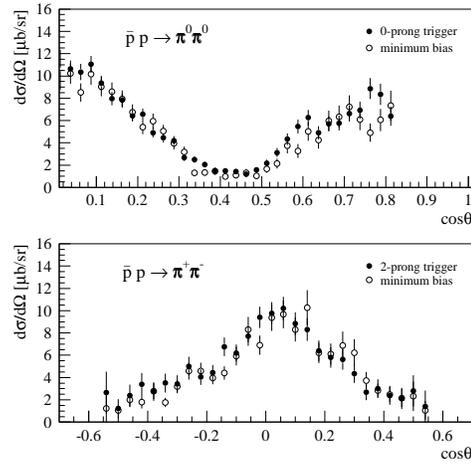


Abbildung 5.9: Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte aus der Analyse von Datensätzen, die bei dem selben Antiprotonimpuls von 1525 MeV/c aber mit verschiedenen Triggern genommen wurden. Oben abgebildet ist der $\pi^0\pi^0$ Endzustand aus dem Minimum Bias und 0-Prong Datensatz, unten der $\pi^+\pi^-$ Endzustand aus dem Minimum Bias und 2-Prong Datensatz.

wert der Zeit zwischen zwei Ereignissen ca. 170 μs . Zum Vergleich betragen die Abklingzeiten der Signale aus dem Kalorimeter bis zu 50 μs . Es besteht also eine durchaus gute Möglichkeit, daß sich die Detektoreinträge zweier Ereignisse überschneiden, dieser Effekt ist als Pile-up bekannt. Die Pile-up Rate hängt nach der obigen Schilderung von der einkommenden Strahlrate ab, aber auch von der Strahlqualität. Läuft der Strahl nämlich nicht exakt parallel zur z-Achse des Detektors, so können vermehrt gestreute Antiprotonen aus der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$, die, wie oben schon erwähnt, einen hohen Wirkungsquerschnitt in Vorwärtsrichtung besitzt, Einträge im Kalorimeter verursachen. Um die Daten auf mögliche Pile-up Effekte hin zu untersuchen, werden die Wirkungsquerschnitte für verschiedene Strahlraten verglichen. Während der Datennahme selbst wurde die Strahlrate weitgehend konstant gehalten. Meist kam es nur zu Beginn und am Ende eines Spills zu signifikanten Änderungen, dies aber mit unsicheren Strahlbedingungen, d.h. während diesen kurzen Zeiten blieb die Strahlrate nicht konstant sondern änderte sich stetig. Dies führt dazu, daß zur Untersuchung der Änderung der Normierung mit der Strahlrate nur Datensätze mit sehr geringer Statistik zur Verfügung stehen. Aus diesem Grund wurden aufeinanderfolgende Ereignisse auf Band zu 1000'er Gruppen zusammengefasst. Diese wurden dann nach 4, 6 oder 8 PED selektiert, anschließend einem kinematischen Fit auf die Hypothese $\bar{p}p \rightarrow 4\gamma$, 6γ oder 8γ unterzogen und Ereignisse mit einem Konfidenzniveau auf einer dieser Hypothesen größer 5% wurden gezählt. Gleichzeitig wurde für diese Gruppe von 1000 Ereignissen die durchschnittliche Strahlrate

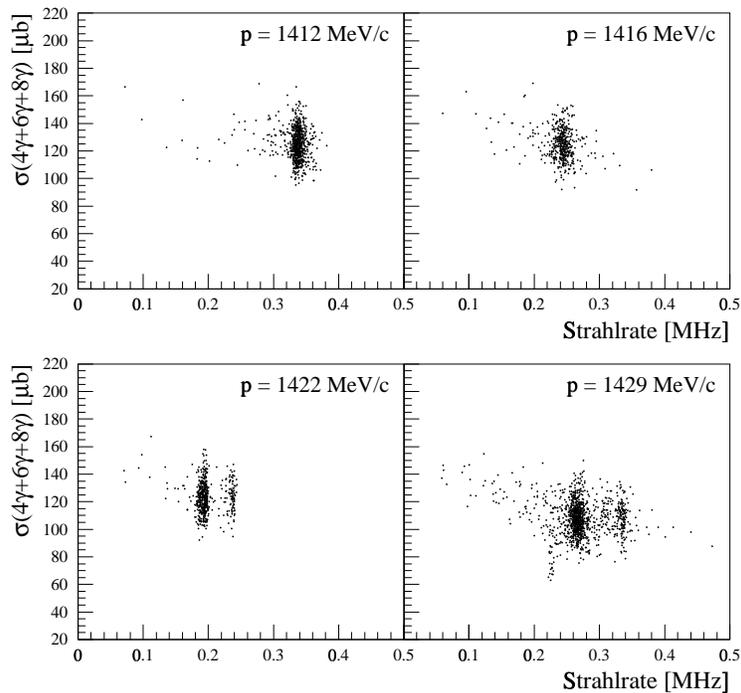


Abbildung 5.10: Wirkungsquerschnitt $\sigma(4\gamma+6\gamma+8\gamma)$ der 1000'er Gruppen gegen die mittlere Strahlrate für die ersten vier Scanpunkte. Es besteht eine leichte Tendenz hin zu höheren Wirkungsquerschnitten für kleine Strahlintensität.

bestimmt. Zur Untersuchung der Änderung des Wirkungsquerschnitts wurde die Anzahl der 4, 6 und 8 γ Ereignisse auf die Anzahl der einkommenden Antiprotonen normiert und gegen die Strahlrate aufgetragen. Das Ergebnis scheint für die meisten Scanpunkte eine leichte Tendenz hin zu höheren Wirkungsquerschnitten¹ bei niedrigerer Strahlintensität (Abb. 5.10) zu zeigen, doch kann dies bei der geringen Anzahl von Punkten bei niedriger Intensität und der relativ geringen Änderung des Wirkungsquerschnitts im Vergleich zur Breite ihrer Verteilung nur angenommen werden. Eine bemerkenswerte Ausnahme bildet dabei der schon bei der Betrachtung der Strahlqualität aufgefallene Scanpunkt bei 1429 MeV/c Antiprotonimpuls. Bei diesem Punkt, dessen Normierung auf die einlaufenden Antiprotonen für alle bis auf die ersten drei Runs zu eindeutig zu niedrigen Wirkungsquerschnitten führt, steigt der $4\gamma+6\gamma+8\gamma$ Wirkungsquerschnitt deutlich bei abnehmender Strahlrate. Interessant ist dabei die Tatsache, daß alle Scanpunkte, eine Ratenabhängigkeit angenommen, auf etwa den selben Wert bei Strahlintensität 0 extrapolieren.

¹Es handelt sich hierbei nicht um Wirkungsquerschnitte im eigentlichen Sinn, da die Endzustände nicht auf ihre Akzeptanz korrigiert werden. Dennoch wurde die Ausdrucksweise in diesem Zusammenhang übernommen.

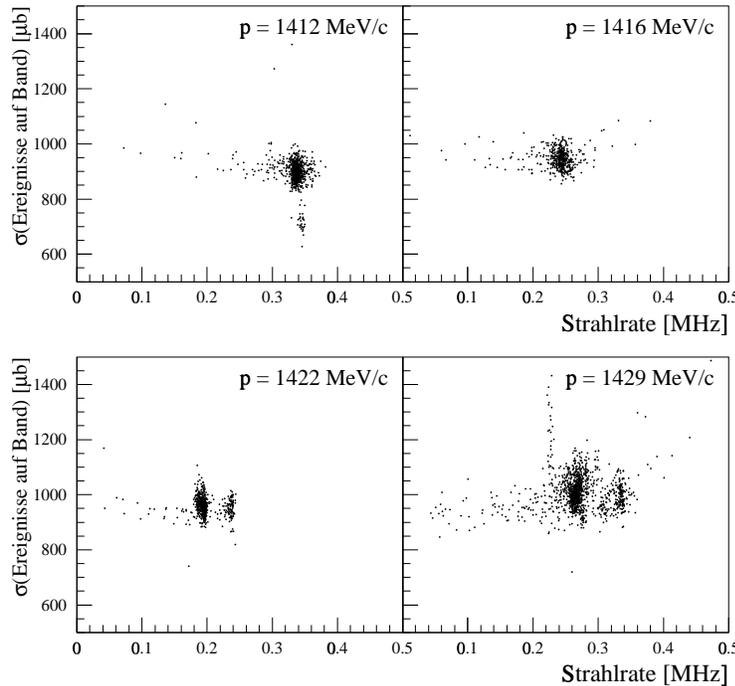


Abbildung 5.11: Anzahl aufeinanderfolgender Ereignisse auf Band auf die Zahl der einlaufenden Antiprotonen normiert (für vollständige 1000'er Gruppen entspricht dies $1000 \cdot 5.33 \cdot 10^{-6} \mu\text{b}/N_{\bar{p}}$). Es zeigt sich keine offensichtliche Änderung mit der Strahlrate.

Ähnliche Untersuchungen bei anderen Strahlimpulsen zeigen ebenfalls eine mehr oder weniger deutliche Tendenz eines Anstiegs des Wirkungsquerschnitts mit abnehmender Strahlrate [44][45].

Eine Erklärung für diese Änderung könnte das Auftreten von Pile-up liefern, wie Abbildung 5.11 verdeutlicht. Wird die Anzahl aller Ereignisse auf Band (in diesem Fall die 1000 Ereignisse der 1000'er Gruppen) auf die ankommenden Antiprotonen normiert und gegen die Strahlrate aufgetragen, so ist in keinem Fall, vor allem auch nicht bei 1429 MeV/c Antiprotonimpuls, eine Änderung mit der Strahlrate zu erkennen. Dagegen scheint der relative Anteil der tatsächlich guten Ereignisse, also 4, 6 und 8 γ , abzunehmen.

Aufgrund der Tatsache, daß bei einer Strahlrate $\rightarrow 0$ auch der Pile-up gegen 0 gehen sollte, sieht eine mögliche Interpretation der Daten diesen Wert des Wirkungsquerschnitts als den wahren Wert an und verwendet die Extrapolation auf Strahlrate 0 als weiterer Schritt der Normierung [44][15]. Um quantitative Werte für eine Ratenabhängigkeit des Finescans zu erhalten, werden die Daten hier ebenfalls einer Untersuchung nach dieser Methode unterzogen. Dazu wird die Verteilung der Wirkungsquerschnitte von $4\gamma + 6\gamma + 8\gamma$ gegen die Strahlrate einmal mit einer Konstanten und zum anderen mit einer Geraden angefitet

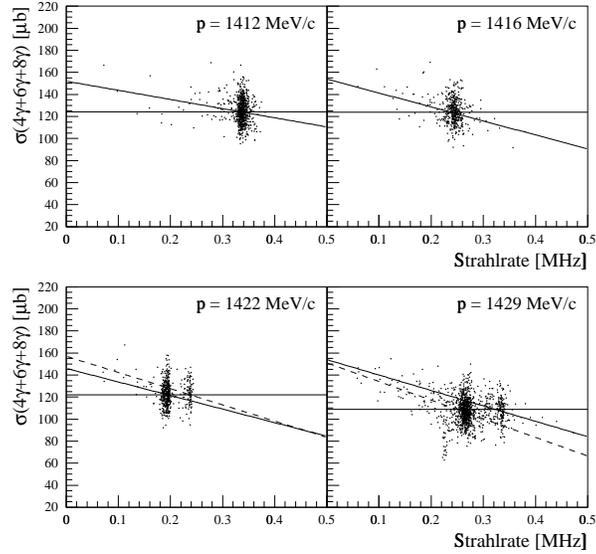


Abbildung 5.12: Wie Figur 5.10 mit dem Ergebnis der Fits auf eine Konstante bzw. auf eine Gerade. Für die Datensätze bei 1422 MeV/c und 1429 MeV/c mußten für die Anpassung an eine Gerade Untergruppen gebildet werden. Die Darstellung zeigt die Ergebnisse beider Untergruppen.

Strahl-impuls [MeV/c]	Fit an eine Gerade		Fit an eine Konstante	
	$\sigma(0)$ [μb]	χ^2/N_{dof}	σ_{const} [μb]	χ^2/N_{dof}
1413	152 ± 6	1.13	124.2 ± 0.4	1.16
1416	154 ± 5	1.01	124.0 ± 0.5	1.08
1422	$(157 \pm 14)^*$	1.00	122.1 ± 0.5	1.01
1429	$(154 \pm 7)^*$	1.03	109.0 ± 0.7	1.19
1436	157 ± 4	1.05	129.0 ± 0.3	1.05
1443	147 ± 17	0.91	126.9 ± 0.5	0.93
1449	158 ± 10	1.03	124.8 ± 0.5	1.08
1454	161 ± 8	0.99	124.0 ± 0.5	1.00
1461	149 ± 11	1.10	123.2 ± 0.4	1.10

* nach Aufteilung in Untergruppen

Tabelle 5.1: Wirkungsquerschnitte als Ergebnis des Fits einer Geraden bzw. einer Konstanten an die Verteilung der $\sigma(4\gamma + 6\gamma + 8\gamma)$ gegen die Strahlrate. Für den Fit auf die Gerade ist als Wirkungsquerschnitt der Wert $\sigma(0)$ der Extrapolation auf die Strahlrate 0 angegeben. Das χ^2 pro Freiheitsgrad zeigt bei den Punkten von 1416 MeV/c und 1429 MeV/c deutliche Unterschiede, bei den übrigen Punkten sind diese nicht signifikant.

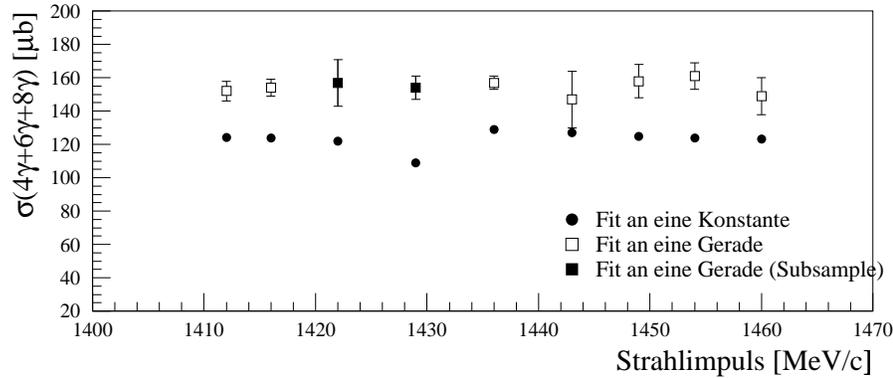


Abbildung 5.13: Wirkungsquerschnitte $\sigma(4\gamma + 6\gamma + 8\gamma)$ aus der Anpassung 5.1 für alle Scanpunkte. Die großen Fehler der Extrapolation auf Strahlrate 0 nach dem Fit auf eine Gerade, erschweren die Verwendung dieser Methode für die Suche nach einer Resonanzanregung in der Wirkungsquerschnittverteilung.

(Abb. 5.12). Tabelle 5.1 faßt die Ergebnisse zusammen. Der Fit auf eine Konstante liefert dabei ein konsistentes Bild. Alle Scanpunkte, mit Ausnahme des Punkts bei 1429 MeV/c, weisen Wirkungsquerschnitte in demselben Bereich auf. Zudem liegen die Bereiche mit großen Anhäufungen, auch bei verschiedenen Strahlraten, auf demselben Niveau des Wirkungsquerschnitts (Abb. 5.14, Seite 76). Lediglich bei 2 Punkten, den Datensätzen von 1416 MeV/c und 1429 MeV/c, zeigt sich eine signifikante Verbesserung des χ^2 für den Fit auf eine Gerade. Alle anderen Datensätze weisen vergleichbare Werte des χ^2 auf. Die beiden Datensätze bei 1422 MeV/c und 1429 MeV/c mußten für die Geradenanpassung in Untergruppen geteilt werden um eine Extrapolation in den gewünschten Bereich zu erhalten (siehe Tabelle 5.1), da sich die Bereiche großer Anhäufungen auf demselben Niveau befinden (siehe Tabelle 5.1). Zudem leidet der Geradenfit aufgrund der geringen Statistik bei niedriger Strahlrate unter einer gewissen Unbestimmtheit, was sich in großen Fehlern des Fitergebnisses widerspiegelt. Auf den Finescan bezogen führt dies zu unbrauchbaren Ergebnissen des Gesamtwirkungsquerschnitts, wie Abb 5.13, der Vergleich der Wirkungsquerschnitte aus der Extrapolation und dem Fit auf eine Konstante aller Scanpunkte, beweist.

Wegen der wechselnden Strahlqualität ist die Pile-up Rate nicht unbedingt eine ausschließliche Funktion der Strahlintensität. Eine alternative Methode verwendet daher die Rate des Pile-up Zählers in der Scaler Bank. Dieser Zähler erfaßt die Ereignisse, bei denen innerhalb eines Zeitfensters von ca. $7 \mu\text{s}$ vor und $4 \mu\text{s}$ nach dem Registrieren eines Ereignisses in der Triggerstufe 0 (siehe Kapitel 2) ein zweites Ereignis, d.h. einlaufendes Antiproton in der Drahtkammer (KC) und kein Signal am Veto, beobachtet wird (die Silizium Eingangszähler werden nicht in die Pile-up Bedingung mit einbezogen). Relativ zu der Zahl der Fast Resets

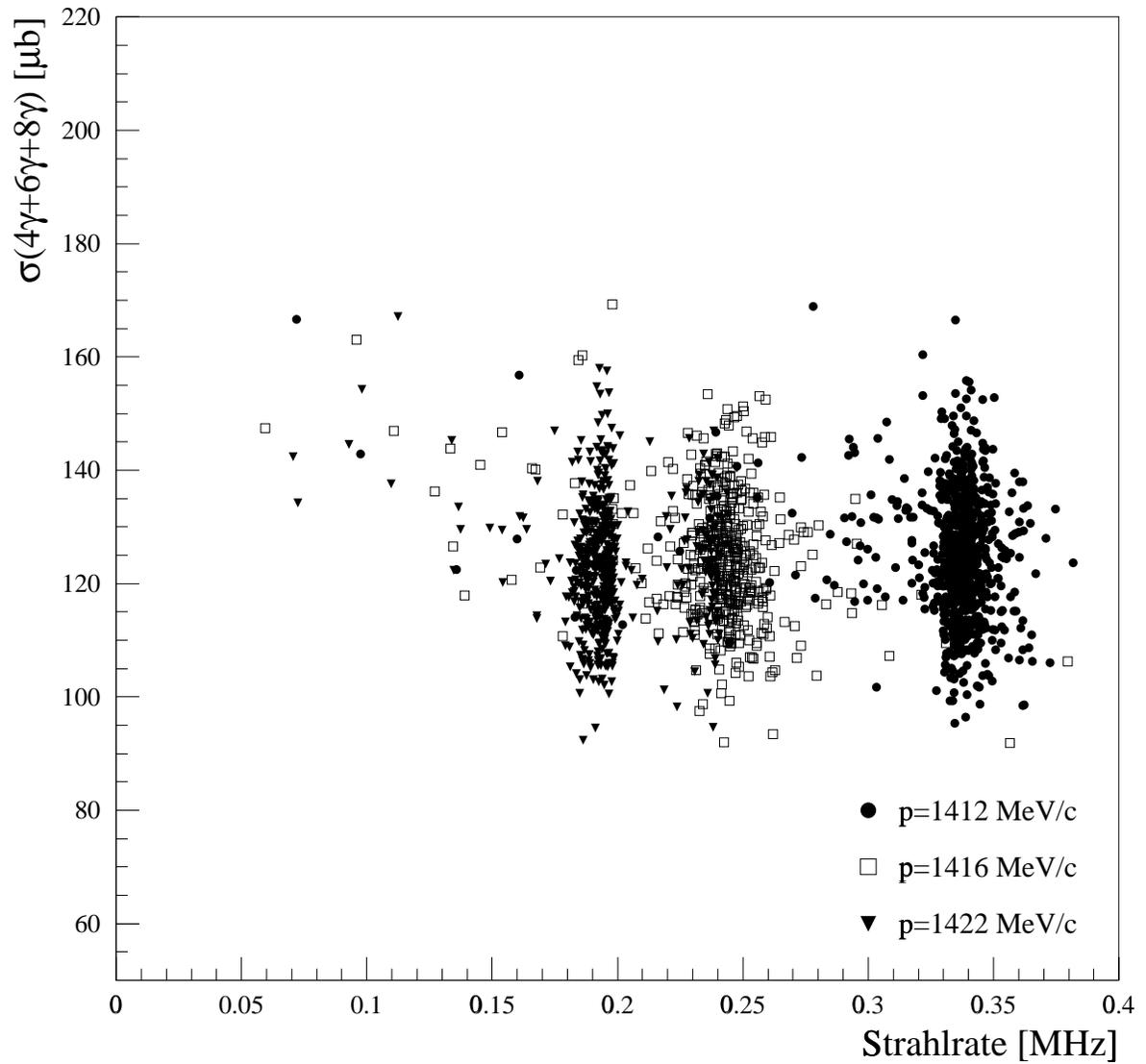


Abbildung 5.14: Die Wirkungsquerschnitte $\sigma(4\gamma+6\gamma+8\gamma)$ für die 1000'er Gruppen der ersten drei Scanpunkte gegen die mittlere Strahlrate. Zu beachten ist, daß die Orte großer Anhäufungen, obwohl bei unterschiedlicher Strahlrate, auf dem selben Niveau des Wirkungsquerschnitts liegen.

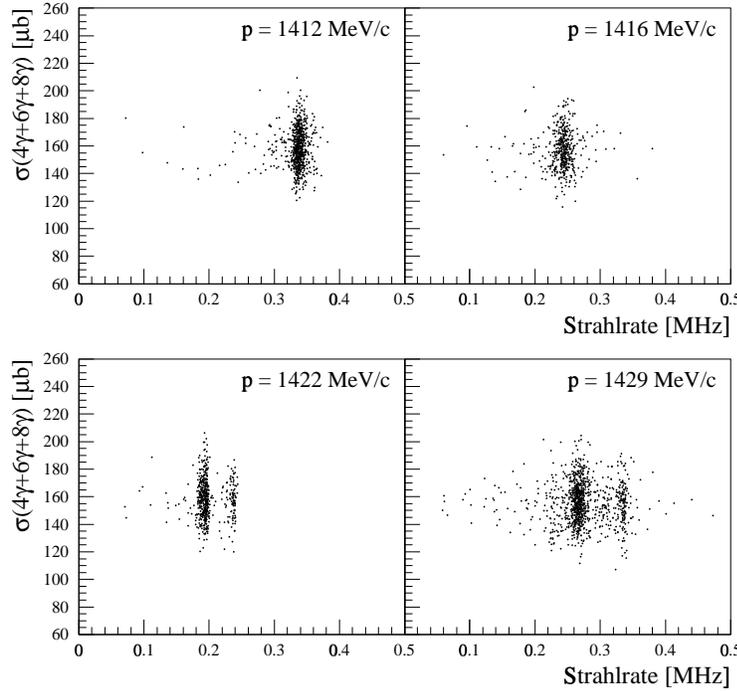


Abbildung 5.15: Wie 5.10 nur mit Korrektur des Wirkungsquerschnitts auf die Pile-up-Wahrscheinlichkeit. Der Wirkungsquerschnitt bleibt konstant mit der Strahlrate.

liefert dies damit die Wahrscheinlichkeit eines Ereignisses durch ein Pile-up verunreinigt zu sein und in der Datenselektion verworfen zu werden. Der korrigierte Wirkungsquerschnitt berechnet sich damit wie folgt:

$$\sigma_{corr} = \sigma \cdot \frac{1}{1 - N_{Pile-up}/N_{Fast\ Reset}}$$

mit σ_{corr} dem pile-up-korrigierten Wirkungsquerschnitt, σ dem Wirkungsquerschnitt ohne Korrektur und $N_{Pile-up}$ und $N_{Fast\ Reset}$ der Anzahl der Pile-ups bzw. Fast Resets aus der Scaler Bank. Das Verhältnis $N_{Pile-up}/N_{fast\ resets}$ beträgt im Mittel etwa 20%. Wie aus Abbildung 5.15 zu ersehen, ist diese Korrektur in der Lage, die Ratenabhängigkeit zu kompensieren. Weiters liegt der Scanpunkt bei 1429 MeV/c, mit den bekannten Problemen, ebenfalls auf demselben Niveau wie alle übrigen Punkte. Beeindruckend ist auch die Anwendung dieser Korrektur auf die gemessenen $\pi^+\pi^-$ Wirkungsquerschnitte. Der Vergleich mit den Ergebnissen von Hasan et al. [42] weist sehr gute Übereinstimmung auf, wie den differentiellen und integrierten Wirkungsquerschnitten im Bereich $-0.52 < \cos\theta < 0.52$ zu entnehmen ist (Figur 5.16 bzw. Tabelle 5.2). Die Differenz zu der Messung von Eisenhandler et al. [41] bleibt jedoch nachwievor bestehen.

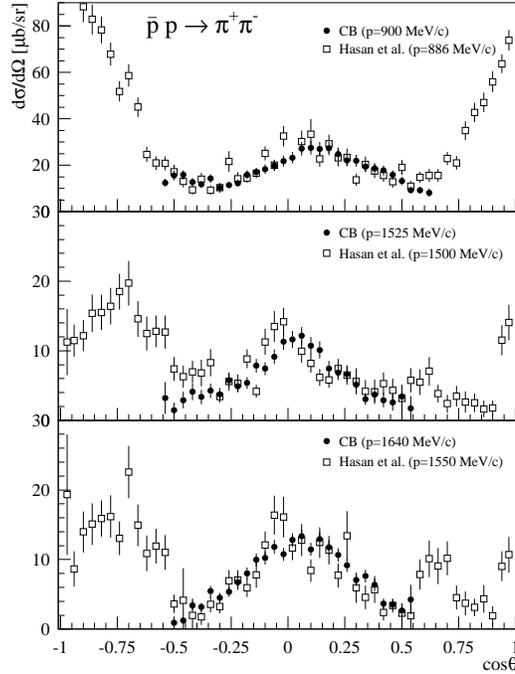


Abbildung 5.16: Differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$ nach der Korrektur auf die Pile-up-Wahrscheinlichkeit für 3 verschiedene Antiprotonimpulse im Vergleich mit den Ergebnissen von Hasan et al. [42] bei benachbarten Energien. Bemerkenswert ist die verbesserte Übereinstimmung (siehe 5.8).

Hasan et al.		diese Arbeit	
Strahlimpuls	Wirkungsquerschnitt	Strahlimpuls	Wirkungsquerschnitt
	$ \cos\theta < 0.52$		$ \cos\theta < 0.52$
[MeV/c]	[μb]	[MeV/c]	[μb]
886	120.2 ± 4.2	900	121.2 ± 2.8
1500	43.4 ± 2.0	1525	39.8 ± 1.4
1550	48.2 ± 2.8	1640	49.0 ± 1.0

Tabelle 5.2: Vergleich der integrierten Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$ im Bereich $-0.52 < \cos\theta < 0.52$ nach der Korrektur des Wirkungsquerschnitts auf Pile-up.

Allerdings geht die obige Betrachtung davon aus, daß alle Ereignisse, die in das oben genannte Zeitfenster fallen, tatsächlich Pile-ups sind und daher in der Analyse verworfen werden. Bei genauerer Betrachtung allerdings stellt sich die Situation weitaus komplexer dar. Ereignisse, die auf Band geschrieben wurden und die Pile-up Bedingung erfüllten, wurden mit einem sog. "Pile-up Flag" gekennzeichnet. Übereinstimmend mit den Daten der Scaler Bank weisen etwa 20% der Ereignisse auf Band diese Markierung auf. In der Datenselektion werden allerdings nur 40% dieser Ereignisse verworfen, die restlichen 60% passieren alle Selektionsschritte, d.h. 40% der durch das Zeitfenster markierten Ereignisse sind tatsächlicher Pile-up. Daneben existiert auch Pile-up, der nicht durch ein Flag gekennzeichnet ist. Die Abklingzeiten der Kalorimeterkristalle liegen in Bereichen bis hin zu 50 μ s, die weitaus länger sind, als die definierten Zeiten des Pile-up Fensters. Ein Kristall kann somit, abhängig von der Zeitdifferenz zwischen zwei Ereignissen und dem Energieeintrag im Kristall, ein Signal von einem vorhergehenden Ereignis aufweisen. Die Auswirkungen können recht unterschiedlich sein. Im einfachsten Fall liegt der Energieeintrag des Kristalls unter dem erforderlichen Mindesteintrag von 1 MeV und hat damit keine Folgen. In schwerwiegenden Fällen erzeugt der Kristall, zusammen mit seinen gleichermaßen betroffenen Nachbarkristallen, ein PED und führt dazu, daß das Ereignis in der Analyse verworfen wird. Daneben kann derselbe Kristall auch in beiden Ereignissen einen Energieeintrag erhalten, wobei dann der noch verbleibende Eintrag des ersten Ereignisses auf das des zweiten Ereignisses aufaddiert wird. Auch hier können in der Folge durch die falsche Energie des PED Ereignisse verloren gehen. Andere Detektorkomponenten sind durch ihre schnelleren Signale nicht von dieser Art des Pile-up betroffen. Wie in Kapitel 5.2 erwähnt treten allerdings auch Ereignisse auf, bei denen Reaktionsprodukte ein Signal im Veto erzeugen. Diese Ereignisse werden daher nicht erkannt, können aber in allen Detektorkomponenten zusätzlichen Einträge erzeugen. Ihr Anteil kann auf etwa 6% geschätzt werden unter Verwendung einer Wahrscheinlichkeit von 20% für 2 Ereignisse innerhalb des Pile-up Fensters und dem o.g. Anteil von Ereignissen mit Zerfallsprodukten im Vetozähler von 30%. Die tatsächliche Pile-up Rate ist also proportional zu der gemessenen Rate von Ereignissen mit einem Pile-up Flag, die Proportionalitätskonstante muß aber nicht zwangsläufig 100% betragen, wie in der obigen Betrachtung.

Tatsächlich zeigt sich beispielsweise bei der Einschußenergie von 900 MeV/c auch nach der Korrektur auf Pile-up eine deutliche Änderung der Normierung mit der Strahlrate. Unter der Annahme, daß sich der tatsächliche Pile-up linear zu dem gemessenen verhält, kann der Proportionalitätsfaktor so angepaßt werden, daß die resultierende Verteilung des Wirkungsquerschnitts konstant mit der Strahlrate verläuft. Dies ähnelt der Methode der Extrapolation auf Rate 0, unterscheidet sich aber prinzipiell von dieser. Es erfolgt lediglich eine Anpassung des Korrekturfaktors, das Ergebnis ist dann über das Verhältnis Anzahl der Pile-up/Anzahl der Fast Resets direkt auf jedes einzelne Ereignis anwendbar.

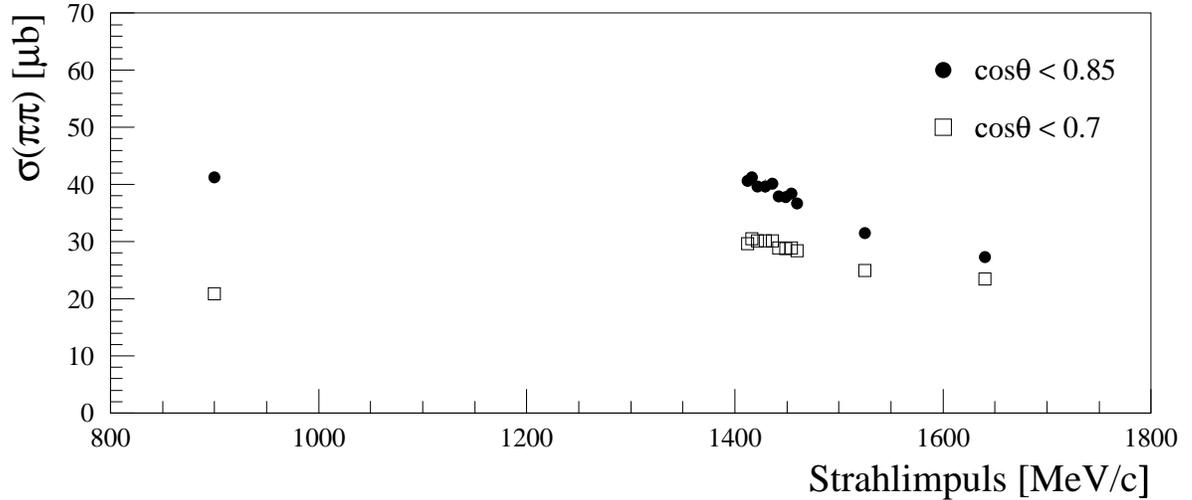


Abbildung 5.17: Integrierter Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$ über den Bereich $\cos\theta < 0.7$ bzw. $\cos\theta < 0.85$ aller hier erwähnten Datensätze. Der Punkt bei 900 MeV/c fällt aufgrund der unzureichenden Korrektur auf Pile-up etwas aus dem Rahmen.

Für diese Arbeit wird im folgenden die Korrektur auf Pile-ups, mit einem Korrekturfaktor von 40%, in der Normierung mit einbezogen. Der Korrekturfaktor berücksichtigt die experimentell ermittelte Rate an tatsächlichen Pile-up. Durch das Auftreten von zusätzlichen, nicht nachgewiesenen Pile-up, stellt diese Korrektur eine untere Grenze dar. Das Kriterium der Ratenunabhängigkeit führt zu einer Korrektur um 100%, die auf die oben genannten Effekte zurückzuführen ist. Dieses Kriterium ist allerdings unsicher, da es sich auf wenige Daten bei anomal niedriger Rate stützt, wird aber im folgenden für den systematischen Fehler der bestimmten Wirkungsquerschnitte berücksichtigt. Abbildung 5.17 stellt die gemessenen $\pi^0\pi^0$ Wirkungsquerschnitte für alle hier aufgeführten Strahlimpulse mit der erwähnten Korrektur auf Pile-ups dar.

Kapitel 6

Ergebnis und Interpretation der Messung

Der Antiproton-Proton Ausgangszustand soll über eine Resonanz im s-Kanal in die gemessenen Endzustände $\pi^0\pi^0$ und $\eta\eta$ zerfallen (Figur 6.1). Durch Variation des Eingangsimpulses des Antiprotons und damit der Ruheenergie (\sqrt{s}) des Antiproton-Proton Systems soll der Energiebereich der Resonanz durchlaufen und die damit verbundene Änderung des Gesamtwirkungsquerschnitts beobachtet werden. Daneben sollte durch Interferenz der Resonanz mit dem aus breiten Resonanzen gebildeten Untergrund, verbunden mit der schnellen Änderung der Streuphase, die eine schmale Resonanz mit sich bringt, eine “Störung” in der Winkelverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnitts festzustellen sein. Aus der Art der Variation der Winkelverteilung können in weiterer Folge über eine Zerlegung des Wirkungsquerschnitts in seine Partialwellenanteile, Aussagen über den Spin der Resonanz gemacht werden.

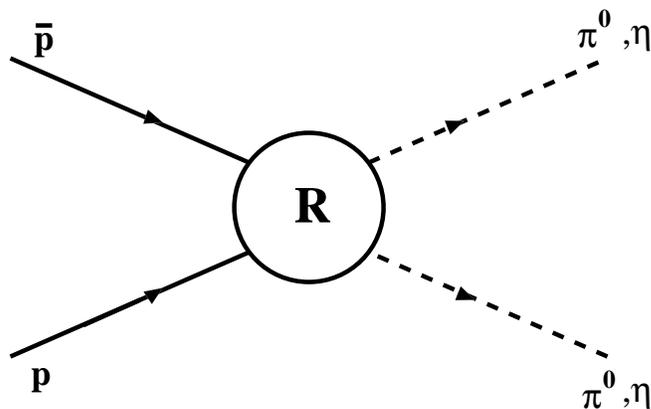


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung der Formation einer Resonanz R aus dem $\bar{p}p$ Eintrittskanal und des Zerfalls der Resonanz in den $\pi^0\pi^0$ oder $\eta\eta$ Austrittskanal.

Der erste Teil des Kapitels behandelt die Verteilung des Gesamtwirkungsquerschnitts und die damit verbundenen Aspekte, der zweite Teil widmet sich danach der Partialwellenanalyse.

6.1 Integrierte Wirkungsquerschnitte $\sigma(\sqrt{s})$

Die selektierten Daten der Endzustände $\pi^0\pi^0$, $\eta\eta$ und $\eta\pi^0$ wurden gemäß der in Kapitel 5 beschriebenen Methode normiert. Zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte wurden zunächst die differentiellen Wirkungsquerschnitte für jeden Scanpunkt gewonnen und diese anschließend integriert. Für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$ reicht der Bereich der Integration von $\cos\theta = 0$ bis $\cos\theta = 0.7$ bzw. 0.85, wobei θ wie üblich den Zerfallswinkel zur Strahlachse im Ruhesystem des Endzustands darstellt. Die Meßpunkte mit größeren Werten von $\cos\theta$ wurden aufgrund der zunehmenden Unsicherheiten in der Messung nicht verwendet. Für die Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta$ und $\bar{p}p \rightarrow \eta\pi^0$ wurde neben dem Winkelbereich bis $\cos\theta = 0.85$ auch der gesamte Meßbereich zur Integration verwendet, d.h. die Integration läuft für $\eta\eta$ von $\cos\theta = 0$ bis $\cos\theta = 0.85$ bzw. 1, und für $\eta\pi^0$ von $-0.85 < \cos\theta < 0.85$ bzw. $-0.925 < \cos(\theta) < 1$.

Der Fehler der Wirkungsquerschnitte ergibt sich aus dem statistischen Fehler des selektierten Endzustands und beträgt im Mittel 1.7% für den Kanal $\pi^0\pi^0$, 6.5% für $\eta\eta$ und 2.8% für $\eta\pi^0$. Zusätzlich wird dem Wirkungsquerschnitt unabhängig vom Strahlimpuls ein systematischer Fehler von 10% zugeordnet, der die Änderungen der bestimmten Werte mit den verschiedenen Normierungsmöglichkeiten berücksichtigt (siehe Kapitel 5).

Der Strahlimpuls bei Extraktion der Antiprotonen aus dem LEAR ist mit der Impulsaufösung des LEAR auf $\Delta p/p \approx 5 \cdot 10^{-4} \approx 0.7 \text{ MeV}/c$ bei einem typischen Antiprotonimpuls von 1430 MeV/c bekannt. Der Strahl durchläuft bis zum Eintreffen im Target einige Fenster und Zähler (siehe Darstellung des Strahlbereichs Abb. 2.2), wobei es zu Energieverlusten kommt. Die größten Verluste werden zum einen durch den 1 mm dicken Silizium Eingangszähler mit $\Delta E \approx 0.4 \text{ MeV}$ und zum anderen durch die zurückgelegte Strecke innerhalb des Targets mit ca. $0.8 \pm 0.5 \text{ MeV}$, bei einer mittleren Wegstrecke von 2.2 cm (halbe Targetlänge), verursacht. Dies führt zu Werten der Ruheenergie \sqrt{s} von etwa $0.5 \text{ MeV}/c^2$ unterhalb der Werte des Extraktionsimpulses mit einem Fehler von $0.3 \text{ MeV}/c^2$. Der Verlauf der so erhaltenen Wirkungsquerschnitte gegen die Ruheenergie \sqrt{s} des Systems ist in Abbildung 6.2 dargestellt (siehe auch Tabelle A.7 im Anhang A). In allen Fällen ist eine leichte Abnahme des Wirkungsquerschnitts mit der Energie zu beobachten. Die Wirkungsquerschnitte variieren zufällig innerhalb dieses generellen Verlaufs, in keinem Fall aber ist eine Struktur erkennbar, wie sie von einer schmalen Resonanz erwartet würde. Dies läßt darauf schließen, daß eine Resonanz, sollte sie in dem gemessenen Bereich

existieren, entweder sehr schwach ist, oder eine Breite in der Größe des gesamten Scanbereichs oder darüber hinaus besitzt.

Für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$ wird der schmale Energiebereich des Finescans mit der Analyse eines “breiten Scans” mit Crystal Barrel Daten verglichen [15] (Abb. 6.3). Der integrierte Winkelbereich ist in beiden Arbeiten derselbe, der Unterschied im absoluten Wirkungsquerschnitt ist lediglich eine Folge der unterschiedlichen Methoden der absoluten Normierung. Der Vergleich bestätigt den abfallenden Verlauf des Wirkungsquerschnitts mit zunehmender Ruheenergie, wenngleich der Verlauf für den Finescan etwas steiler scheint. Zusätzlich zu den Finescan Punkten sind in dieser Darstellung die Wirkungsquerschnitte der Scanpunkte bei 1525 MeV/c und 1642 MeV/c Antiprotonimpuls (entsprechend einer Ruheenergie von 2262 MeV/c² bzw. 2304 MeV/c² des Antiproton-Proton Systems) eingetragen, die in der weitem Folge der Analyse noch eine wichtige Rolle als Referenzpunkte spielen.

Alternativ zur absoluten Normierung auf die einlaufende Antiprotonrate wurden die Daten der Endzustände $\pi^0\pi^0$ und $\eta\eta$ zusätzlich auf den $\pi^0\pi^0\pi^0$ Endzustand normiert. Da dieser nur aus einem Isospin 1 Zustand gebildet werden kann, sollte eine Resonanz mit Isospin 0, wie etwa ein Glueball, in $\pi^0\pi^0$ oder $\eta\eta$ (Isospin 0), nicht aber in $3\pi^0$, zerfallen können. Dadurch würde es zu einer lokalen Änderung des Verhältnisses der Anzahl der $\pi^0\pi^0$ oder $\eta\eta$ Ereignisse zur Zahl der $3\pi^0$ Ereignisse kommen. Statt des $3\pi^0$ Zustands könnte auch der ebenfalls selektierte $\eta\pi^0$ Endzustand (ebenfalls Isospin 1) zum Zweck der Normierung verwendet werden. Allerdings bietet der $3\pi^0$ Zustand den Vorteil einer sehr hohen Statistik. Die Ereignisrate liegt etwa einen Faktor 3 über der des $\pi^0\pi^0$ und einen Faktor 20 über der des $\eta\pi^0$ Endzustands.

Die Selektion des $3\pi^0$ Zustands wurde von Jan Kisiel durchgeführt und umfaßt folgende Kriterien [46]:

- keine geladene Spur in der JDC.
- exakt 6 PED im Kalorimeter
- keine Ereignisse mit PEDs in den Randkristallen
- Gesamtenergie und Impuls innerhalb eines Bereichs definiert durch

$$0.8 < P_{\text{tot}}(\text{gemessen})/P_{\text{tot}}(\text{LEAR}) < 1.2,$$

$$0.8 < E_{\text{tot}}(\text{gemessen})/E_{\text{tot}}(\text{LEAR}) < 1.2,$$

mit $P_{\text{tot}}(\text{gemessen})$ und $E_{\text{tot}}(\text{gemessen})$, den gemessenen Werten für Gesamtimpuls und Energie und $P_{\text{tot}}(\text{LEAR})$ und $E_{\text{tot}}(\text{LEAR})$ dem Impuls des einlaufenden Antiprotons und der dazugehörigen Gesamtenergie des Antiproton-Proton Systems.

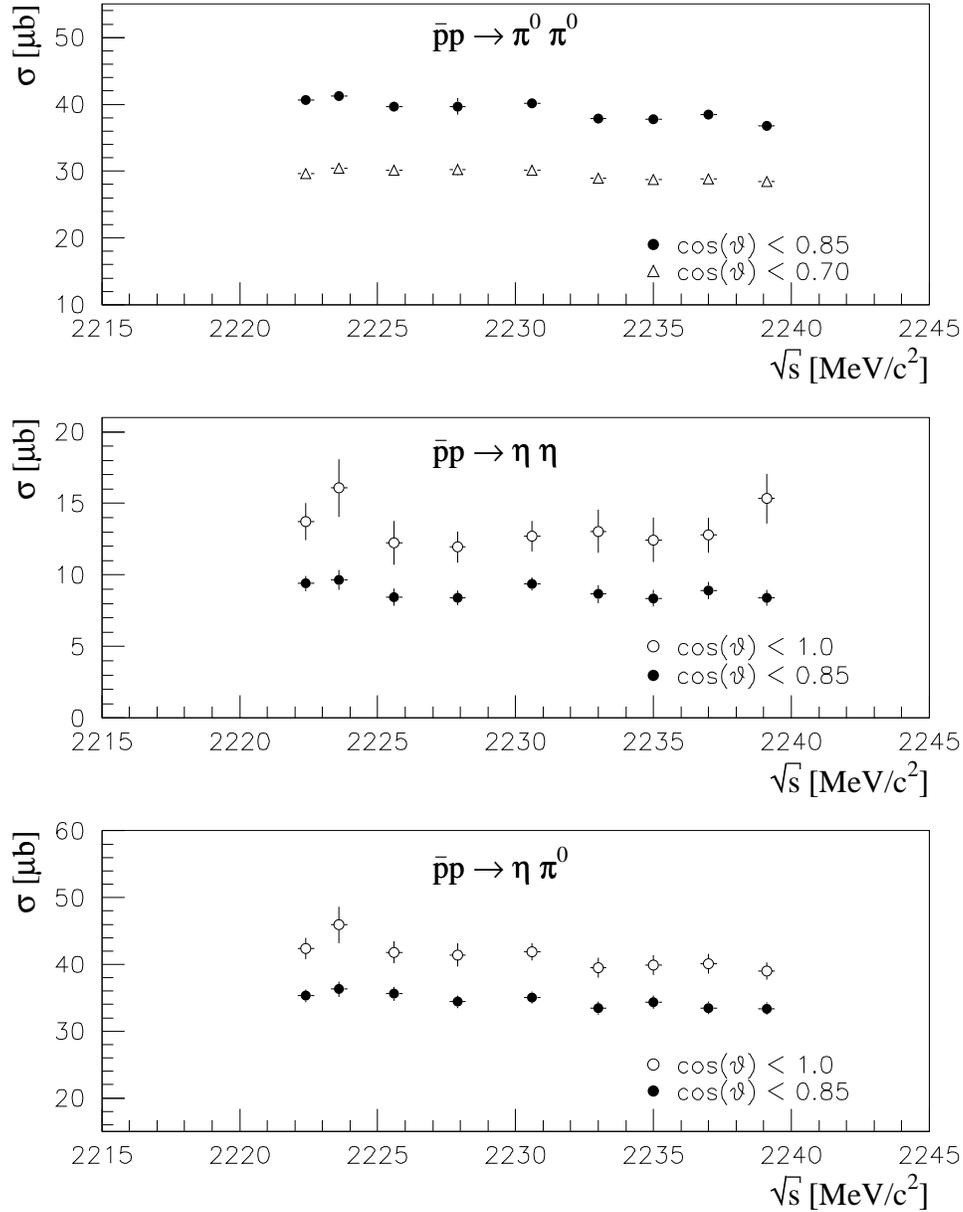


Abbildung 6.2: Integrierte Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 \pi^0$, $\eta \eta$ und $\eta \pi^0$ gegen die Ruheenergie des Systems. Die Wirkungsquerschnitte werden aus der Integration der differentiellen Wirkungsquerschnitte bis zu Werten von $\cos \theta = 0.7$, 0.85 oder 1 , des Winkels der Flugrichtung der Endzustandsmesonen zur Strahlrichtung im Ruhesystem der Endzustandsteilchen erhalten.

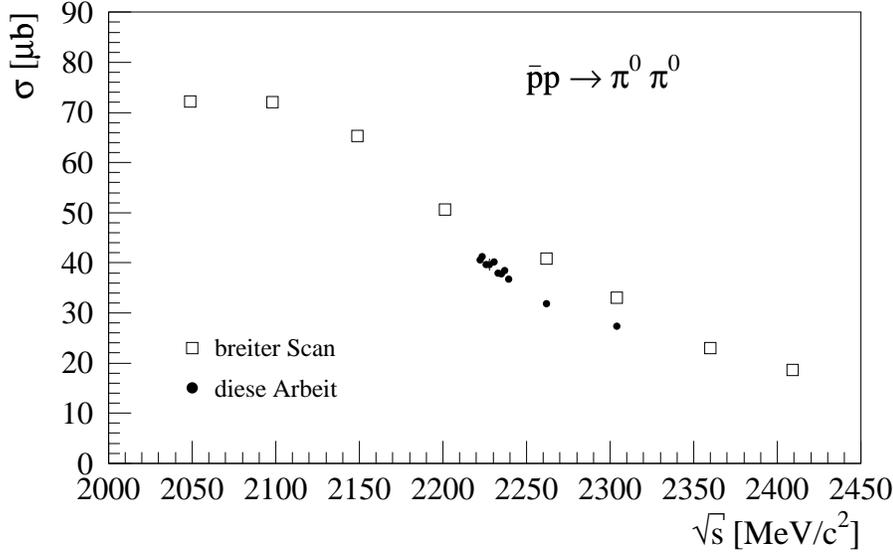


Abbildung 6.3: Vergleich der integrierten Wirkungsquerschnitte dieser Arbeit für Winkel bis $\cos \theta = 0.85$ mit der Analyse des breiten Scans über den selben Winkelbereich. Der breite Scan wurde nicht mit den Methoden dieser Arbeit sondern durch Extrapolation auf Strahlrate 0 normiert (siehe Kapitel 5).

- kinematischer Fit auf den $3\pi^0$ Endzustand mit einem Schnitt auf das Konfidenzniveau von 10%.

Zur Normierung wurde die akzeptanzkorrigierte Anzahl der selektierten $\pi^0\pi^0$ und $\eta\eta$ Ereignisse durch die Anzahl der selektierten $3\pi^0$ Ereignisse dividiert. Letztere ist nicht auf die (konstante) Akzeptanz korrigiert. Abbildung 6.4 zeigt das Ergebnis dieser Normierung. Auch hier ist keine Änderung in der Anzahl der $\pi^0\pi^0$ oder $\eta\eta$ Ereignisse zu erkennen, die auf das Auftreten eines resonanten Zustands hindeuten würde.

Für eine schmale Resonanz kann die Verteilung der Wirkungsquerschnitte als die inkohärente Summe aus einem nicht-resonanten Untergrund und einem Resonanzanteil beschrieben werden, d.h. es wird angenommen, daß sich die Phase des Untergrunds innerhalb der Resonanzbreite nicht wesentlich verändert. Dann kann die Resonanz in der Breit-Wigner Form dargestellt werden [37]:

$$\sigma_{BW} = \frac{(2J+1)}{(2S_1+1)(2S_2+1)} \frac{\pi}{k^2} \frac{B_{in}B_{out}\Gamma_{tot}^2}{(\sqrt{s}-M_R)^2 + \Gamma_{tot}^2/4} ,$$

mit J , dem Spin der Resonanz, S_1 und S_2 den Spins des Antiprotons und Protons, M_R und Γ der Masse und Breite der Resonanz, und \sqrt{s} der Ruheenergie. k ist die

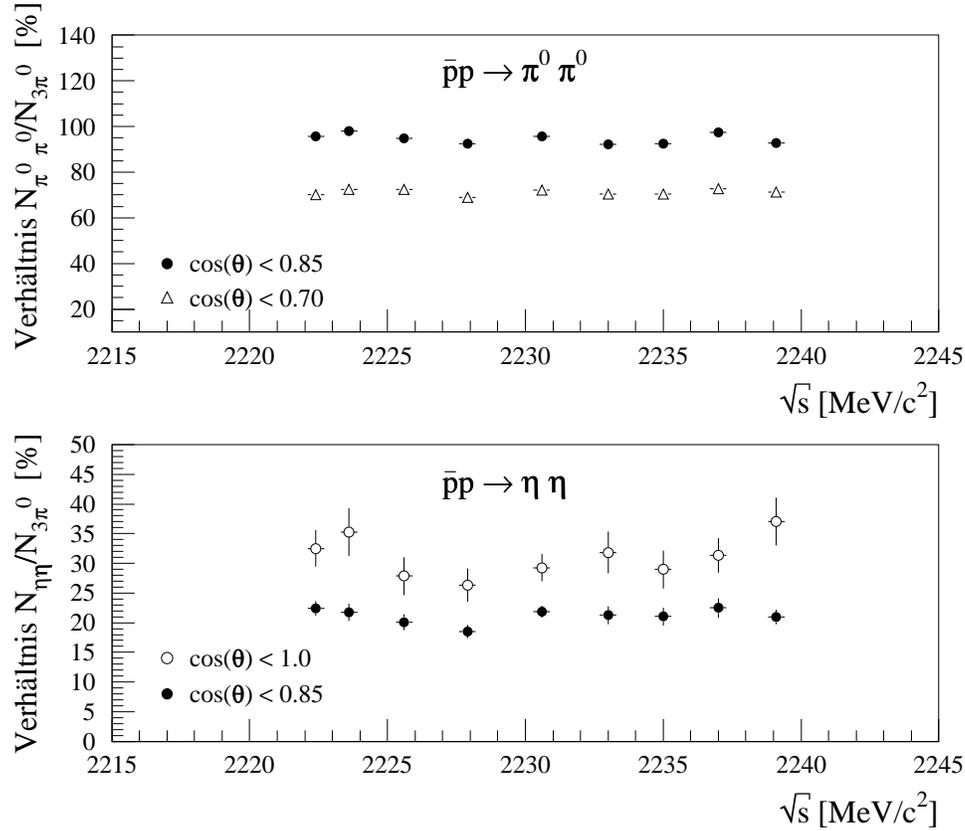


Abbildung 6.4: Verhältnis der Anzahl der $\pi^0 \pi^0$ bzw. $\eta \eta$ Ereignisse zur Anzahl der $3\pi^0$ Ereignisse gegen die Ruheenergie. Verwendet wurden nur $\pi^0 \pi^0$ oder $\eta \eta$ Ereignisse im angegebenen Winkelbereich.

Wellenzahl

$$k = p/\hbar c$$

mit dem Impuls p im Ruhesystem des Antiproton-Proton Systems. B_{in} und B_{out} sind schließlich die Verzweigungsverhältnisse für die Produktion bzw. den Zerfall der Resonanz. Für die hier untersuchten Reaktionen ist $B_{\text{in}} = \Gamma_{\text{in}}/\Gamma_{\text{tot}} = B(\bar{p}p \rightarrow \xi)$ und $B_{\text{out}} = \Gamma_{\text{out}}/\Gamma_{\text{tot}} = B(\xi \rightarrow \pi^0 \pi^0)$ bzw. $B(\xi \rightarrow \eta \eta)$. Der nicht-resonante Anteil des Wirkungsquerschnitts wird durch Anpassung eines Polynoms 2. Grades, für den Fall des $\pi^0 \pi^0$ Endzustands, bzw. einer Geraden für den $\eta \eta$ Endzustand beschrieben, wobei im Fall des $\pi^0 \pi^0$ Endzustands die Wirkungsquerschnitte bei $\sqrt{s} = 2262 \text{ MeV}/c^2$ und $\sqrt{s} = 2304 \text{ MeV}/c^2$ in die Anpassung mit eingehen. Um eine obere Grenze für das Auftreten einer Resonanz in der gemessenen Verteilung der Wirkungsquerschnitte zu erhalten, wird das Produkt der Verzweigungsverhältnisse für vorgegebene Werte der Masse und Breite einer angenommenen Resonanz angepaßt. Ein zusätzlicher freier Parameter erlaubt die

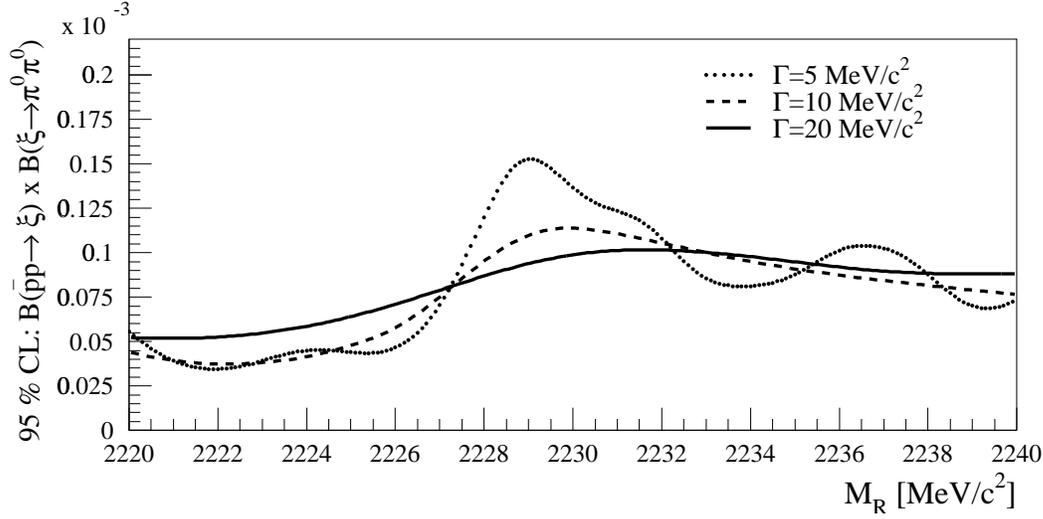


Abbildung 6.5: Obere Grenze des Produktverzweigungsverhältnisses $B(\bar{p}p \rightarrow \xi)B(\xi \rightarrow \pi^0\pi^0)$ mit 95% Konfidenzniveau als Funktion der Masse einer angenommenen Resonanz mit einer Breite von 5, 10 und 20 MeV/c^2 .

absolute Skalierung des nicht-resonanten Untergrunds, wobei die Form des Untergrunds dabei unverändert bleibt. Durch den sehr engen Meßbereich des Finescans ist die Ermittlung einer oberen Grenze auf diese Weise nur für entsprechend kleine Breiten einer Resonanz möglich. Schon bei Breiten um $20 \text{ MeV}/c^2$ ist es bei ausschließlicher Verwendung des Finescanbereichs nur eingeschränkt möglich, eine Resonanz von dem nicht-resonanten Untergrund zu unterscheiden. Eine wichtige Rolle spielen daher Referenzwerte für Wirkungsquerschnitte, die außerhalb des erwarteten Bereichs einer Resonanz liegen. In dieser Analyse stehen für den $\pi^0\pi^0$ Endzustand die Punkte bei $\sqrt{s} = 2262 \text{ MeV}/c^2$ und $\sqrt{s} = 2304 \text{ MeV}/c^2$ zur Verfügung.

Figur 6.5 und 6.6 zeigen die oberen Grenzen der Produktverzweigungsverhältnisse aus der Anpassung an die Verteilung der $\pi^0\pi^0$ und $\eta\eta$ Wirkungsquerschnitte (Integration bis $\cos\theta < 0.85$). Aufgetragen sind dabei jeweils die oberen Grenzen für 95% Konfidenzniveau (CL) gegen die Resonanzenergie M_R für drei vorgegebene Breiten einer Resonanz von 5, 10 und 20 MeV/c^2 . Resonanzen mit größeren Breiten als 20 MeV/c^2 können wie oben erläutert nur unzureichend nachgewiesen werden. Geringere Breiten als 5 MeV/c^2 wirken sich dagegen nur noch lokal auf einzelne Meßpunkte aus, da deren Abstand bereits im Mittel etwa 2 MeV/c^2 umfaßt. Dabei ist zu bedenken, daß jeder Scanpunkt aufgrund der Targetdicke ca. 1 MeV/c^2 breit ist (s.o.). Für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$ liegt das Maximum dieser oberen Grenze bei ca. $1.0 \cdot 10^{-4}$ für Resonanzen mit Breiten von 10 MeV/c^2 und 20 MeV/c^2 ; für eine schmalere Resonanz von 5 MeV/c^2 liegt das Maximum mit $1.5 \cdot 10^{-4}$ etwas höher. Die Ursache dieser Erhöhung ist im größeren Fehler des Meßpunkts bei $\sqrt{s} = 2227.9 \text{ MeV}/c^2$ und der leichten

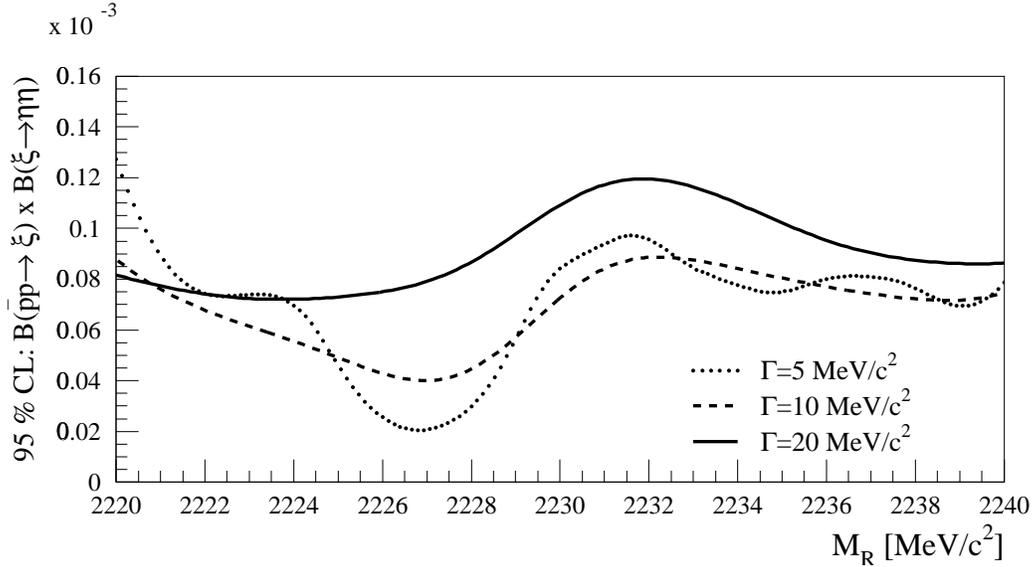


Abbildung 6.6: Obere Grenze des Produktverzweigungsverhältnisses $B(\bar{p}p \rightarrow \xi)B(\xi \rightarrow \eta\eta)$ mit 95% Konfidenzniveau als Funktion der Masse einer angenommenen Resonanz mit einer Breite von 5, 10 und 20 MeV/c^2 .

Erhöhung des folgenden Meßpunkt bei $\sqrt{s} = 2230.6 \text{ MeV}/c^2$ begründet. Die oberen Grenzen der $\eta\eta$ Wirkungsquerschnitte liegen mit ca. $8 \cdot 10^{-5}$ für eine Breite der Resonanz von 5 bzw. 10 MeV/c^2 etwas unterhalb des oberen Grenzen für $\pi^0\pi^0$. Einzig der Wert für eine angenommene Breite von 20 MeV/c^2 liegt mit einem Maximum von ca. $1.2 \cdot 10^{-4}$ über dem $\pi^0\pi^0$ Wert. Dies ist durch die problematische Unterscheidung der, verglichen zum Meßbereich, relativ breiten Resonanz vom nicht-resonanten Untergrund verständlich. Im Fall des $\eta\eta$ Endzustands stehen keine Meßwerte bei Energien außerhalb des Finescanbereichs zur Verfügung.

Mit den oberen Grenzen des Produktverzweigungsverhältnisses

$$B(\bar{p}p \rightarrow \xi)B(\xi \rightarrow \pi^0\pi^0) < 1.5 \cdot 10^{-4}$$

und der von BES gemessenen Produktverzweigungsverhältnisse [5][6]

$$B(J/\Psi \rightarrow \gamma\xi)B(\xi \rightarrow \bar{p}p) = 1.5 \cdot 10^{-5}$$

und

$$B(J/\Psi \rightarrow \gamma\xi)B(\xi \rightarrow \pi^0\pi^0) = 4.5 \cdot 10^{-5}$$

ergeben sich folgende Werte der einzelnen Verzweigungsverhältnisse:

$$B(\xi \rightarrow \bar{p}p) < 0.71\% ,$$

$$B(\xi \rightarrow \pi^0\pi^0) < 2.1\% ,$$

$$B(J/\Psi \rightarrow \gamma\xi) > 0.21\% .$$

Auf die übrigen Ergebnisse von BES angewandt folgen damit:

$$B(\xi \rightarrow \pi^+\pi^-) < 2.6\% ,$$

$$B(\xi \rightarrow K^+K^-) < 1.6\% ,$$

$$B(\xi \rightarrow K_S K_S) < 1.3\% .$$

Eine verbesserte Methode zur Berechnung der Grenzen produziert über eine Monte Carlo Simulation unter Annahme einer Gaußverteilung für die gemessenen Produktverzweigungsverhältnisse die Verteilung der jeweiligen Verzweigungsverhältnisse. Gegenüber der obigen Abschätzung hat dies den Vorteil, daß neben den Meßwerten auch die Meßfehler der BES Kollaboration in die Bestimmung der Grenzen mit eingehen. Als Grenze wird der Bereich verwendet, in dem 95% der Ereignisse liegen:

$$B(\xi \rightarrow \bar{p}p) < 0.79\% ,$$

$$B(\xi \rightarrow \pi^0\pi^0) < 2.6\% ,$$

$$B(J/\Psi \rightarrow \gamma\xi) > 0.17\% ,$$

in guter Übereinstimmung mit der ersten Abschätzung.

Diese Werte sind vergleichbar mit den Grenzen der Messung der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow K_S K_S$ durch die PS202 Kollaboration [21]. Die angegebenen Werte der Grenzen sind dort $B(\xi \rightarrow \bar{p}p) < 0.65$ und $B(J/\Psi \rightarrow \xi) > 0.23\%$. Die untere Grenze für das Verzweigungsverhältnis $B(J/\Psi \rightarrow \xi)$ liegt etwa im Durchschnitt der bekannten radiativen Zerfälle des J/Ψ . Allgemein scheinen die Verzweigungsverhältnisse des Zerfalls von ξ in die gemessenen Endzustände mit dem Maximalwert von 2.4% für den Zerfall in $\pi^+\pi^-$ sehr klein. Aufsummiert geben diese 5 Kanäle weniger als 9% des Gesamtzerfalls des ξ . Es stellt sich daher die Frage, in welchen Endzustand das ξ , sollte es existieren, mit einem großen Anteil zerfällt.

6.2 Analyse der differentiellen Wirkungsquerschnitte

Jeder Zustand mit Drehimpuls J besitzt, abhängig von der relativen Spinstellung des Antiproton-Proton Ausgangssystems, eine spezifische Winkelverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnitts. Die gemessene Winkelverteilung ist die Summe aller Anteile der beteiligten Drehimpulse J , die teilweise kohärent sind (s.u.). Eine schmale Resonanz sollte daher, sofern sie stark genug ist, um überhaupt nachgewiesen zu werden, eine, auf einen engen Bereich der Ruheenergie begrenzte, Änderung der Winkelverteilung verursachen. Um die gemessenen Winkelverteilungen auf eine solche Änderung hin zu untersuchen, wurde an den Daten eine Parametrisierung mit Legendre Polynome vorgenommen.

6.2.1 Parametrisierung mit Legendre Polynome

Der differentielle Wirkungsquerschnitt kann über eine Parametrisierung in Legendre Polynome beschrieben werden:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{\ell} a_{\ell} P_{\ell}(\cos \theta)$$

Diese Art der Parametrisierung bietet sich, nicht nur durch die Orthogonalität der Legendre Polynome an, sondern vor allem durch die enge Beziehung der Legendre Polynome zu den Drehimpulsanteilen der Partialwellen, was auch zu Randbedingungen für die Verwendung der beteiligten ℓ der Parametrisierung führt. Der differentielle Wirkungsquerschnitt läßt sich in der Form [47][15]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4} \cdot (2|F_{++}|^2 + 2|F_{+-}|^2) \quad (6.1)$$

beschreiben. F_{++} und F_{+-} stellen die Streuamplituden für die parallele Spinstellung (“non-spin-flip”) und antiparallele Spinstellung (“spin-flip”) des Antiproton-Proton Systems dar:

$$F_{++} = \sum_{J=0}^{J_{max}} \sqrt{(2J+1)} f_{++}^J P_J(\cos \theta), \quad (6.2)$$

$$F_{+-} = \sum_{J=0}^{J_{max}} \sqrt{\frac{(2J+1)}{J(J+1)}} f_{+-}^J P_J^1(\cos \theta). \quad (6.3)$$

Diese Zerlegung des differentiellen Wirkungsquerschnitts in ihre Drehimpulsanteile ist die grundlegende Formel für die Partialwellenanalyse und wird dort noch ausführlich behandelt. In diesem Zusammenhang sind nur die verwendeten Legendre Polynome $P_J(\cos \theta)$ und $P_J^1(\cos \theta)$ von Bedeutung. Die Streuamplituden gehen quadratisch in den differentiellen Wirkungsquerschnitt ein, so daß ein maximaler Wert für $\ell = 2 \cdot J_{max}$ für die Legendre Parametrisierung folgt¹. Umgekehrt läßt sich aus dem maximal benötigten ℓ der Legendre Parametrisierung auf den maximalen Drehimpuls J_{max} schließen. Die Bose-Symmetrie schließlich beschränkt die möglichen beteiligten Drehimpulse J auf solche mit geradzahigen Werten. Dies führt durch die Eigenschaften der Legendre Polynome dazu, daß auch in der Parametrisierung nur geradzahige ℓ benötigt werden.

Figur 6.7 und 6.8 zeigen die Legendre Koeffizienten a_{ℓ} , die sich aus der Anpassung der gemessenen Winkelverteilungen an die Legendre Parametrisierung ergeben (eine Tabelle der Koeffizienten findet sich im Anhang A). Für beide Endzustände wurden in Übereinstimmung mit anderen Arbeiten [14][36][15][46] Legendrepolynome bis zum Grad $\ell = 8$ benötigt. Die Anpassung für den $\pi^0\pi^0$

¹da $(P_J(z))^2$ ein Polynom vom Grad z^{2J} ist

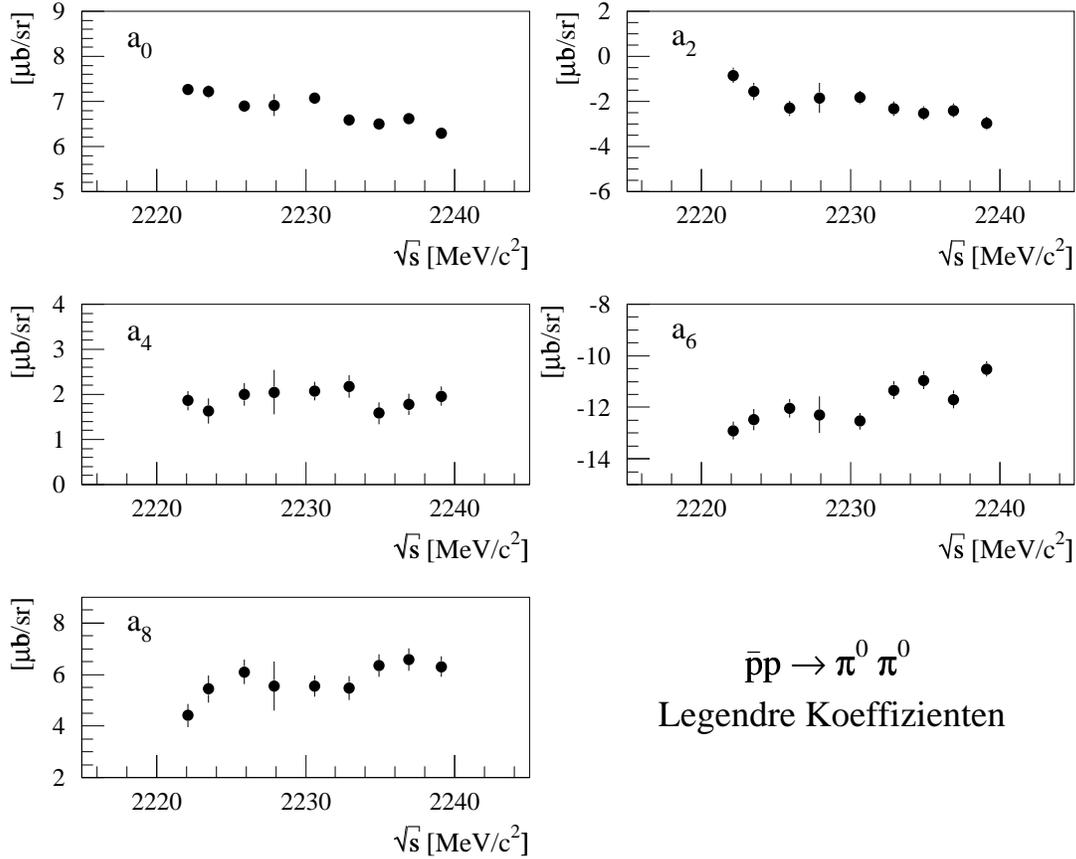


Abbildung 6.7: Verteilung der Legendrekoeffizienten a_ℓ aus der Parametrisierung der gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_\ell a_\ell P_\ell(\cos\theta)$ der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$ gegen die Ruheenergie. Im wesentlichen ist ein monotoner Verlauf der Legendrekoeffizienten zu beobachten.

Endzustand gestaltete sich etwas problematisch, da der gemessene Winkelbereich nicht ausreicht, um artifizielle Ergebnisse mit negativen Wirkungsquerschnitten außerhalb dieses Bereichs eindeutig auszuschließen. Daher wurde bei jeder Energie als letzter Punkt bei $\cos\theta = 0.99$ das Ergebnis der später folgenden Partialwellenanalyse, mit einem Fehler in der Größe des Meßwerts, verwendet. Die Legendrekoeffizienten zeigen innerhalb des gemessenen Energiebereichs ein weitgehend monotonen Verhalten, wobei die Legendrekoeffizienten für niedriges ℓ leicht mit \sqrt{s} abfallen (a_0 und a_2), für größeres ℓ leicht ansteigen (a_6 und a_8). Dies läßt auf eine langsame Änderungen in den Streuphasen und mögliche breite Resonanzen, nicht aber schmale, schließen. Eine nicht signifikante Struktur ist in dem Verhalten für die Verteilung des Koeffizienten a_8 angedeutet. Dieser Koeffizient ist insofern interessant, da hier ausschließlich Drehimpulse mit $J=4$ beitragen können. Allerdings ist auch diese Änderung nicht in dem Maße

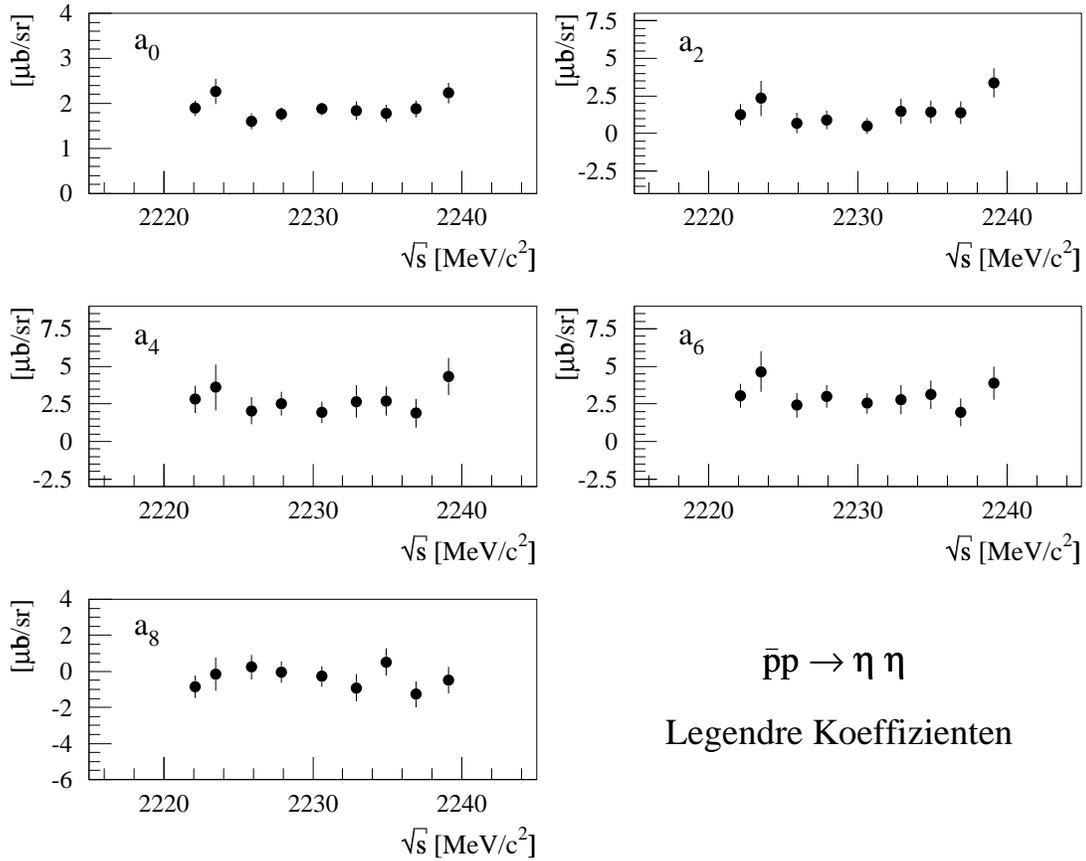


Abbildung 6.8: Wie 6.7 für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta$. Auch hier zeigen die Legendrekoeffizienten einen monotonen Verlauf mit der Energie. Im Gegensatz zu 6.7 sind alle Messungen mit konstanten (energieunabhängigen) Werten verträglich.

ausgeprägt, um Rückschlüsse auf eine mögliche Resonanz mit Drehimpuls $J=4$ zu ziehen. Die übrigen Schwankungen der Punkte müssen als Meßungenauigkeit interpretiert werden, insbesondere wenn die oben erwähnte Ambiguität der Anpassung berücksichtigt wird.

Diese Probleme traten bei der Parametrisierung des $\eta\eta$ Endzustands, durch die Messung des gesamten Winkelbereichs, nicht auf. Das Ergebnis weist keine besonderen systematischen Änderungen eines der Koeffizienten auf. Das monotone Verhalten ist hier noch stärker ausgeprägt, als dies im Fall des $\pi^0\pi^0$ Endzustands der Fall war. Insgesamt liefert die Legendre Parametrisierung keinen Hinweis auf das Auftreten einer schmalen Resonanz im Meßbereich.

6.2.2 Die Partialwellenzerlegung

Die Legendre Parametrisierung hat den Nachteil, daß jeder Legendrekoeffizient, mit Ausnahme des Polynoms mit dem maximalen Wert (hier $\ell = 8$), aus der Summe verschiedener Drehimpulsanteile besteht. So tragen zum Wert des Koeffizienten mit $\ell=2$ die Drehimpulse $J=0$, $J=2$ und $J=4$ bei. Eine Resonanz mit relativ schwachen Beiträgen könnte daher im Untergrund “untergehen”, sich also der Beobachtung entziehen.

Eine exaktere Aussage über mögliche Resonanzen und deren Anteile an der Winkelverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnitts liefert die Partialwellenzerlegung. Durch die relativ geringen Impulse des einlaufenden Antiprotons mit den damit verbundenen maximalen Drehimpulsen bis lediglich $J_{\max} = 4$, wie in der Legendre Parametrisierung gezeigt, und der zusätzlichen Einschränkung auf geradzahlige Drehimpulse sind nur wenige Anfangszustände beteiligt. Dies ermöglicht die Partialwellenzerlegung nach Drehimpulsen der Anfangszustände. Die Beschreibung des differentiellen Wirkungsquerschnitts in einzelne Streuamplituden wurde in bereits in (6.1), (6.2) und (6.3) gegeben. Die Streuterme f_{++}^J und f_{+-}^J zum Gesamtdrehimpuls J können weiter in Bahndrehimpuls- und Gesamtspinanteile L und S des Antiproton-Proton Anfangszustands zerlegt werden

$$f_{++}^J = \sqrt{J} T_{J-1,J} - \sqrt{J+1} T_{J+1,J}, \quad (6.4)$$

$$f_{+-}^J = \sqrt{J+1} T_{J-1,J} + \sqrt{J} T_{J+1,J}. \quad (6.5)$$

$T_{L,J}$ stellt die Summe über die beteiligten Resonanzen mit denselben Drehimpulsen J und L dar, wobei die Resonanz selbst durch die Breit-Wigner Verteilung beschrieben wird:

$$T_{L,J} = \frac{1}{\sqrt{2}k} \frac{B_L(p)}{B_L(p_0)} \frac{B_J(q)}{B_J(q_0)} \sum_i \frac{\sqrt{b_{LJ,i}} \Gamma_i}{s - M_{R,i}^2 + iM_{R,i}\Gamma_i}, \quad (6.6)$$

mit $B_L(p)$, $B_J(q)$ den Blatt-Weisskopf Dämpfungsfaktoren der Drehimpulsbarrieren [48][49] für den Eingangs- und Austrittskanal, mit dem Impuls p des Protons und q der Pionen im Ruhesystem. p_0 und q_0 sind die entsprechenden Impulse bei der Resonanzenergie und sorgen für die Normierung der Terme der Drehimpulsbarrieren auf 1 an der Stelle der Resonanz. $M_{R,i}$, Γ_i stehen für Masse und Breite der Resonanz i , s für die Mandelstammvariable $s = \sqrt{E^2 - P^2}$ [37]. $\sqrt{b_{LJ}}$ ist eine komplexe Zahl aus der Amplitude und der relativen Phase der Resonanz und wird in der Anpassung bestimmt. Mit der hier verwendeten Normierung entspricht der Wert von b_{LJ} dem Produktverzweignungsverhältnis $b_{LJ} = B_{LJ}(\bar{p}p \rightarrow R) \times B(R \rightarrow f) = \Gamma_{LJ}\Gamma_f/\Gamma^2$ mit dem Austrittskanal $f = \pi^0\pi^0$ oder $\eta\eta$ und den Partialbreiten des Ein- und Austrittskanals Γ_{LJ} und Γ_f . k ist schließlich die Wellenzahl im Eingangskanals $k = p/\hbar c$. Dabei wurde in (6.4) und

(6.5) bereits verwendet, daß nur Werte von $L = J \pm 1$ und $S=1$ des Antiproton-Proton Ausgangszustands erlaubt sind. Dies ist eine Folge der Bose-Symmetrie, die neben der Einschränkung auf geradzahlige Gesamtdrehimpulse J , auch Quantenzahlen der Parität und der Ladungskonjugation (C-Parität) von $P = C = +1$ für den $\pi^0\pi^0$ und $\eta\eta$ Endzustand fordert. Für das System von Antiproton-Proton gilt für Parität und C-Parität:

$$P = (-1)^{L+1}, \quad C = (-1)^{L+S}.$$

Aus der Erhaltung der Parität und C-Parität folgen damit die oben erwähnten Werte von L und S .

Wie für die integrierten Wirkungsquerschnitte wurden auch hier in der Analyse des $\pi^0\pi^0$ Endzustands neben den 9 Meßpunkten des Finescans auch die energetisch benachbarten Meßpunkte bei Ruheenergien von $2262 \text{ MeV}/c^2$ und $2304 \text{ MeV}/c^2$ verwendet. Alle Amplituden wurden ausschließlich durch Breit-Wigner Resonanzen parametrisiert, wobei der Untergrund durch eine breite Resonanz mit $J=0$, einer Masse von $1980 \text{ MeV}/c^2$ und einer Gesamtbreite von $3500 \text{ MeV}/c^2$ beschrieben wurde, wie sich aus einer Anpassung mit freien Werten für Masse und Breiten ergibt. Für den Fit wurden die Amplituden und Phasen aller Partialwellen simultan an die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte der 11 Scanenergien angepaßt. Die verwendeten Resonanzen wurden aus dem Ergebnis der Analyse des breiten Scans der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$ [15] übernommen. Sie umfassen eine $J^{PC} = 2^{++}$ Resonanz bei $2010 \text{ MeV}/c^2$ und zwei 4^{++} Resonanzen bei $2044 \text{ MeV}/c^2$ und $2300 \text{ MeV}/c^2$. Die Breiten aller Resonanzen liegen einheitlich um $200 \text{ MeV}/c$. Die 9 gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte der Finescan Energien allein lassen sich ausreichend durch zwei Resonanzen, eine 2^{++} Resonanz bei $2010 \text{ MeV}/c^2$ und eine 4^{++} Resonanz bei $2044 \text{ MeV}/c^2$, beschreiben. Die Erweiterung des Energiebereichs von 20 auf $80 \text{ MeV}/c^2$ durch die zwei ergänzenden Meßpunkte macht die Anpassung weitaus sensitiver auf breitere Resonanzen und verlangt die Verwendung der zweiten 4^{++} Resonanz bei $2300 \text{ MeV}/c^2$, wodurch sich der Wert des χ^2 um 371 auf 329 bei $11 \cdot 35 = 385$ Meßpunkten und 13 Fitparametern für Amplituden und Phasen reduziert. Die Ergebnisse des Fits sind in Tabelle 6.1 aufgeführt. Abbildung 6.9 zeigt das Ergebnis dieser Anpassung zusammen mit den gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitten bei jeder gemessenen Energie. Die Anpassung ist in der Lage, sowohl die Variation der gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte als auch den Verlauf der integrierten Wirkungsquerschnitte allein durch die verwendeten breiten Resonanzen und ohne Zuhilfenahme einer schmalen Resonanz zu beschreiben, wie der Vergleich des Fitergebnisses für die verschiedenen Energien des Finescans (Abb. 6.10) beweist. Auch im Fall der Partialwellenanalyse kann keine Aussage über Resonanzen außerhalb des gemessenen Energiebereichs gemacht werden.

Zu diesen drei Resonanzen wird eine zweite 2^{++} Resonanz hinzugefügt, wobei die Breite mit $5, 10$ und $20 \text{ MeV}/c^2$ festgehalten wird und die Masse, neben der

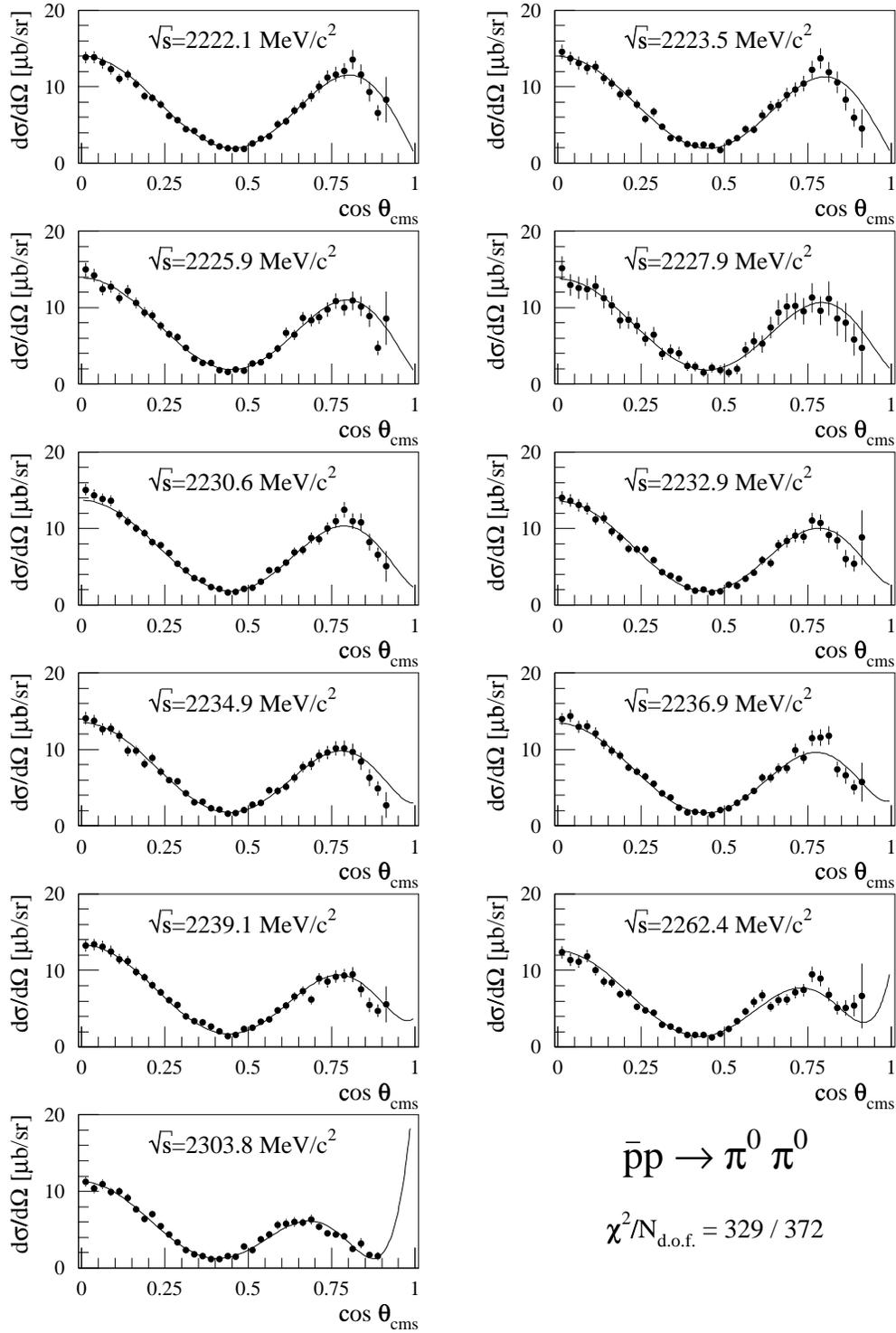


Abbildung 6.9: Vergleich der gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte (Punkte) mit den Ergebnissen der Anpassung (durchgezogene Linie) für alle verwendeten Energien. Für Winkel von $\cos \theta \rightarrow 1$ zeigt sich eine systematische Abweichung der gemessenen Werte der differentiellen Wirkungsquerschnitte von dem Ergebnis der Anpassung. Die jeweils letzten beiden Meßwerte des differentiellen Wirkungsquerschnitts wurden nicht für die Anpassung verwendet.

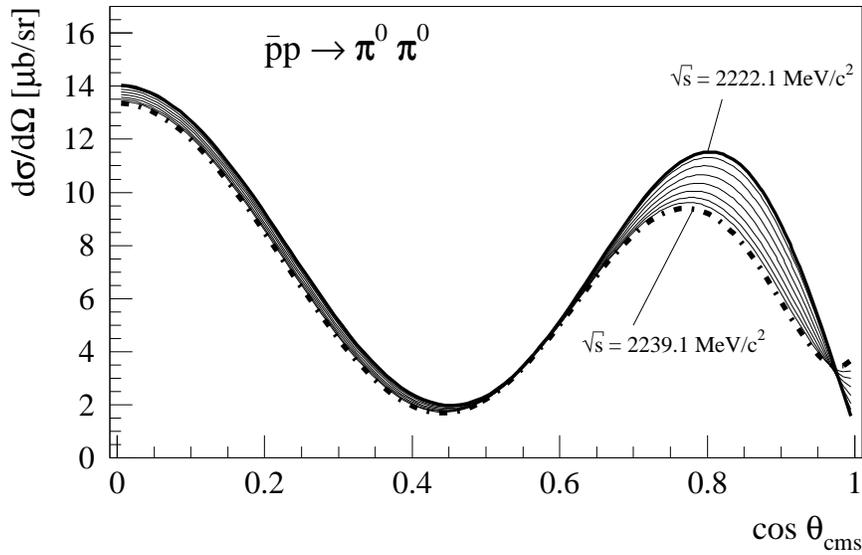


Abbildung 6.10: Variation des differentiellen Wirkungsquerschnitts mit der Energie als Ergebnis des Fits. Diese Variation wird allein durch breite Resonanzen, ohne Zuhilfenahme schmaler Resonanzen, erreicht.

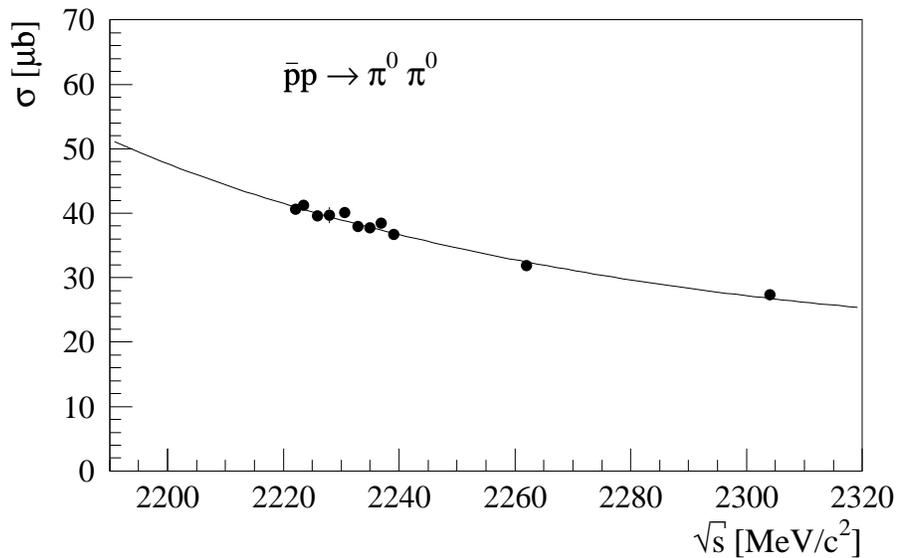


Abbildung 6.11: Verlauf des Wirkungsquerschnitts aus der Integration der angepaßten differentiellen Wirkungsquerschnitte mit $\cos\theta < 0.85$ mit der Ruheenergie. Zum Vergleich sind die gemessenen Wirkungsquerschnitte (Punkte) mit eingetragen.

J^{PC}	$L(\bar{p}p)$	M_R [MeV/c ²]	Γ [MeV/c ²]	Amplitude $ \sqrt{b_{LJ}} $
0^{++}	L=1	1980	3500	0.142 ± 0.001
2^{++}	L=1 L=3	2010	180	0.136 ± 0.004 $(3.6 \pm 0.3) \cdot 10^{-2}$
4^{++}	L=3 L=5	2044	208	$(2.1 \pm 0.01) \cdot 10^{-2}$ $(6.7 \pm 0.4) \cdot 10^{-3}$
4^{++}	L=3 L=5	2300	230	$(3.7 \pm 0.02) \cdot 10^{-2}$ $(2.0 \pm 0.3) \cdot 10^{-2}$
$\chi^2/N_{\text{d.o.f.}} = 329/372$				

Tabelle 6.1: Verwendete Resonanzen und deren Amplituden aus der Partialwellenanalyse der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$.

Amplitude und der Phase, als freier Parameter in die Anpassung eingeht. Die gleichzeitige Verwendung der Masse und der Breite als freie Parameter liefert physikalisch unbrauchbare Ergebnisse mit Werten der Breite $\Gamma \rightarrow 0$.

Das Verwenden dieser Resonanz führt zu keiner signifikanten Verbesserung des χ^2 . Für die besten Anpassungen ändert sich das χ^2 um 5 für eine Resonanz mit 5 MeV/c² Breite und 6 für 10 MeV/c² Breite bei 5 zusätzlichen Fitparametern. Die Masse liegt bei fast identischen Werten um 2231 MeV/c², wie auch die maximalen Amplituden von $6.4 \cdot 10^{-3}$, entsprechend einem Produktverzweigungsverhältnis von $B_{\text{in}} \times B_{\text{out}}$ von $4.0 \cdot 10^{-5}$. Der Fit mit einer Breite der Resonanz von 20 MeV/c² liefert eine Masse, die mit 2247 MeV/c² zwischen dem Meßbereichs des Finescans und dem ersten außerhalb liegenden Meßpunkt liegt. Das χ^2 weist mit einer Verbesserung von 11 auf 318 den geringsten Wert aller Anpassungen auf, doch kann diese Änderung, durch die Hinzunahme von 5 weiteren Fitparameter, nicht als signifikant bezeichnet werden. Das Ergebnis dieser Anpassungen mit allen Massen, Breiten und Amplituden der Resonanz ist in Tabelle 6.2 zusammengefaßt.

Die Analyse des $\eta\eta$ Endzustands bestätigt im wesentlichen das Ergebnis des Kanals $\pi^0\pi^0$. Für diese Analyse wurden nur die 9 gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte des Finescans verwendet. Die Minimalhypothese für eine gute Anpassung umfaßt wiederum die oben erwähnten drei 2^{++} und 4^{++} Resonanzen zusammen mit dem Untergrund, beschrieben durch die breite J=0 Resonanz. Die Anpassung liefert einen Wert für das χ^2 von 238 bei $9 \cdot 31 = 279$ Meßpunkten und 13 freien Parametern, entsprechend einem reduzierten χ^2 von $\chi^2/N_{\text{d.o.f.}} = 0.89$. Tabelle 6.3 faßt das Ergebnis der Anpassung mit den verwendeten Werten von Massen und Breiten zusammen. Ein Vergleich des Fitergebnisses mit der gemessenen Verteilung aller Scanpunkte ist in Abbildung 6.12 dargestellt. Die systematische Änderung der Verteilung der differentiellen Wirkungsquerschnitte verdeut-

L($\bar{p}p$)	Masse [MeV/c ²]	Breite [MeV/c ²]	Amplitude $ \sqrt{b_{JL}} $	$\Delta\chi^2$
L=1 L=3	2232 ± 2	5	(3.5 ± 8.8) · 10 ⁻⁴ (5.3 ± 2.8) · 10 ⁻³	-5
L=1 L=3	2231 ± 3	10	(0.8 ± 1.5) · 10 ⁻³ (6.4 ± 4.6) · 10 ⁻³	-6
L=1 L=3	2247 ± 2	20	(1.2 ± 0.2) · 10 ⁻² (1.3 ± 0.3) · 10 ⁻²	-11

Tabelle 6.2: Ergebnisse für die Masse und Amplitude aus der Partialwellenanalyse der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$ nach Hinzunahme einer schmalen Resonanz für drei vorgegebene Breiten und die Verbesserung des χ^2 gegenüber der Minimalhypothese.

J ^{PC}	L($\bar{p}p$)	M _R [MeV/c ²]	Γ [MeV/c ²]	Amplitude $ \sqrt{b_{LJ}} $
0 ⁺⁺	L=1	1980	3500	(4.1 ± 0.1) · 10 ⁻¹
2 ⁺⁺	L=1 L=3	2010	180	(< 0.1 ± 1.1) · 10 ⁻² (1.4 ± 0.5) · 10 ⁻²
4 ⁺⁺	L=3 L=5	2044	208	(6.3 ± 0.6) · 10 ⁻² (2.4 ± 0.2) · 10 ⁻²
4 ⁺⁺	L=3 L=5	2300	230	(7.7 ± 0.8) · 10 ⁻² (10.0 ± 1.0) · 10 ⁻²
$\chi^2/N_{\text{d.o.f.}} = 238/279$				

Tabelle 6.3: Verwendete Resonanzen und deren Amplituden aus der Partialwellenanalyse der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta$. Die Amplituden sind nach den verschiedenen Bahndrehimpulsanteilen L des Antiproton-Proton Systems aufgeführt.

licht die Abnahme des ersten Peaks bei $\cos\theta \approx 0.4$ mit zunehmender Energie, während der Peak in Strahlrichtung ($\cos\theta \rightarrow 1$) ausgeprägter wird (Abb. 6.13).

Analog zum $\pi^0\pi^0$ Endzustand wurde wiederum eine zusätzliche 2⁺⁺ Resonanz mit festen Breiten von 5, 10 und 20 MeV/c² in die Hypothese der Anpassung mit aufgenommen. Für Breiten von 5 und 10 MeV/c² liefert diese Resonanz nur schwache Beiträge mit Amplituden von maximal $5.7 \cdot 10^{-3}$, die eine Verbesserung des χ^2 von 8 bzw. 7 bei 5 zusätzlichen Parameter mit sich bringen. Die Masse der Resonanz liegt bei 2228 bzw. 2230 MeV/c², also um denselben Wert wie im Fall des $\pi^0\pi^0$ Endzustands. Ebenso eine Verbesserung des χ^2 um 7 liefert das Ergebnis des Fits mit einer Resonanzbreite von 20 MeV/c², allerdings mit höheren Amplituden von $1.9 \cdot 10^{-2}$ und einer Masse, die mit 2243 MeV/c² wiederum außerhalb des gemessenen Energiebereichs liegt. Tabelle 6.4 faßt die Ergebnisse dieser Anpassungen zusammen.

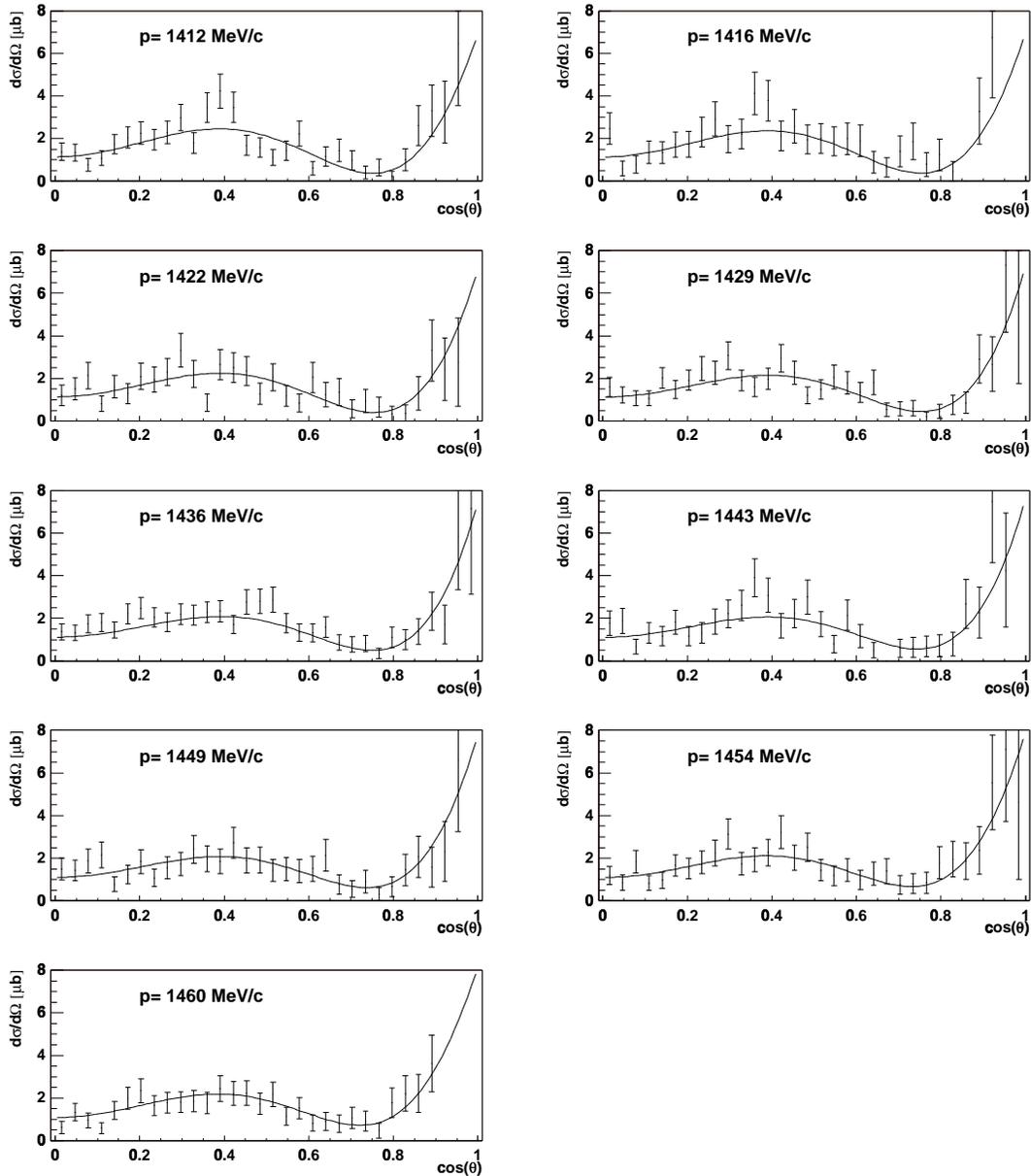


Abbildung 6.12: Vergleich der gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta$ mit den Ergebnissen der Partialwellenanalyse (durchgezogene Linie) für alle Energien des Finescans.

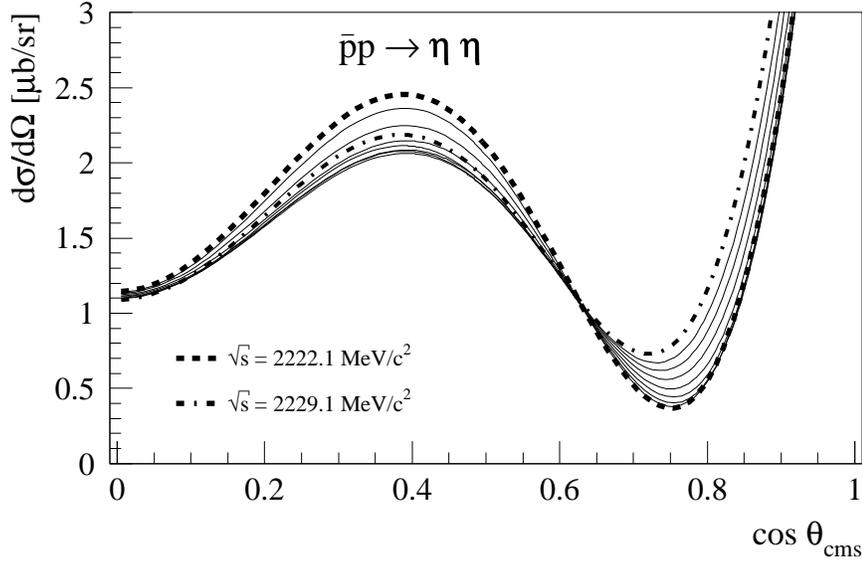


Abbildung 6.13: Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts mit der Energie aus dem Ergebnis der Partialwellenanalyse. Die Variation ergibt sich ausschließlich aus der Verwendung breiter Resonanzen, auch hier ist keine schmale Resonanz notwendig.

L($\bar{p}p$)	Masse [MeV/ c^2]	Breite [MeV/ c^2]	Amplitude $ \sqrt{b_{LJ}} $	$\Delta\chi^2$
L=1 L=3	2230 ± 2	5	$(2.3 \pm 1.9) \cdot 10^{-3}$ $(2.9 \pm 1.9) \cdot 10^{-3}$	-8
L=1 L=3	2228 ± 2	10	$(2.1 \pm 1.1) \cdot 10^{-3}$ $(5.7 \pm 2.1) \cdot 10^{-3}$	-7
L=1 L=3	2243 ± 3	20	$(2.0 \pm 0.7) \cdot 10^{-2}$ $(7.1 \pm 4.2) \cdot 10^{-3}$	-7

Tabelle 6.4: Ergebnisse der Masse und Amplitude aus der Partialwellenanalyse der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta$ nach Hinzunahme einer schmalen Resonanz für drei vorgegebene Breiten und die Verbesserung des χ^2 gegenüber der Minimalhypothese.

Das Ergebnis der Partialwellenanalyse liefert also ein konsistentes Bild. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte können ausreichend mit drei aus der Literatur bekannten breiten Resonanzen und einem breiten Untergrund beschrieben werden. Die Hinzunahme einer vierten Resonanz mit geringer Breite führt zu keiner signifikanten Verbesserung des χ^2 . Die Amplituden dieser Resonanzen sind allgemein sehr klein solange die Masse der Resonanz sich in dem gemessenen Energiebereich befindet. Liegen die Massen dagegen außerhalb des Bereichs, wie dies für Resonanzbreiten von $20 \text{ MeV}/c^2$ der Fall ist, wird die Amplitude nur durch die Ausläufer der Breit-Wigner Form in geringere Energiebereiche bestimmt, der Ort der Resonanz selbst, bei dem die stärksten Beiträge auftreten sollten, bleibt unbestimmt. Die Werte der Amplituden b_{LJ} bestätigen die oberen Grenzen aus der Anpassung einer Breit-Wigner Resonanz an die Verteilung der integrierten Wirkungsquerschnitte von $< 1.5 \cdot 10^{-4}$.

6.3 Interpretation und Ausblick

In der Einleitung wurde die bisherige experimentelle Situation des $\xi(2230)$ und die Möglichkeit der Interpretation als Tensor-Glueball erwähnt. Als generelles Indiz eines Glueballs wird im allgemeinen das Verhältnis seiner Verzweigungsverhältnisse für den Zerfall in zwei pseudoskalare Mesonen verwendet. Aufgrund der flavorsymmetrischen Kopplung in hadronische Zerfallskanäle sollten sich diese phasenraumkorrigiert zu

$$\pi\pi : K\bar{K} : \eta\eta : \eta\eta' : \eta'\eta' = 3 : 4 : 1 : 0 : 1$$

ergeben [50]. Daneben existieren auf theoretischen Modellen beruhende Abschätzungen der Zerfallsbreiten eines Glueballs. In diesem Zusammenhang ist die Stickiness und, als Weiterführung dieser Idee, die Zerfallsbreite in zwei Gluonen $\Gamma(R \rightarrow gg)$ von besonderem Interesse.

6.3.1 Die Stickiness

Die von Chanowitz eingeführte Größe der Stickiness [51] vergleicht in 1. Ordnung Störungstheorie die Produktion einer herkömmlichen Quark-Antiquark ($q\bar{q}$) Resonanz (R) mit der eines Glueballs (G) im radiativen J/Ψ Zerfall

$$\frac{\Gamma(J/\Psi \rightarrow \gamma R)}{\Gamma(J/\Psi \rightarrow \gamma G)} \sim \frac{\alpha_S^2}{1},$$

und deren $\gamma\gamma$ Zerfälle

$$\frac{\Gamma(R \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(G \rightarrow \gamma\gamma)} \sim \frac{1}{\alpha_S^2},$$

wobei α_S die Kopplungskonstante der Starken Wechselwirkung bezeichnet. Im ersten Fall ist die Produktion einer Resonanz verglichen mit dem Glueball aufgrund

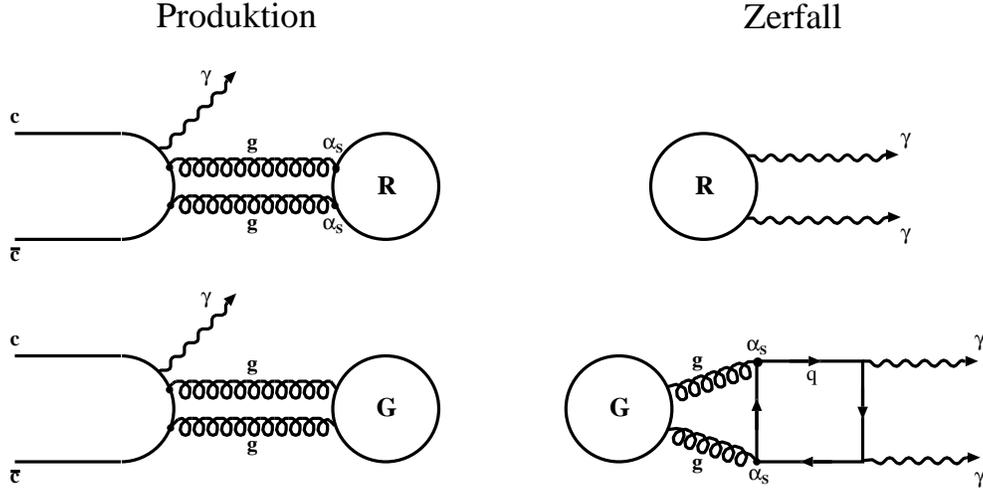


Abbildung 6.14: Veranschaulichung der Produktion einer Quark-Antiquark Resonanz R und eines Glueballs G aus dem radiativen J/Ψ Zerfall und des anschließenden Zerfalls in 2γ . Die Prozesse mit der Kopplung der Gluonen an Quarks (Produktion der Resonanz R , Zerfall des Glueballs in 2γ über Quark Loop) sind mit α_s^2 unterdrückt.

der Erzeugung eines Quark-Antiquark Paares um den Faktor α_s^2 unterdrückt, im zweiten Fall der Zerfall des Glueballs, da dieser aufgrund der fehlenden Kopplung der Gluonen an Photonen über einen Quark Loop zerfallen muß. Die Stickiness verbindet diese Prozesse

$$S_X \equiv \frac{\Gamma(J/\Psi \rightarrow \gamma X)}{\Gamma(X \rightarrow \gamma\gamma)} \cdot \frac{LIPS(X \rightarrow \gamma\gamma)}{LIPS(J/\Psi \rightarrow \gamma X)}$$

wobei LIPS die Lorentzinvarianten Phasenraumfaktoren für den jeweiligen Zerfall [52][37] bezeichnet. Für den Vergleich der Resonanz R mit dem Glueball G folgt damit $S_G \gg S_R$. Durch Einsetzen der Phasenraumfaktoren läßt sich die Stickiness in der folgenden Form darstellen [51]:

$$S_X = N_\ell \left(\frac{m_X}{k_{J/\Psi \rightarrow \gamma X}} \right)^{2\ell+1} \frac{\Gamma(J/\Psi \rightarrow \gamma X)}{\Gamma(X \rightarrow \gamma\gamma)}.$$

$k_{J/\Psi \rightarrow \gamma X}$ ist dabei die Energie des Photons aus dem radiativen J/Ψ Zerfall in dessen Ruhesystem und m_X die Masse der Resonanz X . ℓ stellt den relativen Drehimpuls zwischen den beiden Eichbosonen (Gluonen oder Photonen) dar; für $J=2$ der Resonanz wird hier $\ell = 0$ verwendet. Zur besseren Vergleichbarkeit ist es üblich, die Stickiness auf den Wert $S_{f_2(1270)} \equiv 1$ zu normieren, was durch den Normierungsfaktor N_ℓ gewährleistet wird. Die CLEO Kollaboration, wie auch die L3 Kollaboration, haben aus Messungen der oberen Grenzen der 2 Photon Produktion des $\xi(2230)$ und des nachfolgendem Zerfalls in $K_S K_S$

$$\gamma\gamma \rightarrow \xi(2230) \rightarrow K_S K_S$$

untere Grenzen der Stickiness von

$$S_{\xi(2230)} > 76 \text{ (95\% CL) (CLEO [24])}$$

$$S_{\xi(2230)} > 33 \text{ (95\% CL) (L3 [26]).}$$

ermittelt. Mit den hier gewonnenen Grenzen der Verzweungsverhältnisse für die Produktion des $\xi(2230)$ $B(J/\Psi \rightarrow \xi) > 2.2 \cdot 10^{-3}$ und den Zerfall in $K_S K_S$, kombiniert mit dem Ergebnis von CLEO $\Gamma(\xi \rightarrow \gamma\gamma) \cdot B(\xi \rightarrow K_S K_S) < 1.4 \text{ eV}$ (95% CL) kann eine untere Grenze der Stickiness von

$$S_{\xi(2230)} > 101$$

bestimmt werden. Neuere Messungen von CLEO schließen auch den Zerfall des $\xi(2230)$ in $\pi^+\pi^-$ mit ein und führen zu einer oberen Grenze von $\Gamma(\xi \rightarrow \gamma\gamma) \cdot B(\xi \rightarrow \pi^+\pi^-) < 2.5 \text{ eV}$ (95% CL) und damit einer unteren Grenze der Stickiness von

$$S_{\xi(2230)} > 73 \text{ (95\% CL) (CLEO [25])}$$

Auch dieses Ergebnis kann mit der in dieser Arbeit bestimmten oberen Grenzen $B(\xi \rightarrow \pi^+\pi^-) < 2.5\%$ kombiniert werden und gibt einen Wert der Stickiness von

$$S_{\xi(2230)} > 117.$$

Die Werte sind in Übereinstimmung mit den kombinierten Ergebnis der beiden Messungen von CLEO, die dafür eine untere Grenze der Stickiness von $S_{\xi(2230)} > 102$ angeben [25].

Sofern das $\xi(2230)$ existiert, trägt es damit Werte der Stickiness, die weit über den Werten herkömmlicher $q\bar{q}$ Zustände liegen. Zum Vergleich liegt die Stickiness des $f_2(1270)$ bei 1 (s.o.) und die des $f'_2(1525)$ bei 15.

6.3.2 Die gg-Zerfallsbreite

In einer Weiterführung der Idee von Chanowitz durch Çakir und Farrar [53] und Close, Farrar und Li [54] wird aus dem Prozess der Produktion einer Resonanz in radiativen J/Ψ Zerfällen auf die Zerfallsbreite einer Resonanz in 2 Gluonen geschlossen. Dazu wird der Prozess $J/\Psi \rightarrow \gamma gg$ mit nachfolgender Bildung einer Resonanz $gg \rightarrow R$ (linke Hälfte von Abb. 6.14) in der Näherung der perturbativen QCD und nichtrelativistischen Quantenmechanik berechnet. Das Ergebnis liefert eine Beziehung zwischen dem gemessenen Verzweungsverhältnis der Bildung einer Resonanz in radiativen J/Ψ Zerfällen $B(J/\Psi \rightarrow \gamma R)$ und der erwarteten gg-Zerfallsbreite der Resonanz. Für ein Tensor Meson ($J^{PC} = 2^{++}$) ergibt sich:

$$10^3 \cdot B(J/\Psi \rightarrow \gamma 2^{++}) = \left(\frac{m_R}{1.5 \text{ GeV}} \right) \left(\frac{\Gamma_{R \rightarrow gg}}{26 \text{ MeV}} \right) \frac{x |H_T(x)|^2}{34}, \quad (6.7)$$

mit $x = 1 - (m_R/m_V)^2$, wobei m_R die Masse der Resonanz R und m_V die Masse des J/Ψ darstellt. H_T ist eine Funktion, die den Zerfall des J/Ψ über Gluonen in eine Resonanz beschreibt und in [54] dargestellt ist.

In einem gluonreichen Prozeß wie dem radiativen J/Ψ Zerfall sollte ein gluonischer Zustand leicht gebildet werden können und damit eine relativ große Partialbreite besitzen, während eine Quark-Antiquark Resonanz durch die Erzeugung des $q\bar{q}$ Paars mit α_S^2 unterdrückt wäre. Die Verzweigungsverhältnisse $B(R \rightarrow gg) = \Gamma(R \rightarrow gg)/\Gamma_{\text{tot}}$ von $q\bar{q}$ Resonanzen sollten daher im Bereich $O(\alpha_S^2) \approx 0.1 - 0.2$ liegen, während für einen Glueball Werte um 1 zu erwarten sind. Somit können Resonanzen über das gemessene Verzweigungsverhältnis in radiativen J/Ψ Zerfällen und Kenntnis ihrer Gesamtbreite auf ihren Gluonanteil hin untersucht werden.

Als Beispiel der Anwendung läßt sich das Verzweigungsverhältnis $B(R \rightarrow gg)$ für das $f_2(1270)$ bestimmen, ein allgemein anerkanntes Mitglied des Tensor Nonetts [37]. Das Verzweigungsverhältnis des $f_2(1270)$ aus dem radiativen J/Ψ Zerfall wird mit $(1.4 \pm 0.1) \cdot 10^{-3}$ [37] angegeben und führt so mit Gleichung (6.7) auf eine Zerfallsbreite in 2 Gluonen zu $\approx 41 \text{ MeV}/c^2$. Die Gesamtbreite des $f_2(1270)$ beträgt $185 \pm 20 \text{ MeV}/c^2$ [37] woraus sich ein Verzweigungsverhältnis $B(f_2(1270) \rightarrow gg)$ zu ≈ 0.2 in Übereinstimmung mit dem erwarteten Wert ergibt.

In gleicher Weise läßt sich für die hier bestimmte Grenze des Verzweigungsverhältnisses $B(J/\Psi \rightarrow \xi(2230))$ eine untere Grenze für das Verzweigungsverhältnis $B(\xi(2230) \rightarrow gg)$ bestimmen. Mit der bekannten Ruhemasse des J/Ψ und einer angenommenen Ruhemasse des ξ von $2230 \text{ MeV}/c^2$ folgt ein Wert $x|H_T(x)|^2$ von ≈ 30 (Fig. 1 in [54]) und damit aus Gleichung (6.7) $\Gamma(\xi(2230) \rightarrow gg) > 44 \text{ MeV}/c^2$. Dieser Wert steht in gewissen Widerspruch zur gemessenen Breite des $\xi(2230)$ von Mark III und BES von $20\text{-}30 \text{ MeV}/c^2$. Wenn auch die Werte innerhalb der angegebenen Fehler von Mark III und BES noch konsistent sind, stellt der Wert der Partialbreite $\Gamma(\xi \rightarrow gg)$ nur eine untere Grenze dar. Die geringe Breite, wie sie von Mark III und BES berichtet wird, wäre demnach selbst für einen Glueball unerwartet. Es ist allerdings auch möglich, daß eines der Produktverzweigungsverhältnisse, die zur Berechnung des J/Ψ Verzweigungsverhältnisses führen, fehlerhaft ist und dies der Grund der Inkonsistenz darstellt.

6.4 Ausblick

Das Ergebnis dieser Analyse schränkt den Raum für Spekulationen über das $\xi(2230)$ weiter ein. So lassen die hier bestimmten Grenzen der Verzweigungsverhältnisse für die Bildung der Resonanz in radiativen J/Ψ Zerfällen und deren Zerfälle in 2-Körper Endzustände Fragen an der Glaubwürdigkeit des gemes-

senen Produktverzweigungsverhältnisses $B(J/\Psi \rightarrow \gamma\xi)B(\xi \rightarrow p\bar{p})$ aufkommen. Demnach wäre das Verzweigungsverhältnis $B(J/\Psi \rightarrow \gamma\xi)$ mit einer unteren Grenze von 0.17% relativ groß (zum Vergleich beträgt das Verzweigungsverhältnis des $f_2(1270)$ $(1.4 \pm 0.1) \cdot 10^{-3}$ und das des $f_0(1500)$ als momentan bestem Glueballkandidat $(5.7 \pm 0.8) \cdot 10^{-4}$), während die Verzweigungsverhältnisse der Zerfälle in alle bekannten 2-Körper Endzustände relativ gering sind. Eine Erklärung dafür könnte in einem fehlerhaften Wert des gemessenen Produktverzweigungsverhältnisses $B(J/\Psi \rightarrow \gamma\xi)B(\xi \rightarrow p\bar{p})$ begründet sein. Wäre dieser Wert kleiner als von BES berichtet, wäre die Beobachtung der Resonanz in $p\bar{p}$ Annihilationen unwahrscheinlich. Da sich die oberen und unteren Grenzen mit der Wurzel des Produktverzweigungsverhältnisses ändern, wäre allerdings eine große Abweichung vom berichteten Wert notwendig, um den Konflikt aufzulösen. Der Wert des Produktverzweigungsverhältnisses $B(J/\Psi \rightarrow \gamma\xi)B(\xi \rightarrow p\bar{p})$ befände sich demnach in Bereichen in denen der Nachweis in J/Ψ Zerfällen mit der momentan zur Verfügung stehenden Statistik nicht mehr möglich wäre.

Zu einer ähnlichen Problematik führt die Betrachtung der 2 Gluon Zerfallsbreite $\Gamma(\xi \rightarrow gg)$ aus dem Modell von Close et al. [54]. Diese liefert eine untere Grenze von 44 MeV/c², ein Wert, der über der gemessenen Breite des $\xi(2230)$ liegt. Auch hier würde ein geringerer Wert des Produktverzweigungsverhältnisses $B(J/\Psi \rightarrow \gamma\xi)B(\xi \rightarrow p\bar{p})$ Abhilfe schaffen, allerdings mit den gleichen Konsequenzen für die Beobachtung der Resonanz in J/Ψ Zerfällen (s.o.).

Die Glueballinterpretation des $\xi(2230)$ bleibt natürlich umso mehr Spekulation, solange die Existenz der Resonanz nicht bestätigt wird. Die Nichtbeobachtung eines schmalen Zustands in 2- γ -Kollision und der damit verbundene große Wert für die Stickiness würde ein Hinweis auf eine mögliche Glueballnatur sein, doch nur wenn der Zustand gesichert ist. Weitere Unterstützung könnte diese Annahme durch die gg-Zerfallsbreite $\Gamma(\xi \rightarrow gg)$ bekommen, sofern sich die oben erwähnte Problematik der vorhergesagten Breite auflösen ließe. Es bliebe allerdings zu begründen, weshalb das $\xi(2230)$ als potentieller Glueball nicht in dem gluonreichen Prozess der $p\bar{p}$ Annihilation beobachtet wird, während das $f_0(1500)$ gerade dort entdeckt wurde.

Für eine Aufklärung der Existenz und Natur des $\xi(2230)$ ist es notwendig, Informationen über weitergehende Zerfallskanäle des ξ zu erhalten. Auch wären weitere Daten aus der πp -, und $K p$ - Streuung von Interesse, die die Frage klären könnten, ob es sich bei der dort beobachteten Resonanz mit Ruhemasse um 2200 MeV/c² eventuell um dieselbe Resonanz wie das $\xi(2230)$ aus den J/Ψ Zerfällen handelt. Bis mehr Information über das $\xi(2230)$ bekannt ist, darf weiter über die Existenz und Interpretation spekuliert werden.

Anhang A

Tabellen

A.1 Technische Daten der Detektorkomponenten

Sektoren innen/außen	15 / 30
Lagen	23
Innenradius	50 mm
Außenradius	257 mm
Sensitive Länge	396 mm
Innerste Signaldrahtlage	63 mm (Radius)
Äußerste Signaldrahtlage	239 mm (Radius)
Signaldrähte	
Anzahl	600
Drahtdicke	20 μm
Material	Edelstahl
Feld- und Potentialdrähte	
Anzahl	600 + 1740
Drahtdicke	150 μm
Material	goldbeschichtetes Aluminium
Gaszusammensetzung	90% Kohlendioxid, 10% Isobutan unter Normalbedingungen
Gasverstärkung	$5 \cdot 10^4$
mittleres Driftfeld	1 kV/cm
Driftgeschwindigkeit	0.9 cm/ μs
max. Driftzeit	$\approx 3 \mu\text{s}$
Lorentzwinkel	7.2° bei 1.5 Tesla

Tabelle A.1: Technische Daten der Jet-Driftkammer

Material	1380 einzelne CsI(Tl) Kristalle
Totale Masse	3800 kg
Dichte	4.53 g/cm
Strahlungslänge X_0	1.86 cm
Molière Radius	3.8 cm
Photonenausbeute	$4.5 \cdot 10^4$ pro deponierten MeV
Emissionsmaximum	550 nm
Abklingzeiten	0.9 μ s und 7 μ s
Kristalllänge	30 cm (16.1 Strahlungslängen)
Segmentierung in Φ	60 (30) Kristalle, Öffnungswinkel 6° (12°)
Segmentierung in Θ	26 Kristalle, Öffnungswinkel 6°
Raumwinkel	98% von 4π

Tabelle A.2: Technische Daten der CsI(Tl) Kalorimeters

A.2 Die Scalerbank RSCL

Die Bedeutung der Ausgabewerte der programmierbaren Logikbausteine kann sich je nach Trigger ändern. Die hier angegebenen Werte beziehen sich auf den 0-Prong Trigger, mit dem die Daten, auf denen der Schwerpunkt des Interesses dieser Arbeit lag, genommen wurden.

Offset	Datentyp	Anordnung der Bytes	Inhalt
+1	Integer		word counter
+2	Integer	msb(1..16) lsb(17..32)	Silicon Right Down
+3	Integer	msb(1..16) lsb(17..32)	Silicon Left Down
+4	Integer	msb(1..16) lsb(17..32)	Silicon Right Up
+5	Integer	msb(1..16) lsb(17..32)	Silicon Left Up
+6	Integer	msb(1..16) lsb(17..32)	Silicon Center
+7	Integer	msb(1..16) lsb(17..32)	Silicon High
+8	Integer	msb(1..16) lsb(17..32)	Kens Chamber (KC)
+9	Integer	msb(1..16) lsb(17..32)	10 kHz clock (test pulser)
+10	Integer		light 1(bits 1..16), americium 1 (bits 17..32)
+11	Integer		light 2(bits 1..16), americium 2 (bits 17..32)
+12	Integer	lsb(1..16) msb(17..32)	PLU 1/ output 6 - Si _C .KC
+13	Integer	lsb(1..16) msb(17..32)	PLU 2/ output 5
+14	Integer	lsb(1..16) msb(17..32)	PLU 2/ output 6
+15	Integer	lsb(1..16) msb(17..32)	PLU 3/ output 5 - KC. $\overline{\text{Veto}}$
+16	Integer	lsb(1..16) msb(17..32)	PLU 3/ output 6 - Si _C .KC. $\overline{\text{Si}}_{\text{High}}$
+17	Integer	lsb(1..16) msb(17..32)	PLU 4/ output 4
+18	Integer	lsb(1..16) msb(17..32)	PLU 4/ output 5
+19	Integer	lsb(1..16) msb(17..32)	PLU 5/ output 6 - Si _C .KC. $\overline{\text{Veto}}$
+20	Integer	lsb(1..16) msb(17..32)	PLU 5/ output 7 - pile-up
+21	Integer	lsb(1..16) msb(17..32)	PLU 6/ output 6 - Backplane Veto 0-Prong
+22	Integer	lsb(1..16) msb(17..32)	PLU 8/ output 6 - JDC Veto 0-Prong
+23	Integer	lsb(1..16) msb(17..32)	PLU 7/ output 6 - System Reset
+24	Integer	lsb(1..16) msb(17..32)	PLU 7/ output 7
+25	Integer	lsb(1..16) msb(17..32)	events accepted
+26	Integer	lsb(1..16) msb(17..32)	fast resets
+27	Integer	lsb(1..16) msb(17..32)	system resets
+28	Integer	msb(1..16) lsb(17..32)	Life Time 16 MHz clock
+29	Integer	msb(1..16) lsb(17..32)	Life Time 1 MHz clock

Tabelle A.3: Inhalt der Scaler Bank RSCL

A.3 Verwendete Datensätze

\bar{p} Impuls [MeV/c]	Runs	verworfenene Runs	$N_{\bar{p}}$	Anzahl der Ereignisse	
				pp	$\eta\pi^0$
1413	42049 - 42085	42053, 42058, 42060, 42069, 42073	$3.866 \cdot 10^9$	29560 ± 530	29340 ± 1230
1416	42088 - 42110	42092, 42099, 42104, 42108	$2.153 \cdot 10^9$	16410 ± 320	17890 ± 1170
1422	42114 - 42146	42115, 42120, 42127, 42134, 42142, 42145	$2.584 \cdot 10^9$	19090 ± 390	19290 ± 850
1429	42148-42112	41148, 42149, 42551-42153, 42155, 42156, 42159, 42160, 42164, 42165, 42169-42172, 42176, 42177, 42181-42183, 42186-42188, 42191-42193, 42197-42199, 42202-42204, 42207	$4.820 \cdot 10^9$	29310 ± 510	27800 ± 1160
1436	42409 - 42463	42409, 42412, 42415, 42424, 42441, 42442, 42449, 42455- 42463	$4.730 \cdot 10^9$	36220 ± 550	36820 ± 1430
1443	42466 - 42490	42466, 42470, 42478	$2.423 \cdot 10^9$	17740 ± 380	17700 ± 760
1449	42 - 42521	42505, 42514, 42518, 42519	$2.622 \cdot 10^9$	18580 ± 320	19400 ± 840
1454	42539 - 42564	42539, 42552, 42558	$2.918 \cdot 10^9$	21290 ± 390	21580 ± 890
1461	42568 - 42597	42575, 42576, 42595, 42596	$3.430 \cdot 10^9$	23850 ± 410	24630 ± 960

Tabelle A.4: Verwendete und verworfene Runs des Finescan Bereichs mit der Anzahl der einkommenden Antiprotonen (totzeitkorrigiert) und der akzeptanzkorrigierten Anzahl der selektierten Ereignisse.

\bar{p} Impuls [MeV/c]	verwendete Runs	$N_{\bar{p}}$ pp	Anzahl der Ereignisse $\pi^+\pi^-$
900	40154-40163, 40235-40245, 30343-40366	$0.7796 \cdot 10^9$	17620 ± 6100
1525	43785-43803	$0.3850 \cdot 10^9$	2138 ± 100
1640	44403-44420	$0.5271 \cdot 10^9$	3980 ± 130

Tabelle A.5: Verwendete Runs und Ergebnisse der Selektion der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$ für verschiedene Einschußimpulse. Angegeben sind die auf die Totzeit korrigierte Anzahl der Antiprotonen und die akzeptanzkorrigierte Anzahl der selektierten $\pi^+\pi^-$ Ereignisse im Winkelbereich von etwa $-0.6 < \cos\theta_{\text{cms}} < 0.6$.

\bar{p} Impuls [MeV/c]	verwendete Runs	$N_{\bar{p}}$	Anzahl der Ereignisse $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$ $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$	
1525 0 Prong	42881 - 42915	$2.911 \cdot 10^9$	26410 ± 730	
1525 Min. Bias	43449 - 43757	$1.403 \cdot 10^9$	9740 ± 340	6690 ± 240

Tabelle A.6: Verwendete Runs und Ergebnisse der Selektion der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$ und $\pi^+\pi^-$ für verschiedene Trigger bei einem Antiprotonimpuls von 1525 MeV/c. Angegeben sind die auf die Totzeit korrigierte Zahl der Antiprotonen und die akzeptanzkorrigierte Anzahl der selektierten $\pi^0\pi^0$ bzw. $\pi^+\pi^-$ Ereignisse.

A.4 Ergebnisse

A.4.1 Wirkungsquerschnitte

Antiproton- impuls [MeV/c]	Ruheenergie \sqrt{s} [MeV/c ²]	integrierter Wirkungsquerschnitt					
		$\pi^0\pi^0$		$\eta\eta$		$\eta\pi^0$	
		$\cos\theta < 0.7$	$\cos\theta < 0.85$	$\cos\theta < 0.85$	$\cos\theta < 1$	$\cos\theta < 0.85$	$\cos\theta < 1$
		[μb]	[μb]	[μb]	[μb]	[μb]	[μb]
1412.9	2222.4 ± 0.3	29.6 ± 0.4	40.6 ± 0.6	9.4 ± 0.5	13.7 ± 1.3	35.3 ± 0.9	42.4 ± 1.6
1416.4	2223.6 ± 0.3	30.5 ± 0.5	41.2 ± 0.7	9.6 ± 0.7	16.1 ± 2.0	36.3 ± 1.1	45.9 ± 2.7
1422.0	2225.6 ± 0.3	30.1 ± 0.5	39.6 ± 0.6	8.4 ± 0.6	12.2 ± 1.5	35.6 ± 1.0	41.8 ± 1.6
1428.7	2227.9 ± 0.3	30.2 ± 0.9	39.7 ± 1.2	8.4 ± 0.5	11.9 ± 1.1	34.4 ± 0.9	41.4 ± 1.7
1436.4	2230.6 ± 0.3	30.1 ± 0.4	40.1 ± 0.5	9.4 ± 0.5	12.7 ± 1.1	35.1 ± 0.9	41.9 ± 1.3
1443.1	2233.0 ± 0.3	28.9 ± 0.5	37.9 ± 0.6	8.7 ± 0.6	13.0 ± 1.5	33.4 ± 1.0	39.5 ± 1.5
1448.7	2235.0 ± 0.3	28.8 ± 0.5	37.8 ± 0.6	8.4 ± 0.6	12.4 ± 1.5	34.3 ± 1.0	39.9 ± 1.5
1454.3	2237.0 ± 0.3	28.9 ± 0.5	38.5 ± 0.6	8.9 ± 0.6	12.8 ± 1.2	33.5 ± 1.0	40.1 ± 1.5
1460.5	2239.1 ± 0.3	28.4 ± 0.4	36.7 ± 0.5	8.4 ± 0.5	15.3 ± 1.8	35.4 ± 0.9	39.0 ± 1.3
1525	2262 ± 1	24.8 ± 0.5	31.9 ± 0.6				
1642	2304 ± 1	23.5 ± 0.4	27.3 ± 0.4				

Tabelle A.7: Integrierte Wirkungsquerschnitte der $\pi^0\pi^0$, $\eta\eta$ und $\eta\pi^0$ Endzustände mit Integrationsbereich.

A.4.2 Legendre Polynome

$\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$					
Ruheenergie [MeV/c ²]	a ₀ [μ b]	a ₂ [μ b]	a ₄ [μ b]	a ₆ [μ b]	a ₈ [μ b]
2222.4 ± 0.3	7.3 ± 0.1	-0.8 ± 0.3	1.9 ± 0.2	-12.9 ± 0.4	4.4 ± 0.4
2223.6 ± 0.3	7.2 ± 0.1	-1.6 ± 0.4	1.6 ± 0.3	-12.5 ± 0.4	5.4 ± 0.5
2225.6 ± 0.3	6.9 ± 0.1	-2.3 ± 0.3	2.0 ± 0.3	-12.0 ± 0.4	6.1 ± 0.5
2227.9 ± 0.3	6.9 ± 0.2	-1.8 ± 0.7	2.0 ± 0.5	-12.3 ± 0.7	5.6 ± 1.0
2230.6 ± 0.3	7.1 ± 0.1	-1.8 ± 0.3	2.1 ± 0.2	-12.5 ± 0.3	5.6 ± 0.4
2233.0 ± 0.3	6.6 ± 0.1	-2.3 ± 0.3	2.2 ± 0.2	-11.3 ± 0.4	5.5 ± 0.5
2235.0 ± 0.3	6.5 ± 0.1	-2.5 ± 0.3	1.6 ± 0.2	-10.9 ± 0.3	6.3 ± 0.4
2237.0 ± 0.3	6.6 ± 0.1	-2.4 ± 0.3	1.8 ± 0.2	-11.7 ± 0.3	6.6 ± 0.4
2239.1 ± 0.3	6.3 ± 0.1	-3.0 ± 0.3	2.0 ± 0.2	-10.5 ± 0.3	6.3 ± 0.4

Tabelle A.8: Legendre Koeffizienten aus der Anpassung der gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$.

$\bar{p}p \rightarrow \eta\eta$					
Ruheenergie [MeV/c ²]	a ₀ [μ b]	a ₂ [μ b]	a ₄ [μ b]	a ₆ [μ b]	a ₈ [μ b]
2222.4 ± 0.3	1.9 ± 0.2	1.2 ± 0.7	2.8 ± 0.9	3.1 ± 0.8	-0.8 ± 0.6
2223.6 ± 0.3	2.3 ± 0.3	2.3 ± 1.2	3.6 ± 1.5	4.6 ± 1.4	-0.2 ± 0.9
2225.6 ± 0.3	1.6 ± 0.3	0.7 ± 0.7	2.0 ± 0.9	2.4 ± 0.8	0.2 ± 0.7
2227.9 ± 0.3	1.8 ± 0.3	0.9 ± 0.6	2.5 ± 0.8	3.0 ± 0.7	0.0 ± 0.6
2230.6 ± 0.3	1.9 ± 0.1	0.5 ± 0.5	1.9 ± 0.7	2.5 ± 0.7	-0.3 ± 0.6
2233.0 ± 0.3	1.8 ± 0.2	1.5 ± 0.8	2.7 ± 1.1	2.8 ± 1.0	-0.9 ± 0.8
2235.0 ± 0.3	1.8 ± 0.2	1.4 ± 0.7	3.0 ± 1.0	3.1 ± 0.9	0.5 ± 0.8
2237.0 ± 0.3	1.9 ± 0.2	-1.3 ± 0.7	1.9 ± 1.0	1.9 ± 0.9	6.6 ± 0.7
2239.1 ± 0.3	2.2 ± 0.2	-0.5 ± 1.0	4.3 ± 1.2	3.9 ± 1.1	6.3 ± 0.7

Tabelle A.9: Legendre Koeffizienten aus der Anpassung der gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta$.

Anhang B

Betrachtung einiger Untergrundkanäle

Untergrund in den betrachteten Endzuständen mit 4γ kann im Prinzip aus anderen 4γ Endzuständen oder auch 5γ Kanälen mit einem nicht detektierten Photon, z.B. durch Austritt durch die Strahlöffnung, herrühren. Für 3γ Endzustände, wie $\pi^0\gamma$ oder $\eta\gamma$, müßte zur falschen Identifizierung ein zusätzliches PED erzeugt werden. Dies ist zwar durch ein nicht unterdrücktes elektromagnetisches Split-off möglich, doch ist die Wahrscheinlichkeit, daß dieses zusammen mit dem verbliebenden γ die invariante Masse eines π^0 oder η bildet, verschwindend gering.

4γ Endzustände wurden in dieser Arbeit bereits in Kapitel 4 auf mögliche Beiträge in konkurrierenden 4γ Kanälen untersucht. Von den 5γ Endzuständen könnten $\eta\omega$ und vor allem $\pi^0\omega$ mit dem Zerfall $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ durchaus signifikant zum Untergrund beitragen. Eine Messung bei 1200 MeV/c Strahlimpuls ergab ein Verhältnis der Wirkungsquerschnitte $\pi^0\omega / \pi^0\pi^0$ von ca. 6 und $\pi^0\omega / \eta\eta$ von ca. 30. Zur genaueren Betrachtung wurde deshalb ein Monte Carlo Datensatz des Kanals $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\omega$ erzeugt und auf Beiträge in dem $\pi^0\pi^0$, $\eta\eta$ und $\eta\pi^0$ Datensatz untersucht. Das Ergebnis liefert Anteile von falsch identifizierten $\pi^0\omega$ von:

- $(8 \pm 3) \cdot 10^{-5}$ im Kanal $\pi^0\pi^0$,
- $(3 \pm 1) \cdot 10^{-5}$ im Kanal $\eta\pi^0$ und
- $(1.3 \pm 0.3) \cdot 10^{-4}$ im Kanal $\eta\eta$.

Mit der relativen Stärke des $\pi^0\omega$ Kanals gibt sich damit ein Untergrund von 0.3% im Kanal $\eta\eta$, der Untergrund in den übrigen Kanälen $\pi^0\pi^0$ und $\eta\pi^0$ liegt unter 0.1%. In jedem Fall ist der Anteil vernachlässigbar.

Im Fall eines 6γ Endzustands dürften 2γ nicht detektiert werden, Energie- und Impulserhaltung müssten dennoch erfüllt bleiben. Auch dies ist sehr

unwahrscheinlich. Dennoch wird aufgrund des vergleichsweise hohen Wirkungsquerschnitts der 3 Körper Endzustände der $\pi^0\pi^0\eta$ Endzustand auf möglichen Untergrund in den hier analysierten Kanälen untersucht. Analog zu oben wurde ein Monte Datensatz erzeugt und auf Anteile in den jeweiligen Kanälen nach der Selektion gesucht. Das Ergebnis zeigt Anteile $< 6 \cdot 10^{-5}$, so daß auch der Untergrund aus $\pi^0\pi^0\eta$ vernachlässigbar ist.

Diese Betrachtung der potentiell starken Untergrundkanäle aus dem 5γ und 6γ Endzustand bestätigt den geringen Untergrund in den hier selektierten Kanälen. Der Hauptteil des (kleinen) Untergrunds stammt aus den konkurrierenden 4γ Kanälen und beträgt maximal $3.3 \pm 0.4\%$ für den $\eta\eta$ Endzustand. Der Untergrund der übrigen beiden Kanäle liegt dagegen deutlich unter 1%.

Literaturverzeichnis

- [1] R. Kokoski, N. Isgur, Phys. Rev. D 35 (1987) 907.
- [2] R.M. Baltrusaitis et al., Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 107.
- [3] C. Michael, Proceedings of the Fifth Biennial Conference on Low Energy Antiproton Physics, Villasimius, Italy, to be published.
- [4] J.E. Augustin et al., Phys. Rev. Lett. 60 (1988) 2238.
- [5] J.Z. Bai et al., Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 3502.
- [6] J.Z. Bai et al., Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1179.
- [7] D. Alde et al., Phys. Lett. B 177 (1986) 120.
- [8] D. Alde et al., Phys. Lett. B 182 (1986) 105.
- [9] D. Alde et al., Eur. Phys. J. A3 (1998) 361.
- [10] B. Bolonkin et al., Nucl. Phys. B 309 (1988) 426.
- [11] D. Aston et al., Nucl. Phys. B 301 (1988) 525.
- [12] D. Aston et al., Phys. Lett. B215 (1988) 199.
- [13] J. Ritter, 4th Biennial Conference on Low-energy Antiproton Physics : LEAP '96, editors H. Koch, M. Kunze, K. Peters; Publ. Ref.: Proceedings Nucl. Phys. B, Proc. Suppl.: 56A (1997) 291.
- [14] R.S. Dulude, Phys. Lett. B 79 (1978) 335.
- [15] A. Sarantsev, D.V. Bugg, " $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0$ in flight", CB-Note 337 (unveröffentlicht);
Anisovich et al., "Proton-antiproton annihilation to $\pi^0\pi^0$ in flight", submitted to Phys. Lett. B.
- [16] A. Hasan, D.V. Bugg, Phys. Lett. B 334 (1994) 215.

- [17] Anisovich et al., “Amplitude Analysis of $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0, \eta\eta, \eta\eta'$ from Threshold to $2.5 \text{ GeV}/c$ ”, submitted to Phys. Lett. B.
- [18] G. Bardin et al., Phys. Lett. B 195 (1987) 292.
- [19] J. Sculli et al., Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 1715.
- [20] P.D. Barnes et al., Phys. Lett. B 309 (1993) 469.
- [21] C. Evangelista, Phys. Rev. D 56 (1997) 3803.
- [22] C. Evangelista et al., Phys. Rev. D 57 (1998) 5370.
- [23] A. Hasan, D.V. Bugg, Phys. Lett. B388 (1996) 376.
- [24] R. Godang, Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 3829.
- [25] M.S. Alam et al., Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 3328.
- [26] S. Braccini, Proceedings of the Fifth Biennial Conference on Low Energy Antiproton Physics, Villasimius, Italy, to be published.
- [27] G. Forconi, Proc. of the 7th International Conference on Hadron Spectroscopy - Hadron '97, editors S.U. Chung, H.J. Willutzki, AIP, New York, p. 737.
- [28] OPAL Collaboration, OPAL Physics Note, PN 357 (1998).
- [29] E. Aker et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A 321 (1992) 69.
- [30] B. Walter, “Entwicklung und Erprobung eines Vetozählers für das Crystal Barrel Experiment am CERN”, Diplomarbeit, München 1993, unveröffentlicht.
- [31] M. Doser et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A 412 (1998) 70.
- [32] C.A. Baker, “Total Energy Trigger Module”, Crystal Barrel Internal Note CB Note 284;
C.A. Baker, N.P. Hessey, C.N. Pinder, C.J. Batty, Nucl. Instr. Meth. A394, (1997) 180.
- [33] B. Barnett, “DAQ Operation Guide”, CB-Note 305, 1996, unveröffentlicht.
- [34] H. Kalinowski, private Kommunikation
- [35] H. Koch, U. Kurilla, K. Peters, M. Ratajczak, “Energy Problem in Flight: Solutions and Implications”, CB-Note 343, 1999, unveröffentlicht.
- [36] K. Beuchert, “Untersuchungen zur $\bar{p}p$ -Annihilation im Fluge am Crystal-Barrel-Detektor”, Dissertation, Bochum 1995.

-
- [37] Particle Data Group, C. Caso et al., Eur. Phys. J. C 3 (1998) 1.
- [38] R.S. Dulude, Phys. Lett. B 79 (1978) 329.
- [39] E. Eisenhandler, Nucl. Phys. B 113 (1976) 1.
- [40] Kalbfleisch et al., Nucl. Phys. B 30 (1971) 46.6
- [41] E. Eisenhandler et al., Nucl. Phys. B 96 (1975) 109.
- [42] A. Hasan et al., Nucl. Phys. B 378 (1992) 3-51.
- [43] M. Burchell, "Hadronic Splitoffs", CB-Note 201, 1992, unveröffentlicht.
- [44] D.V. Bugg, "Normalization of Inflight Data", CB-Note 335 (1998);
D.V. Bugg, A. Sarantsev, "Addendum to In-flight Normalization", CB-Note 336 (1998).
- [45] M. Ratajczak, "Normalization of In-flight Data", Minutes of the Crystal Barrel Jamboree, March 1999.
- [46] J. Kisiel, "Analysis of the Finescan", CB-Note (in Vorbereitung);
J. Kisiel, private Kommunikation.
- [47] A.A. Carter, Phys. Lett. B 67 (1977) 122.
- [48] J.M. Blatt, V.F. Weisskopf, "Theoretical Nuclear Physics", Wiley & Sons 1952, Seite 361.
- [49] F. von Hippel, C. Quigg, Phys. Rev. D 5 (1972) 624.
- [50] S. Godfrey, J. Napolitano, "Light Meson Spectroscopy", e-print Archive: hep-ph/9811410, Submitted to Rev. Mod. Phys.
- [51] M. Chanowitz, in Proceedings of the VI International Workshop on Photon-Photon Collisions, Lake Tahoe, CA; edited by R. Lander (World Scientific, Singapore, 1984).
- [52] D.H. Perkins, "Introduction to High Energy Physics", Addison Wesley, Menlo Park 1987.
- [53] M.B. Çakir, G.R. Farrar, Phys. Rev. D 50 (1994) 3268.
- [54] F.E. Close, G.R. Farrar, Z. Lee, Phys. Rev. D 55 (1997) 5749.

Danke!

Allen zu danken, die zu dieser Arbeit beigetragen haben, aber vor allem auch für ein freundliches und freundschaftliches Klima in der Gruppe gesorgt haben, ist ein unmögliches Unterfangen. Dennoch will ich an dieser Stelle versuchen denen Dank zu sagen die mich während dieser Arbeit - sei es direkt oder indirekt - besonders beeinflusst haben.

Eltern ein besonderer Dank geht an meinen Eltern. Ohne ihre Unterstützung wäre all dies nicht sicher nicht möglich gewesen, wobei meine Mutter das Ergebnis leider nicht mehr erleben durfte ("Hi Mom, life's just not the same without you!").

Ismail für diverse Kaffeepausen, Abendessen, und vieles mehr... so auch Diskussionen über englisch/russische Programme zur Partialwellenanalyse, die immer neue Erkenntnisse brachten.

Johanna für den ganzen Spaß den wir miteinander hatten. Es waren lustige anderthalb Jahre. I am missing you!

Kersten mit dem ich so manchen Abend in Münchner Biergärten (oder sonstwo) über Malerei, Photographie, Musik und - zugegeben - auch Physik philosophiert habe.

Maggi für die Unterstützung, die Gedanken, die Inspiration, die Emails, ... des letzten Jahres, während seiner ganzen Höhen und Tiefen. I am missing you too :-)

Wolfgang Dünneweber, der nicht nur ein umsichtiger Betreuer meiner Diplom und Doktorarbeit war sondern auch ein Freund ist, der mir viele Wege ebnete. Seine Kommentare und sein Rat in allen Lebenslagen sind sicherlich etwas, daß ich in Zukunft vermissen werde.

Oliver der 3 Jahre lang ein Büro mit mir teilte und mit dem ich viele Erfahrungen in der Datenanalyse austauschen konnte (und der ganz nebenbei am Morgen immer den Kaffee im Büro aufgesetzt hat).

Susanna die gezeigt hat, daß es neben der Arbeit auch andere Sachen im Leben gibt, und die die bewundernswerte Leistung vollbringt neben ihrer Arbeit als wissenschaftliche Angestellte auch Mutter zu sein. Letzteres sollte einen aber besser nicht dazu veranlassen sie fachlich zu unterschätzen...

Zupancic, Crtomir, der wie so oft auch in dieser Liste an letzter Stelle aufscheint. Seine Kommentare und Ideen waren immer Motivation alle noch so sicher geglaubte Ergebnisse nochmals zu hinterfragen und zu prüfen.

Ein Dank geht natürlich auch an allen, die nicht in dieser Liste genannt werden, allen Diplomanden und Ex-Diplomanden, allen Crystal Barrel Kollaborationsmitgliedern (Hallo Udo, hallo Ratti), und, und, und...

Danke!!

Lebenslauf

Name: Wilhelm Joseph Röthel
Geburtsdatum: 27. Januar 1968
Geburtsort: Redwood City, Cal., USA,
Übersiedelung nach Deutschland mit 3 Jahren
Staatsangehörigkeit: USA
Familienstand: ledig

Schule und Studium

1974–78 Grundschule in Piding
1978–87 Karls-Gymnasium in Bad Reichenhall
Mai 1987 Abitur
1987–95 Studium der Physik an der Ludwig-Maximilians-Universität München
Oktober 1990 Vordiplom
1994–95 Diplomarbeit am Lehrstuhl Zupancic:
“Antiproton-Neutron Annihilation in $\eta\pi^0\pi^-$ und $\eta\eta\pi^-$ ”
März 1995 Hauptdiplom
1995– Mitglied der Crystal-Barrel-Gruppe am CERN

Berufstätigkeit

1995–99 Wissenschaftlicher Angestellter an der
Ludwig-Maximilians-Universität München (LMU)

Promotion

1999 Abschluß der Dissertation in Experimentalphysik
bei Herrn Prof. Dr. W. Dünneweber:
“Suche nach einer schmalen Resonanz in einem
Antiproton-Proton Formationsexperiment”