

Modifikationen von Pionenpaaren in Kernmaterie

Dissertation zur Erlangung des akademischen Grades Dr. rer. nat.

vorgelegt von

Ralf Gregor
aus
Pohlheim-Hausen

II. Physikalisches Institut
Fachbereich Mathematik und Informatik, Physik, Geographie
Justus-Liebig-Universität Gießen

Vorsitzender: Prof. Dr. Volker Metag
Berichter: Prof. Dr. Alfred Müller
Priv. Doz. Dr. Stefan Leupold
Tag der mündlichen Prüfung: 18.7.2007

Gießen, 4. Juli 2007

Diese Arbeit wurde nach den Regeln der deutschen Rechtschreibung erstellt.

Holzhacken ist deswegen so beliebt, weil man bei dieser Tätigkeit den Erfolg sofort sieht.
Albert Einstein

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
1.1. Motivation und theoretische Grundlagen	1
1.2. Das BUU Modell	6
2. Experimenteller Aufbau	9
2.1. Der Beschleuniger MAMI	9
2.2. Die Photonenmarkierungsanlage	10
2.3. Die Targets	11
2.4. Der <i>Particle Identification Detector</i>	12
2.5. Die Drahtkammer	13
2.6. Der Crystal Ball Detektor	13
2.7. Der TAPS Detektor	14
2.7.1. Die Barium-Fluorid-Kristalle	15
2.7.2. Die Veto Wand	16
2.7.3. Die neue Elektronik	17
2.7.4. Slowcontrol	19
2.7.5. Datenakquisition	19
2.8. Die Experimenteinstellungen	22
3. Auswertung	25
3.1. Kalibration	25
3.1.1. Energieeichung	25
3.1.2. Zeiteichung	26
3.2. Identifizierung der Reaktionsprodukte	27
3.2.1. Clusteralgorithmus	27
3.2.2. Zeit	28
3.2.3. Ladung	28
3.2.4. Pulsformanalyse	30
3.3. Teilchenidentifikation	31
4. Ergebnisse	33
4.1. Simulation	34
4.1.1. Aufbau der Simulation	34
4.1.2. Ergebnisse der Simulation	34
4.2. Analyse	35
4.2.1. Aufbau der Analyse	39
4.2.2. $\pi^0\pi^0$ -Kanal	39
4.2.3. $\pi^0\pi^\pm$ -Kanal	42
4.2.4. Ergebnisse der Analyse	51
4.3. Resultate	62
5. Diskussion	67

Inhaltsverzeichnis

5.1. Vergleich mit den zuvor gemessenen publizierten Daten	67
5.2. Vergleich mit Theorie	71
5.3. Schlussfolgerungen und Ausblick	74
Literatur	76
A. Anhang	77
A.1. Boardwechsel	77
A.2. Crosstalk Check	77
A.3. Datenanalyse	78
A.4. Eventbuilder-Code	79
A.5. Eventsaver-Code	80
A.6. Steuerungsprogramm-Code	84
Index	85

Abbildungsverzeichnis

1.	Massenaufspaltung durch die Brechung der chiralen Symmetrie am Nukleon und an Mesonen	2
2.	Chirales Kondensat als Funktion der Dichte und der Temperatur [Kli90] . .	3
3.	Masse des σ und π Mesons im Nambo-Jano-Lasino Modell als Funktion von ρ [Ber87]	4
4.	Erreichte mittlere nukleare Dichte, links für einen Pionenstrahl, rechts für einen Photonenstrahl	4
5.	Ergebnisse aus dem 1.TAPS-Experiment im Energiebereich 400-460 MeV, mit durchgezogener Kurve von Roca et al. und der Strich-Linie für den Phasenraum [Mes02],	5
6.	Panorama-Ansicht des experimentellen Aufbaus in Mainz	9
7.	Mainzer Elektronenbeschleuniger MAMI	10
8.	Glasgower Photonenmarkierungsanlage	11
9.	Particle Identification Detector	12
10.	Drahtkammer	13
11.	Crystal Ball Detektor	14
12.	TAPS Detektor	15
13.	Barium-Fluorid-Modul	16
14.	Offene Veto-Wand mit Plastiksintillatoren	17
15.	Das neu entwickelte NTec-Board	18
16.	Elektronik-Setup des TAPS Detektors in Mainz	18
17.	Konzept der Slowcontrol	20
18.	Konzept der Datenauslese	21
19.	Typisches ADC-Spektrum bei Verwendung einer $^{241}\text{Am}/^9\text{Be}$ -Quelle zur Energieeichung des Crystal Ball Detektor [Unv04]	26
20.	Links ist die Flugzeit in TAPS mit eingezeichnetem Protonen-Cut aufgetragen und auf der rechten Seite die Projektion der Flugzeit im Bereich von 50-250 MeV auf die Zeitachse.	29
21.	ΔE des PID gegen E im CB mit eingezeichnetem Pionen- und Protonen-Cut (Die untere Box ist der Pionen-Cut, die obere Box der Protonen-Cut) . . .	29
22.	Pulsform eines Barium-Fluorid-Kristalls, Photonenast bei 45 Grad und zugehörigen 3 σ -Punkten	30
23.	Simulierter Detektoraufbau, obere CB-Schale zur besseren Darstellung nicht eingezeichnet	33
24.	Bremsstrahlungsspektrum	35
25.	Missing Mass Vergleich Daten \leftrightarrow Simulation im $\pi^0\pi^0$ -Kanal	36
26.	Missing Mass Vergleich Daten \leftrightarrow Simulation im $\pi^0\pi^\pm$ -Kanal	37
27.	Effizienz für den $\pi^0\pi^0$ Kanal in Abhängigkeit von der invarianten $\pi^0\pi^0$ Masse	38
28.	Effizienz für den $\pi^0\pi^\pm$ Kanal in Abhängigkeit von der invarianten $\pi^0\pi^\pm$ Masse	38

29.	Zeitliche Koinzidenz der Photonen im Crystal Ball- / TAPS- Detektor mit Elektronen im Tagging Spektrometer für den $\pi^0\pi^0$ Kanal. Für den Peakbereich wurde ein Fenster von -5 bis +5 ns gewählt und für den Untergrundbereich ein Fenster von 10 bis 30 ns (Kalziumtarget)	40
30.	Zeit der per Kombinatorik gefundenen Pionen, auf die eine Eingrenzung von -80 bis -60 ns vorgenommen wurde (Kalziumtarget)	41
31.	Lego-Plot der $m_{\gamma\gamma}$ -Paare aus den 4 Photonen eines jeden Ereignisses (Kalziumtarget)	42
32.	Projektionen der 2D invarianten Massenverteilungen am Kohlenstoff für den $\pi^0\pi^0$ Kanal für verschiedene 5 MeV breite Fenster in der $\pi^0\pi^0$ invarianten Masse im Bereich von 270-390 MeV. Zunehmende invariante Masse von links nach rechts und von oben nach unten. Aufgetragen ist $m_{\gamma\gamma}$ (MeV) gegen counts (a.u.) bei einer Einschussenergie von 400-460 MeV.	43
33.	Projektionen der 2D invarianten Massenverteilungen am Kalzium für den $\pi^0\pi^0$ Kanal für verschiedene 5 MeV breite Fenster in der $\pi^0\pi^0$ invarianten Masse im Bereich von 270-390 MeV. Zunehmende invariante Masse von links nach rechts und von oben nach unten. Aufgetragen ist $m_{\gamma\gamma}$ (MeV) gegen counts (a.u.) bei einer Einschussenergie von 400-460 MeV.	44
34.	Projektionen der 2D invarianten Massenverteilungen am Blei für den $\pi^0\pi^0$ Kanal für verschiedene 5 MeV breite Fenster in der $\pi^0\pi^0$ invarianten Masse im Bereich von 270-390 MeV. Zunehmende invariante Masse von links nach rechts und von oben nach unten. Aufgetragen ist $m_{\gamma\gamma}$ (MeV) gegen counts (a.u.) bei einer Einschussenergie von 400-460 MeV.	45
35.	Zeitliche Koinzidenz der Photonen im Crystal Ball- / TAPS- Detektor mit Elektronen im Tagging Spektrometer für den $\pi^0\pi^\pm$ Kanal. Für den Peakbereich wurde ein Fenster von -5 bis +5 ns gewählt und für den Untergrundbereich ein Fenster von 10 bis 30 ns (Kalziumtarget)	46
36.	$m_{\gamma\gamma}$ der Photonen im $\pi^0\pi^\pm$ Kanal (Kalziumtarget)	46
37.	Zeit des per Kombinatorik gefundenen neutralen Pions im $\pi^0\pi^\pm$ Kanal, auf das eine Eingrenzung von -80 bis -60 ns vorgenommen wurde (Kalziumtarget)	47
38.	Aufgetragen ist m_{π^0} (MeV) gegen counts (a.u.) bei einer Einschussenergie von 400-460 MeV am Kohlenstoff für den $\pi^0\pi^\pm$ Kanal und für verschiedene 5 MeV breite Fenster in der $\pi^0\pi^\pm$ invarianten Masse im Bereich von 270-390 MeV. Zunehmende invariante Masse von links nach rechts und von oben nach unten.	48
39.	Aufgetragen ist m_{π^0} (MeV) gegen counts (a.u.) bei einer Einschussenergie von 400-460 MeV am Kalzium für den $\pi^0\pi^\pm$ Kanal und für verschiedene 5 MeV breite Fenster in der $\pi^0\pi^\pm$ invarianten Masse im Bereich von 270-390 MeV. Zunehmende invariante Masse von links nach rechts und von oben nach unten.	49

40.	Aufgetragen ist m_{π^0} (MeV) gegen counts (a.u.) bei einer Einschussenergie von 400-460 MeV am Blei für den $\pi^0\pi^\pm$ Kanal und für verschiedene 5 MeV breite Fenster in der $\pi^0\pi^\pm$ invarianten Masse im Bereich von 270-390 MeV. Zunehmende invariante Masse von links nach rechts und von oben nach unten.	50
41.	Zweidimensionale Auftragung der paarweisen $\gamma\gamma$ -invarianten Masse für 4 Photonen-Ereignisse in der $\gamma A \rightarrow \pi^0\pi^0(A-1) + Np$ Reaktion am Kalzium	51
42.	Invariante $\pi^0\pi^+\pi^-$ Masse für die Reaktion $\gamma A \rightarrow \pi^0\pi^+\pi^-(A-1) + N$. Die Verteilung zeigt eine Häufung bei der η Masse ($m_\eta = 547$ MeV). . . .	52
43.	Differenzieller Wirkungsquerschnitt des $\pi^0\pi^0$ Kanals für von oben nach unten Kohlenstoff, Kalzium und Blei (linke Seite ohne, rechte Seite mit Akzeptanzkorrektur	53
44.	Differenzieller Wirkungsquerschnitt des $\pi^0\pi^\pm$ Kanals für von oben nach unten Kohlenstoff, Kalzium und Blei (linke Seite ohne, rechte Seite mit Akzeptanzkorrektur)	53
45.	Winkelverteilung der beiden neutralen Pionen im $\pi^0\pi^0$ Kanal am Kalzium (Laborsystem)	54
46.	Winkelverteilung des σ am Kalzium (Laborsystem)	55
47.	Winkelverteilung des neutralen Pions im $\pi^0\pi^\pm$ Kanal am Kalzium (Laborsystem)	55
48.	Winkelverteilung des geladenen Pions im $\pi^0\pi^\pm$ Kanal am Kalzium, man erkennt die 2 inoperablen PID-Elemente an der niedrigeren Statistik zwischen 80° und 120° in θ (Laborsystem)	56
49.	Impulsverteilung der beiden Pionen am Kalzium, oben für den $\pi^0\pi^0$ Kanal sowie unten für den $\pi^0\pi^\pm$ Kanal	56
50.	Differenzielle impulsabhängige Massenverteilungen für die verschiedenen Targets im $\pi^0\pi^0$ Kanal, von links nach rechts zunehmender Impuls des 2π -Systems (0-144 MeV/c, 145-207 MeV/c, >207 MeV/c)	57
51.	Differenzielle impulsabhängige Massenverteilungen für die verschiedenen Targets im $\pi^0\pi^\pm$ Kanal, von links nach rechts zunehmender Impuls des 2π -Systems (0-144 MeV/c, 145-207 MeV/c, >207 MeV/c)	58
52.	Impulse der einzelnen Pionen im $\pi^0\pi^0$ Kanal auf der linken Seite und im $\pi^0\pi^\pm$ Kanal auf der rechten Seite für die jeweiligen Impulsbereiche	59
53.	Wirkungsquerschnitt für Ein-Pion-Photoproduktion in Abhängigkeit vom Impuls des Pions. Dargestellt ist die Impulsabhängigkeit des Parameters α in der Parametrisierung des Wirkungsquerschnitts gemäß $\sigma_\pi = \sigma_p * A^{\alpha(p)}$ ($\alpha=1$ entspricht einer vollen Transparenz des Kerns für Pionen).	60
54.	Differenzielle impulsabhängige Massenverteilungen für die verschiedenen Targets im $\pi^0\pi^0$ Kanal (linke Seite) und im $\pi^0\pi^\pm$ Kanal (rechte Seite), bei denen beide Pionen jeweils einen Impuls von 50-140 MeV/c besitzen	61
55.	Aus den differenziellen Massenverteilungen gebildete Verhältnisse im $\pi^0\pi^0$ Kanal (linke Seite) und im $\pi^0\pi^\pm$ Kanal (rechte Seite)	63

56.	Aus den differenziellen impulsabhängigen Massenverteilungen gebildete Verhältnisse im $\pi^0\pi^0$ Kanal, von links nach rechts zunehmender Impuls des 2π -Systems (0-144 MeV/c, 145-207 MeV/c, >207 MeV/c)	64
57.	Aus den differenziellen impulsabhängigen Massenverteilungen gebildete Verhältnisse im $\pi^0\pi^\pm$ Kanal, von links nach rechts zunehmender Impuls des 2π -Systems (0-144 MeV/c, 145-207 MeV/c, >207 MeV/c)	65
58.	Aus den differenziellen impulsabhängigen Massenverteilungen gebildete Verhältnisse im $\pi^0\pi^0$ Kanal (linke Seite) und im $\pi^0\pi^\pm$ Kanal (rechte Seite), bei denen beide Pionen jeweils einen Impuls von 50-140 MeV/c besitzen . . .	66
59.	Differenzieller Wirkungsquerschnitt des $\pi^0\pi^0$ Kanals für Kohlenstoff, Kalzium und Blei (ausgefüllte Punkte) im Vergleich mit den zuvor publizierten Daten (offene Kästchen aus Abbildung 5,[Mes02]) im Einschussenergiebereich von 400-460 MeV	68
60.	Differenzieller Wirkungsquerschnitt des $\pi^0\pi^0$ Kanals für Kalzium (ausgefüllte Punkte) im Vergleich mit den zuvor publizierten Daten (offene Kästchen,[Blo07]) im Einschussenergiebereich von 400-500 MeV	68
61.	Differenzieller Wirkungsquerschnitt des $\pi^0\pi^\pm$ Kanals für Kohlenstoff, Kalzium und Blei (ausgefüllte Punkte) im Vergleich mit den zuvor publizierten Daten (offene Kästchen aus Abbildung 5,[Mes02]) im Einschussenergiebereich von 400-460 MeV	69
62.	Differenzieller Wirkungsquerschnitt des $\pi^0\pi^\pm$ Kanals für Kalzium (ausgefüllte Punkte) im Vergleich mit den zuvor publizierten Daten (offene Kästchen,[Blo07]) im Einschussenergiebereich von 400-500 MeV	69
63.	Aus den differenziellen Wirkungsquerschnitten gebildete Verhältnisse im $\pi^0\pi^0$ Kanal (ausgefüllte Punkte) im Vergleich mit den zuvor publizierten Daten (offene Kästchen,[Mes02]) im Einschussenergiebereich von 400-460 MeV	70
64.	Aus den differenziellen Wirkungsquerschnitten gebildete Verhältnisse im $\pi^0\pi^\pm$ Kanal (ausgefüllte Punkte) im Vergleich mit den zuvor publizierten Daten (offene Kästchen,[Mes02]) im Einschussenergiebereich von 400-460 MeV	70
65.	Differenzieller Wirkungsquerschnitt des $\pi^0\pi^0$ Kanals für Kohlenstoff, Kalzium und Blei (ausgefüllte Punkte) im Vergleich mit den BUU-Rechnungen (Linie,[Bus06]) im Einschussenergiebereich von 400-460 MeV	71
66.	Differenzieller Wirkungsquerschnitt des $\pi^0\pi^\pm$ Kanals für Kohlenstoff, Kalzium und Blei (ausgefüllte Punkte) im Vergleich mit den BUU-Rechnungen (Linie,[Bus06]) im Einschussenergiebereich von 400-460 MeV	72
67.	Aus den differenziellen Wirkungsquerschnitten gebildete Verhältnisse im $\pi^0\pi^0$ Kanal (ausgefüllte Punkte) im Vergleich mit den BUU-Rechnungen (Linie,[Bus06]) im Einschussenergiebereich von 400-460 MeV	73
68.	Aus den differenziellen Wirkungsquerschnitten gebildete Verhältnisse im $\pi^0\pi^\pm$ Kanal (ausgefüllte Punkte) im Vergleich mit den BUU-Rechnungen (Linie,[Bus06]) im Einschussenergiebereich von 400-460 MeV	73
69.	Crosstalk Check	78

Tabellenverzeichnis

1.	TargetEigenschaften	12
2.	Crystal Ball Eigenschaften	14
3.	Barium-Fluorid-Eigenschaften	16
4.	Zusammenstellung des Leistungsverhaltens der neuen Elektronik	19
5.	Experimenteinstellungen	24
6.	Teilchenidentifikation	31
7.	Parameter-Einstellungen	32

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird die quasifreie Photoproduktion von Pionenpaaren an gebundenen Nukleonen

$$\gamma + A \longrightarrow \pi\pi(A - 1) + N$$

für die Festkörpertargets Kohlenstoff, Kalzium und Blei untersucht. Diese Messungen erlauben eine vom Isospin abhängige Bestimmung von In-Medium Modifikation der Pionenpaare in nuklearer Materie.

In früheren Experimenten wurden pioneninduzierte Messungen von Pionenpaaren z.B. von der CHAOS-Kollaboration und der Crystal Ball-Kollaboration durchgeführt. Die dabei gewonnenen invarianten Massenverteilungen im isoskalaren $\pi\pi$ -System zeigten mit zunehmender Massenzahl des Targets eine Verschiebung zur 2π Schwelle hin. Dies wurde als teilweise Wiederherstellung der chiralen Symmetrie mit zunehmender nuklearer Dichte in Übereinstimmung mit theoretischen Vorhersagen gedeutet.

Da Pionen jedoch bereits an der Oberfläche der Kerne absorbiert werden, waren diese Messungen nur auf relativ geringe effektive Kernmateriedichten sensitiv. Im Gegensatz dazu erreichen Photonen das gesamte Kernvolumen, so daß sich mit Photonenstrahlen die Produktion von Pionenpaaren bei nahezu normaler Kernmateriedichte untersuchen läßt. Hierzu wurde ein entsprechendes Pionierexperiment in 1995 an MAMI B mit dem TAPS Detektor durchgeführt. Auch bei dieser Messung wurde eine Verschiebung der invarianten Massenverteilung mit zunehmender Massenzahl im $\pi^0\pi^0$ Kanal gefunden. Im $\pi^0\pi^\pm$ Kanal wurde diese Abhängigkeit von der Massenzahl nicht gesehen.

Dies bestätigte die früheren Messungen, da eine Verschiebung, die nur durch Endzustandswechselwirkungen der Pionen hervorgerufen wird, in erster Näherung eine gleichmäßige Auswirkung auf beide Kanäle haben sollte.

Aufgrund der geringen Statistik war die Aussagekraft dieser Daten jedoch beschränkt.

Mit dem in dieser Arbeit beschriebenen Experiment wurde eine verbesserte Statistik erreicht, die eine Überprüfung der alten Daten ermöglicht und erlaubt das Signal in seiner Abhängigkeit von verschiedenen Parametern, wie dem Impuls des $\pi\pi$ -Systems oder dem Impuls der einzelnen Pionen, zu untersuchen. In diesem Experiment wurde der TAPS Detektor als Vorwärtswand zusammen mit dem Crystal Ball Detektor als 4π -System am Beschleuniger MAMI betrieben. Ende 2003 wurde der Aufbau des Experiments begonnen, in dem für den TAPS Detektor erstmals die neu entwickelte Ausleseelektronik verwendet wurde. Zwischen Juni 2004 und April 2005 wurden erfolgreich die Messungen an den oben aufgeführten sowie noch weiteren Targets durchgeführt.

Die in meiner Arbeit ausgewerteten Daten bestätigen die zuvor gemessenen und publizierten Daten. Allerdings ist der Effekt der Verschiebung der invarianten $\pi^0\pi^0$ Masse zur 2π

Schwelle hin nicht so stark ausgeprägt, wie im vorherigen Experiment. Durch Einschränkung der einzelnen Pionenimpulse auf einen Wert, der einer möglichst großen freien Weglänge des Pions entspricht, wurde der Verschiebungseffekt noch etwas deutlicher herausgestellt. BUU-Transport-Rechnungen können den Unterschied zwischen beiden Isospinkanälen nicht vollständig beschreiben. Da in diese Rechnungen aber bisher ein ungenauer Photoproduktionsquerschnitt am Neutron einfließt, kann noch keine abschließende Beurteilung abgegeben werden, ob die auftretenden Effekte allein durch Endzustandswechselwirkungen der Pionen beschrieben werden können, oder ob es sich doch um eine teilweise Wiederherstellung der chiralen Symmetrie handelt. Mit dem von Stefan Lugert in einer weiteren Dissertation analysierten Querschnitt am Neutron kann demnächst die BUU-Rechnung verbessert und mit den analysierten Daten verglichen werden.

Ein weiterer Teil meiner Arbeit betraf die Entwicklung einer Datenakquisition, die auf der parallelen Auslese der einzelnen neu entwickelten Auslesemodule beruht. Jeweils 16 dieser neuen Elektronikmodule wurden in 8 VME Racks eingesetzt und von VME-Rechnern im jeweiligen Rack ausgelesen. Die ausgelesenen Daten wurden zu einem Master PC geschickt, der die einzelnen Daten zu einem Gesamtereignis zusammenfügt. Das komplette Ereignis kann dann in einer Datei gespeichert werden (wenn TAPS allein betrieben wird) oder an eine Datenakquisition eines anderen Detektors geschickt werden. In unserer Meßperiode war dies das Acqu-System, das auch die Photonenmarkierungsanlage und den Crystal Ball Detektor ausgelesen hat. Entscheidend war hierbei, die Synchronisation der verschiedenen Detektor-Ereignisse sicher zu stellen.

Abstract

In this work the quasifree photoproduction of pionpairs on bound nucleons is analyzed for the solid targets carbon, calcium and lead. These measurements allow an isospin dependent determination of the in medium properties of pion pairs.

In former experiments pion induced production of pion pairs was measured by the CHAOS- and Crystal Ball collaborations. The invariant mass distributions showed a shift in strength towards the threshold region with increasing atomic number of the targets in case of an isoscalar $\pi\pi$ meson system. According to theoretical predictions this effect was interpreted as a positive signature of a partial restoration of chiral symmetry.

As pions are strongly interacting particles, which get absorbed in the surface region of the nucleus, these measurement only probed small effective densities. In contrast, photons can penetrate the whole nucleus resulting in a higher effective nuclear density. A pioneering experiment with photon beams was performed by the TAPS collaboration at the accelerator facility MAMI-B in Mainz in 1995. This measurement observed an invariant mass shift of the isoscalar $\pi^0\pi^0$ channel with increasing atomic number. In the $\pi^\pm\pi^0$ channel this effect was not observed. This observation confirmed the former experiments, since final state interactions of the pions would affect in first order both isospin channels in a similar way. Due to the poor statistics, the significance of the data was however limited.

The experiment described in this work reached a much higher statistical significance, allowing a review of the old data and a study of the dependence of the signal from parameters like the momenta of the $\pi\pi$ system or the single pions. In this experiment, the TAPS detector was used as a forward wall in combination with the Crystal Ball detector to achieve a 4π solid angle coverage for photon detection at the MAMI accelerator facility. The installation of the experimental setup started at the end of 2003. The new readout electronics for the BaF_2 crystals was used for the first time. Between June 2004 and April 2005 measurements on several targets were performed, including the targets analysed in this work.

The new data analysis confirms the previously measured and published data. However, the shift of the invariant $\pi^0\pi^0$ mass to the threshold region is less pronounced than in the published data. By performing cuts on the individual pion momenta, resulting in a maximum mean free path of the pions, the shift towards lower masses is enhanced. BUU transport calculations can not describe the different behavior in the isospin channels, which may partly be due to uncertainties in the production crosssection on the neutron. Therefore, a final interpretation of the observed mass shift - whether it can be described by final state interaction alone or by a partial restoration of chiral symmetry - can not be made as yet. With the cross section determination on the neutron, done by Stefan Lugert in his ongoing PhD work, the BUU calculations can be refined and compared to the analyzed data.

Another part of my PhD thesis has been the development of the new data acquisition, based on the parallel readout of the newly developed readout electronics. The 8 VME crates, containing 16 readout modules each, were read out by one VME computer in every crate. The data was sent to a master PC, which combined the data packets to a global event. This event can be stored on disk e.g. when TAPS is operated in stand-alone mode, or it can be sent

to the data acquisition of another detector system. During our measurement campaign, the Acqu system, that reads out the tagger and the Crystal Ball, was used as the master system. A major issue was to guarantee the synchronisation of all detector sub-events.

1. Einleitung

Mit der heutigen Physik ist es möglich die uns umgebende Welt auf wenige fundamentale Größen zurück zu führen und durch grundlegende Theorien zu beschreiben. Einige dieser in den Theorien vorkommenden Größen sind z.B. Ladung, Masse, Spin o.ä.. Während Ladung und Spin relativ einfach gemessen werden können, ist die genaue Bestimmung und theoretische Beschreibung der Masse einzelner Quarks oder daraus zusammengesetzter Systeme noch immer äußerst schwierig. Die große Frage in diesem Zusammenhang lautet: "Wie entsteht Masse?". Um dieser Frage nachzugehen werden momentan in der Teilchenphysik immer größere und damit auch sehr teure Beschleuniger gebaut, wie z.B. der *Large Hadron Collider* am Cern in Genf. Dort ist man unter anderem auf der Suche nach dem Higgs-Boson, dessen Erzeugung sehr große Energien erfordert. Mit diesen grossen Energien können auch Energiedichten des frühen Universums kurz nach dem Urknall erzeugt werden. Aufgrund der großen Energien und der damit sehr großen Anzahl an erzeugten Teilchen werden heutige Detektoren immer größer.

Durch geschickte Wahl des Experiments kann man auch mit heutzutage "herkömmlichen" Methoden nähere Erkenntnisse über die schwer zugänglichen Bereiche der Teilchenphysik erlangen. So dienen die in dieser Arbeit untersuchten Reaktionen dem besseren Verständnis über die Entstehung der Masse von aus Quarks zusammengesetzten Teilchen, den Hadronen, und deren Veränderung im nuklearen Medium. Natürlich mußten diese Reaktionen erst gemessen und ausgewertet werden, um überhaupt eine Aussage treffen zu können. Daher war unter anderem eine gut funktionierende Datenakquisition des TAPS Detektors notwendig, die ich im Rahmen dieser Arbeit entwickelt habe. In den folgenden Abschnitten werden kurz die Grundlagen der gemessenen Reaktionen, deren Motivation und die Theorie mit der die gemessenen Daten verglichen werden, dargestellt.

1.1. Motivation und theoretische Grundlagen

Wie kann man in Mittelenergie-Experimenten Aussagen über die Entstehung von Masse treffen? Um die Antwort auf diese Frage geben zu können, muß man sich zuerst die zu Grunde liegende Theorie genauer ansehen. Es gibt bisher 4 bekannte fundamentale Wechselwirkungen: die Gravitation, die elektromagnetische, sowie die schwache und die starke Wechselwirkung (WW). Die Entstehung der Masse von Hadronen ist eine Frage die nur durch Untersuchung der starken WW beantwortet werden kann, da diese für die Bindung der Quarks zu Hadronen verantwortlich ist.

Die Quantenchromodynamik (QCD) ist die theoretische Beschreibung dieser starken Wechselwirkung. Im Hochenergiebereich hat die QCD bisher einer Vielzahl von Überprüfungen standgehalten, wie z.B. der tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung, der Proton-Proton-Streuung und der Elektron-Positron-Vernichtung. Im Niederenergiebereich ist die QCD allerdings eine noch nicht hinreichend überprüfte Theorie, da für große Abstände die effektive Kopplungskonstante sehr stark zunimmt. Man kann in diesem Bereich bisher nur mit der Gitter-QCD Berechnungen durchführen, die allerdings einen großen numerischen Aufwand

1. Einleitung

und noch konzeptionelle Probleme aufweisen. So ist es nach wie vor noch nicht möglich, die angeregten Zustände des Nukleons oder deren WW untereinander genauer zu beschreiben.

Eine experimentelle Methode, in diesem Bereich näheres über die QCD zu erfahren, liegt in der Untersuchung der chiralen Symmetrie. In der QCD spielt die chirale Symmetrie und deren Brechung eine zentrale Rolle. Im Grenzfall masseloser Quarks zeigt die QCD eine vollständige chirale Symmetrie, d.h. bei der WW masseloser Quarks durch Gluonenaustausch bleibt deren Händigkeit (Stellung von Spin relativ zur Impulserhaltung) erhalten. Die Symmetrie ist sowohl explizit als auch spontan gebrochen. Die explizite Brechung der chiralen Symmetrie wird durch die nicht verschwindenden Quarkmassen verursacht. Die spontane Brechung besteht schon im Vakuum, da dieses nicht mehr die volle Symmetrie besitzt. Das Maß für die spontane Brechung wird durch den Erwartungswert $\langle \bar{q}q \rangle$ beschrieben, den man das chirale Kondensat nennt. Diese Symmetriebrechung macht sich im Anregungs-

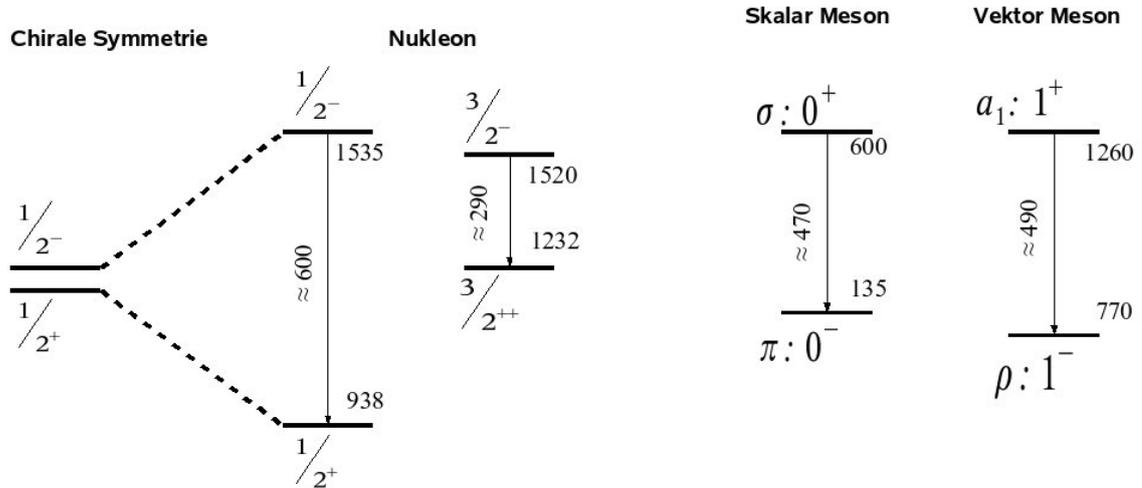


Abbildung 1: Massenaufspaltung durch die Brechung der chiralen Symmetrie am Nukleon und an Mesonen

spektrum der Nukleonen bemerkbar, wie man gut in Abbildung 1 erkennen kann. Darin ist ein Nukleon und der erste angeregte Zustand mit entgegengesetzter Parität dargestellt. Der erste angeregte Zustand im Baryonenspektrum, die S_{11} (1535) (mit $J^\pi = 1/2^-$) liegt weit über dem Nukleonengrundzustand ($J^\pi = 1/2^+$). Ohne spontane Brechung der Symmetrie sollten die beiden Baryonen als massegleiche Paritätsdupletts erscheinen. Das gilt nicht nur für Baryonen, sondern auch für Mesonen. Als Beispiel im Mesonensektor ist das Rho-Meson dargestellt, das eine wesentlich kleinere Masse als sein chiraler Partner, das a_1 , hat, sowie das Pion, das als Goldstone Boson der chiralen Symmetrie auch eine wesentlich kleinere Masse als sein chiraler Partner, das σ -Meson, besitzt.

Verschiedene theoretische Modellrechnungen sagen ein Temperatur- und Dichteverhalten für das chirale Kondensat voraus. Es soll bei großen Dichten und/oder Temperaturen zu einer zumindest teilweisen Wiederherstellung der chiralen Symmetrie kommen, was in Abbildung 2 dargestellt ist.

Obwohl das chirale Kondensat keine Observable ist und auch nicht direkt mit Hadro-

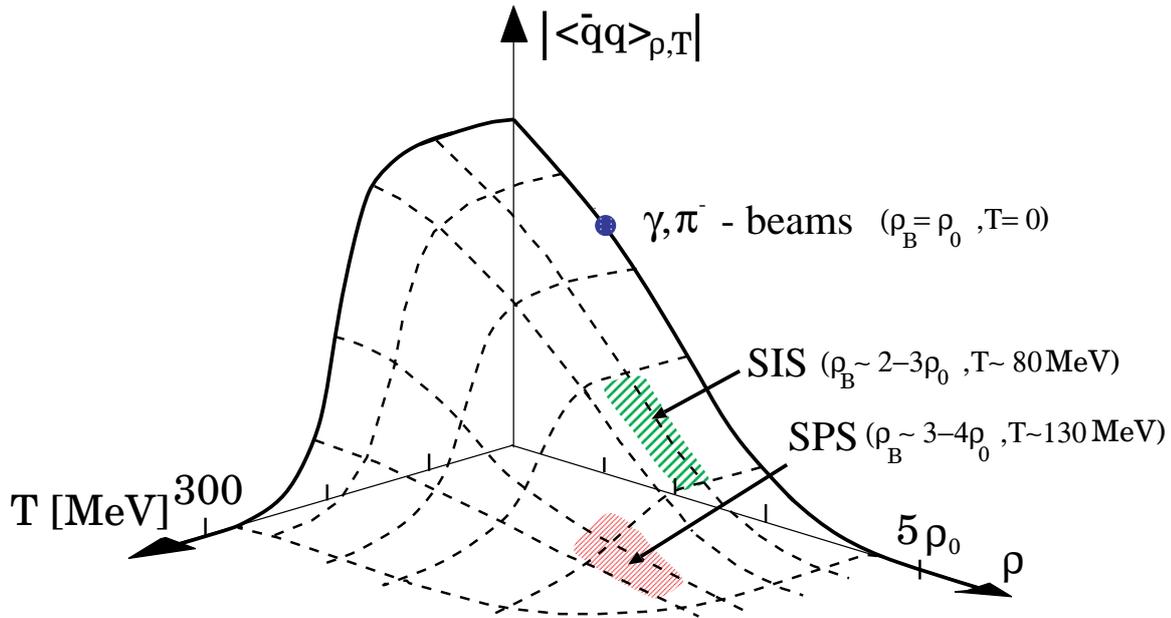


Abbildung 2: Chirales Kondensat als Funktion der Dichte und der Temperatur [Kli90]

nenmassen verknüpft ist, sollte dennoch eine Änderung des chiralen Kondensats mit einer Änderung der Hadronenmassen einhergehen. Da die Brechung der chiralen Symmetrie die Hadronenmassen beeinflusst, sollte sich auch eine partielle Wiederherstellung der chiralen Symmetrie auf die Hadronenmassen auswirken. Eine Änderung der Massen sollte bei niedrigen Energien beobachtbar sein, wenn man die Dichte verändert. Für die in dieser Arbeit untersuchten Pion- und σ -Mesonen gibt es Modellrechnungen, die den Massenunterschied der beiden chiralen Partner berechnen. Als Goldstone Boson sollte das Pion bei unterschiedlicher Dichte nahezu unverändert bleiben und nur das σ eine Dichte-Abhängigkeit aufweisen. Im Nambu-Jano-Lasino Modell von Bernard, Meißner und Zahed sinkt die σ Masse mit zunehmender nuklearer Dichte sehr stark, wodurch sich die Massen der beiden Mesonen angleichen sollten (siehe Abbildung 3). Nach wie vor wird allerdings die Natur des σ -Meson kontrovers diskutiert. In einigen Ansätzen wird der im Particle Data Group [PDG04] gelistete Eintrag des $f_0(600)$ als korreliertes Doppel-Pionenpaar angesehen. Andere Ansätze sehen das σ als reinen $q\bar{q}$ (quasi) gebundenen Zustand. Die starke Kopplung zu skalaren, iso-skalaren Pionenpaaren ist aber unabhängig vom Ansatz. Insofern stimmen die Voraussagen einer Verschiebung der invarianten Massenverteilung zu kleineren Massen hin überein. Neuere theoretische Voraussagen über die Breite und Masse des σ -Mesons haben Caprini, Colangelo und Leutwyler kürzlich aus Dispersionsrelationen gewonnen [Cap06].

Erste experimentelle Hinweise auf eine Verschiebung der σ -Masse wurde von der CHAOS Kollaboration gefunden [Bon96]. In pioneninduzierten Messungen wurde für $\pi^+\pi^-$ Pionenpaare eine Ansammlung von Stärke bei kleinen invarianten Massen mit zunehmender Massenzahl festgestellt. Für $\pi^+\pi^+$ Pionenpaare wurde dieser Effekt nicht beobachtet. In diesen Zustand kann das neutrale σ nicht zerfallen. Dieses Ergebnis wurde als Mediummodifikation der Pion-Pion-Wechselwirkung im $I=J=0$ Kanal gedeutet. Einen ähnlichen Ef-

1. Einleitung

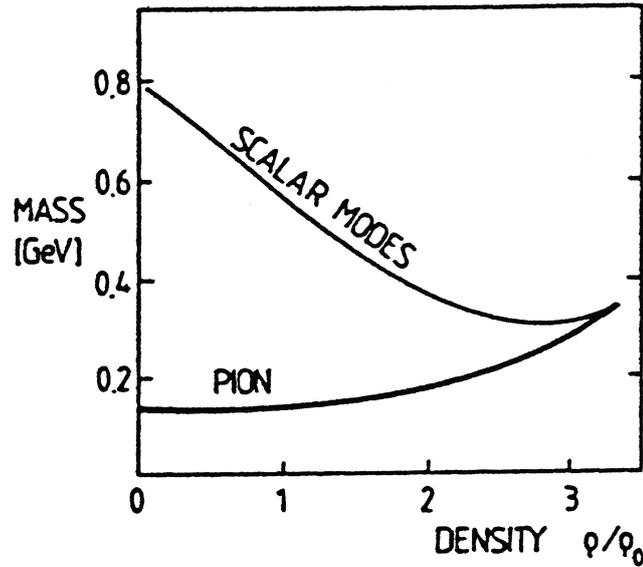


Abbildung 3: Masse des σ und π Mesons im Nambu-Jano-Lasino Modell als Funktion von ρ [Ber87]

fekt fand die Crystal Ball Kollaboration am Brookhaven National Laboratory (BNL). Hier wurden pioneninduzierte Messungen von neutralen Pionenpaaren an verschiedenen Kernen durchgeführt. Eine Erhöhung kleiner invarianter Massen mit zunehmender nuklearer Dichte wurde festgestellt.

Ein Problem beider Experimente ist der Pionenstrahl mit dem die Reaktionen erzeugt wer-

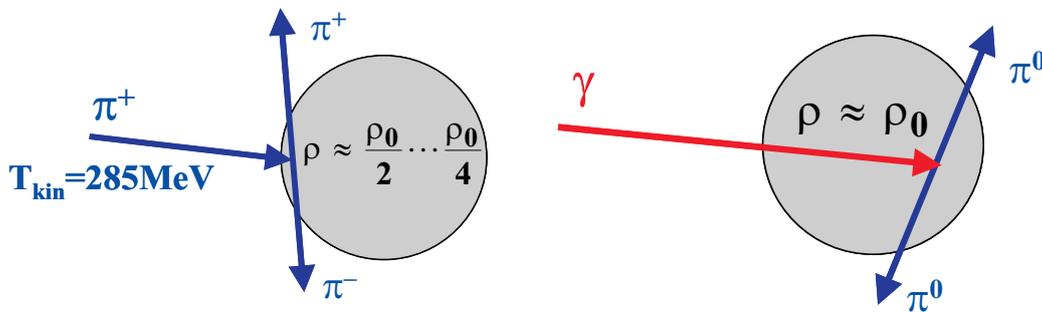


Abbildung 4: Erreichte mittlere nukleare Dichte, links für einen Pionenstrahl, rechts für einen Photonenstrahl

den. Die ankommenden Pionen unterliegen der starken Wechselwirkung und proben im wesentlichen nur den Randbereich niedrigerer Dichte des Kerns. Das gleiche gilt auch für die erzeugten Pionen im Kern, die auf ihrem Weg nach außen attraktive Kräfte erfahren. Durch diese Effekte läßt sich nur die Oberfläche des Kerns untersuchen, was zu einer niedrigeren effektiven nuklearen Dichte führt (siehe Abbildung 4).

Um eine Verschiebung der invarianten Masse durch solche Effekte zu minimieren, wur-

de von der TAPS Kollaboration ein Experiment in Mainz an MAMI durchgeführt. Hier wurden die Pionenpaare durch einen Photonenstrahl produziert. Es wurden die Reaktionen $A(\gamma, \pi^0\pi^0)$ und $A(\gamma, \pi^0\pi^\pm)$ am Proton, an Kohlenstoff, Kalzium und Blei durchgeführt. Die Wahl der Targetkerne entspricht einer Variation der mittleren Kerndichte von 35% (C12) bis 65% (Pb208) der normalen Kernmateriedichte. In diesem Experiment wurde bei Einschubenergien von 400-460 MeV eine Verschiebung der invarianten Masse im $\pi^0\pi^0$ Kanal zur 2π Schwelle hin gefunden, wie es für den Fall der Wiederherstellung der chiralen Symmetrie theoretisch vorhergesagt worden war. Im $\pi^0\pi^\pm$ Kanal wurde keine Verschiebung festgestellt, wie in Abbildung 5 auf der linken Seite zu erkennen ist. Allerdings war die Statistik

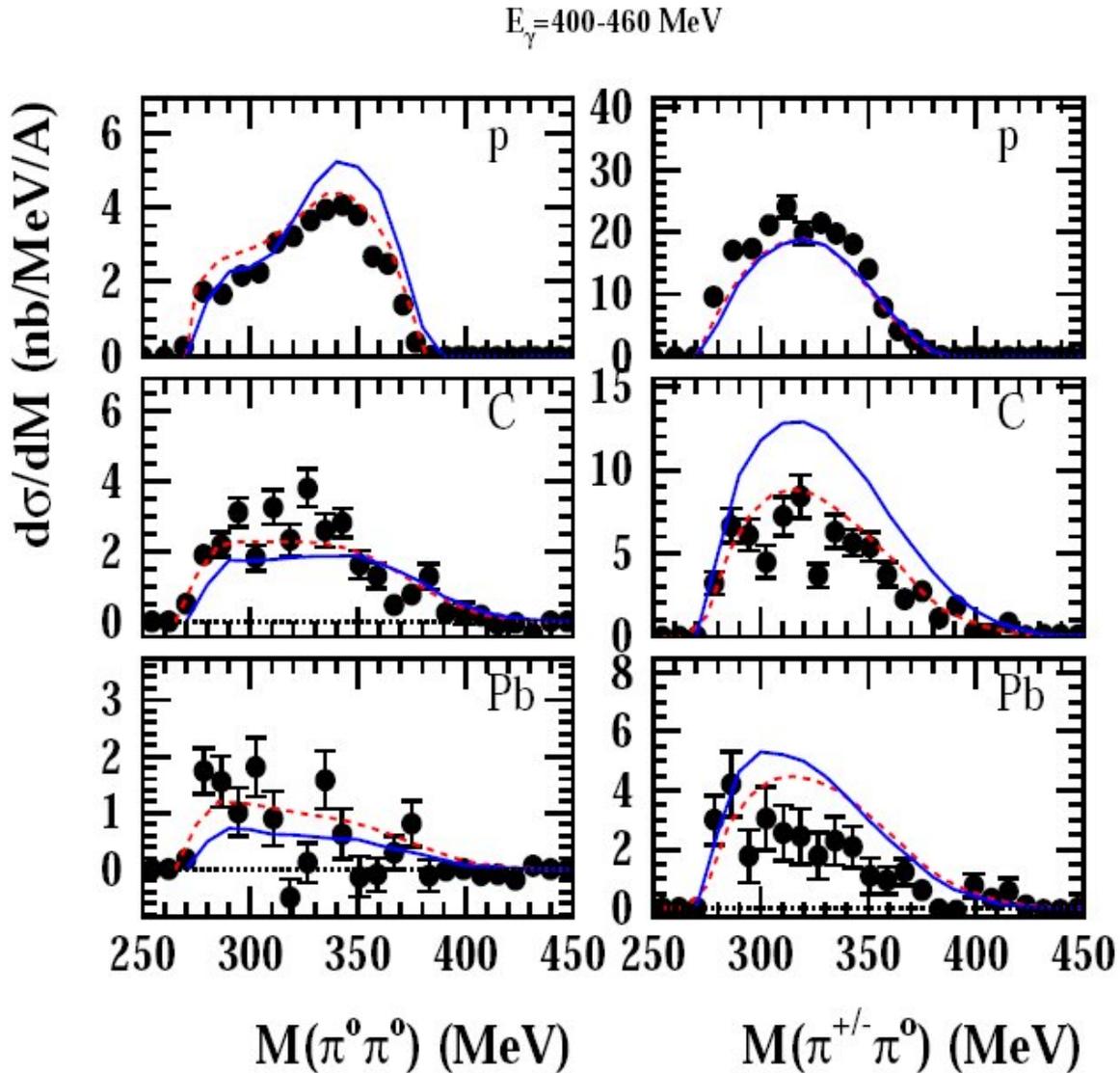


Abbildung 5: Ergebnisse aus dem 1.TAPS-Experiment im Energiebereich 400-460 MeV, mit durchgezogener Kurve von Roca et al. und der Strich-Linie für den Phasenraum [Mes02],

vor allem am Blei sehr niedrig. Daher wurde mit einem verbesserten Versuchsaufbau und

1. Einleitung

höherer Statistik das Experiment im Rahmen dieser Arbeit wiederholt.

1.2. Das BUU Modell

In der Diskussion werde ich meine Daten mit den theoretischen Berechnungen des BUU-Modells vergleichen. Das BUU-Modell ist eine semi-klassische Transporttheorie. Sie wird in der Theoriegruppe von Professor Ulrich Mosel an der Giessener Universität weiterentwickelt. Das Modell, das seinen Namen Boltzmann, Uehling und Uhlenbeck verdankt, basiert auf der klassischen Boltzmann-Gleichung. Diese beschreibt die zeitliche Entwicklung eines Vielteilchensystems unter dem Einfluß eines Potentials und eines Kollisionsterms. Uehling und Uhlenbeck führten in dieser Gleichung noch Pauli-Faktoren für die Beschreibung fermionischer Systeme ein. In dem resultierenden Modell gilt es dann gekoppelte Transportgleichungen zu lösen.

Transportmodelle, die auf die BUU-Gleichung oder ähnliche Gleichungen zurückgehen, wurden sehr erfolgreich zur Bestimmung von Schwerionenkollisionen eingesetzt. Später hat sich gezeigt, daß man mit diesen Transportmodellen auch Pion-Kern- und Photon-Kern-Reaktionen berechnen kann. Hierfür wurde unter anderem die Transportgleichung von Effenberger weiterentwickelt [Eff99].

Die entscheidende Größe, welche bei der Untersuchung von Vielteilchensystemen von Interesse ist, ist die zeitliche Entwicklung der N-Teilchen Phasenraumverteilung

$$f_N(\vec{r}_1, \vec{p}_1, \dots, \vec{r}_N, \vec{p}_N, t). \quad (1)$$

Unter Vernachlässigung sämtlicher dynamischer Teilchenkorrelationen kann diese Phasenraumdichte als Produkt von Einteilchen Phasenraumdichten geschrieben werden:

$$f_N(\vec{r}_1, \vec{p}_1, \dots, \vec{r}_N, \vec{p}_N, t) = \prod_{i=1}^N f_1(\vec{r}_i, \vec{p}_i, t) \quad (2)$$

Mit dem Liouvilleschen Theorem, das eine verschwindende zeitliche Änderung der Phasenraumdichte in der Nähe eines mitbewegten Phasenraumpunktes besagt

$$\frac{df_N}{dt} = 0 \quad (3)$$

und dem Hamiltonoperator

$$H = \sum_i t(i) + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} v(i, j), \quad (4)$$

der die Dynamik des N-Teilchensystems beschreibt, folgt als Bewegungsgleichung für die Einteilchen Phasenraumverteilungsfunktion die Vlasov-Gleichung:

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial H}{\partial \vec{p}} \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} = 0. \quad (5)$$

Hierbei hat die Hamiltonfunktion die Form

$$H(\vec{r}, \vec{p}, t) = \frac{\vec{p}^2}{2m} + U(\vec{r}, t) \quad (6)$$

mit dem mittleren Potential des i -ten Teilchens

$$U(\vec{r}, t) = \int d^3r' d^3p' f(\vec{r}, \vec{p}, t) v(\vec{r}, \vec{p}'). \quad (7)$$

Da die Vlasov-Gleichung nur nicht wechselwirkende Teilchen in einem mittleren Potential beschreiben kann, bei einer Teilchen-Kern-Reaktion aber die Wechselwirkungen der Teilchen untereinander nicht vernachlässigt werden können, muss die Gleichung noch um einen Kollisionsterm erweitert werden:

$$\frac{df}{dt} = I_{coll}[f] \quad (8)$$

Gleichung (8) ist die BUU-Gleichung. Der darin enthaltene Kollisionsterm besteht aus einem Verlust- und einem Gewinnterm, der die betrachteten Phasenraumelemente von Prozessen im nuklearen Medium der Form $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$ beschreibt. Um die Dynamik fermionischer Systeme beschreiben zu können, werden sogenannte Pauli-Faktoren eingeführt. Der Kollisionsterm, in dem über die Impulse \vec{p}_2, \vec{p}_3 und \vec{p}_4 , sowie über die inneren Freiheitsgrade der beteiligten Teilchen summiert wird, hat dann folgende Form:

$$I_{coll} = \frac{df(\vec{r}, \vec{p}_1, t)}{dt} = \int d^3p_2 d^3p_3 d^3p_4 \times \quad (9)$$

$$[W(p_3, p_4, p_1, p_2) f(\vec{r}, \vec{p}_3, t) f(\vec{r}, \vec{p}_4, t) (1 - f(\vec{r}, \vec{p}_1, t)) (1 - f(\vec{r}, \vec{p}_2, t))$$

$$- W(p_1, p_2, p_3, p_4) f(\vec{r}, \vec{p}_1, t) f(\vec{r}, \vec{p}_2, t) (1 - f(\vec{r}, \vec{p}_3, t)) (1 - f(\vec{r}, \vec{p}_4, t))].$$

Um nun photonukleare Prozesse mit diesem Transportmodell beschreiben zu können, müssen für alle beteiligten Teilchenarten eigene BUU-Gleichungen eingeführt werden. Diese Gleichungen sind dann über den Kollisionsterm miteinander verknüpft, was zu einem System von gekoppelten Integro-Differentialgleichungen führt.

1. Einleitung

2. Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel wird der Aufbau des CB/TAPS-Experiments dargestellt. Das Experiment wurde an dem Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg Universität Mainz durchgeführt. Dazu wurde ein Elektronenstrahl des Mainzer Elektronenbeschleunigers MAMI (MAInzer MIkroton) durch einen Radiator in einen Photonenstrahl konvertiert. Die abgelenkten Elektronen konnten in der Glasgower Photonenmarkierungsanlage (Tagger) detektiert werden, wodurch man die Energie der zugehörigen erzeugten Photonen ermitteln kann. Der Photonenstrahl traf auf ein Target, das von einem Detektorsystem umgeben war, bestehend aus einem *Particle Identification Detector* (PID), einer Drahtkammer (MWPC = Multi Wire Proportional Chamber), dem Crystal Ball Detektor sowie dem TAPS Detektor mit zugehöriger Vetowand. Im folgenden werden die einzelnen Komponenten des Detektorsystems näher beschrieben.

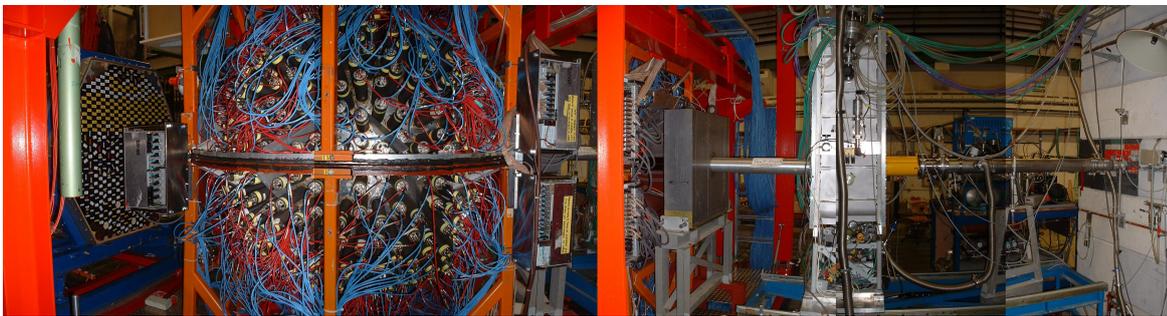


Abbildung 6: Panorama-Ansicht des experimentellen Aufbaus in Mainz

2.1. Der Beschleuniger MAMI

Der Elektronenbeschleuniger MAMI (Abbildung 7) besteht aus einem Vorbeschleuniger (Injektorlinac) und drei nachgeschalteten Race-Track-Mikrotrons (RTM). Auf thermischem Weg produziert eine Elektronenkanone unpolarisierte Elektronen, die dann auf 100 keV beschleunigt werden, bevor sie in den Vorbeschleuniger eintreten. Polarisierete Elektronen können durch Beschuß einer GaAsP-Photokathode erzeugt werden. Nachdem die Elektronen den Vorbeschleuniger durchlaufen haben, besitzen sie eine Energie von 3,5 MeV. In den daran folgenden RTMs werden sie auf die maximale Energie von 855 MeV beschleunigt. In diesen RTMs wird die Energie der Elektronen in einer Beschleunigungsstrecke erhöht. Nach der Beschleunigung werden sie durch Magnetfelder auf eine Kreisbahn abgelenkt. Mit zunehmender Energie werden die Bahnradien dieser Kreisbahn immer größer. Die erreichbare Elektronenenergie ist daher von den Dimensionen der Magnetfelder begrenzt. Bei kleinen Strömen von ca. 10 nA, wie sie für unsere Experimente benutzt wurden, beträgt die Maximalenergie des Elektronenstrahls 885 MeV. Eine vierte Stufe ist mittlerweile installiert worden und hat die Testphase bestanden. Diese beschleunigt die Elektronen in momentan laufenden und zukünftigen Experimenten auf eine maximale Energie von 1,5 GeV.

2. Experimenteller Aufbau

Der kontinuierliche Elektronenstrahl von MAMI (Dauerstrich-Beschleuniger), der zu einem niedrigen Untergrund durch zufällige Koinzidenzen führt, sowie die hohe Luminosität und Stabilität des Strahls sind gute Eigenschaften eines Beschleunigers für die von uns durchgeführten Experimente. Nähere Erläuterungen zur Beschleunigeranlage finden sich in [Ahr94].

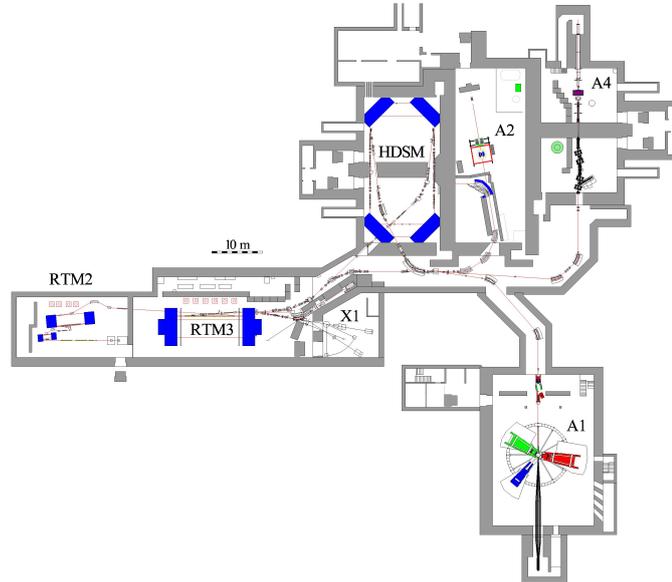


Abbildung 7: Mainzer Elektronenbeschleuniger MAMI

2.2. Die Photonenmarkierungsanlage

Nachdem der Elektronenstrahl auf die gewünschte Energie von MAMI beschleunigt wurde, trifft er auf einen Radiator (z.B. eine $4 \mu\text{m}$ dicke Nickelfolie). Durch den Bremsstrahlungsprozess an den positiven Atomkernen werden dabei reelle Photonen erzeugt:



Die Photonen werden unter kleinen Winkeln nach vorn emittiert. Mit einem Kollimator wird aus dieser Winkelverteilung ein scharf definierter Strahl auf das Target abgebildet. Die Elektronen werden nach dem Radiator durch ein starkes Magnetfeld der Photonenmarkierungsanlage (Tagger, von markieren - engl.: to tag, Abbildung 8) abgelenkt. Die Energie der gestreuten Elektronen wird durch den Auftreffpunkt in der Markierungs-Anlage ermittelt. Dazu sind in der fokalen Ebene 353 Plastikszintillatoren angebracht, die jeweils einen bestimmten Energiebereich abdecken. Durch die geometrische Anordnung der Szintillatoren können 7% bis 95% der Elektroneneinschussenergie markiert werden. Aus der Kenntnis der Energie des einlaufenden Elektrons E_0 und der des gestreuten Elektrons E_e kann dann die Energie des erzeugten Photons bestimmt werden [Ant91]:

$$E_\gamma = E_0 - E_{e^-} \quad (11)$$

Hierbei ist die Rückstoßenergie des Kerns aufgrund seiner großen Masse vernachlässigbar [Kru95]. Da der Strahl nicht gepulst ist, sondern Elektronen kontinuierlich auf den Radiator treffen und somit Photonen entstehen, muß man die gestreuten Elektronen mit den am Target Reaktionen auslösenden Photonen zeitlich korrelieren können. Dies geschieht über eine Zeitkoinzidenz, bei der die Auftreffzeit des Elektrons in der Photonenmarkierungsanlage mit der Zeit, zu der die Reaktion im Target stattgefunden hat, korreliert wird.

Zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten ist die genaue Kenntnis des einfallenden Photonflusses notwendig. Die Zählrate eines Taggerkanals ist ein Maß für die Photonrate im zugehörigen Energiebereich. Das Verhältnis aus den am Experiment einlaufenden Photonen zu den auf den Tagger treffenden Elektronen nennt sich Markierungseffizienz (engl. Tagging-Efficiency). Diese Effizienz wurde regelmäßig mit einem Bleiglas-Cerenkov-Detektor gemessen und von Alexander Nikolaev ausgewertet.

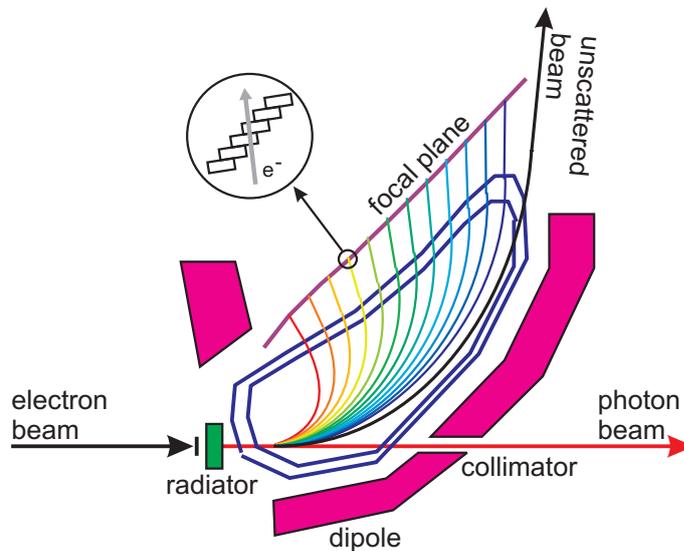


Abbildung 8: Glasgower Photonenmarkierungsanlage

2.3. Die Targets

Der erzeugte Photonenstrahl trifft nach der Erzeugung im Radiator auf das Target. Während der Strahlzeiten wurden unterschiedliche Targetmaterialien verwendet. Für die in dieser Arbeit bearbeiteten Reaktionen wurden Festkörpertargets untersucht. In Tabelle 1 sind die Eigenschaften der verwendeten Materialien mit ihren Abmessungen aufgelistet. Die dort aufgelisteten Strahlungslängen wurden folgendermaßen berechnet [PDG04]:

$$X_0 = \frac{716.4 \frac{g}{cm^2} * A}{Z(Z + 1) * \ln \frac{287}{\sqrt{Z}}} \quad (12)$$

2. Experimenteller Aufbau

Target	^{12}C	^{40}Ca	^{208}Pb
Länge [cm]	1,5	1	0,05
Durchmesser [cm]	3,0	3,0	3,0
Dichte [g/cm^3]	1,67	1,54	11,34
Flächendichte [g/cm^2]	3,3975	1,55	0,5675
Strahlungslänge [cm]	25,3	10,9	0,56
Strahlungslänge [%]	16,87	10,9	11,2

Tabelle 1: Target Eigenschaften

2.4. Der Particle Identification Detector

Unmittelbar um das Target herum befindet sich der *Particle Identification Detector* (PID, Abbildung 9). Dieser Detektor besteht aus 24 Plastikszintillatoren, die eine Dicke von 2 mm haben und wurde maßgeblich von Evangeline Downie an der Universität Glasgow entwickelt und gebaut [Dow03]. Die Szintillatoren verlaufen parallel zur Strahlachse und decken jeweils einen Winkel von $\phi = 15^\circ$ ab. Zur besseren Lichtisolation sind die einzelnen Fasern mit einer aluminiumbeschichteten Mylar-Folie ummantelt. Die Auslese geschieht über Photomultiplier die aus Platzgründen in Vorwärtsrichtung angebracht sind und dadurch den Öffnungswinkel in Vorwärtsrichtung von 12° auf $9,81^\circ$ reduzieren. Da der PID nur auf geladene Teilchen reagiert, können über das Verhältnis der Energiedeposition in den Szintillatoren und in den Kristallen des Crystal Ball Protonen, Pionen und Elektronen voneinander unterschieden werden.

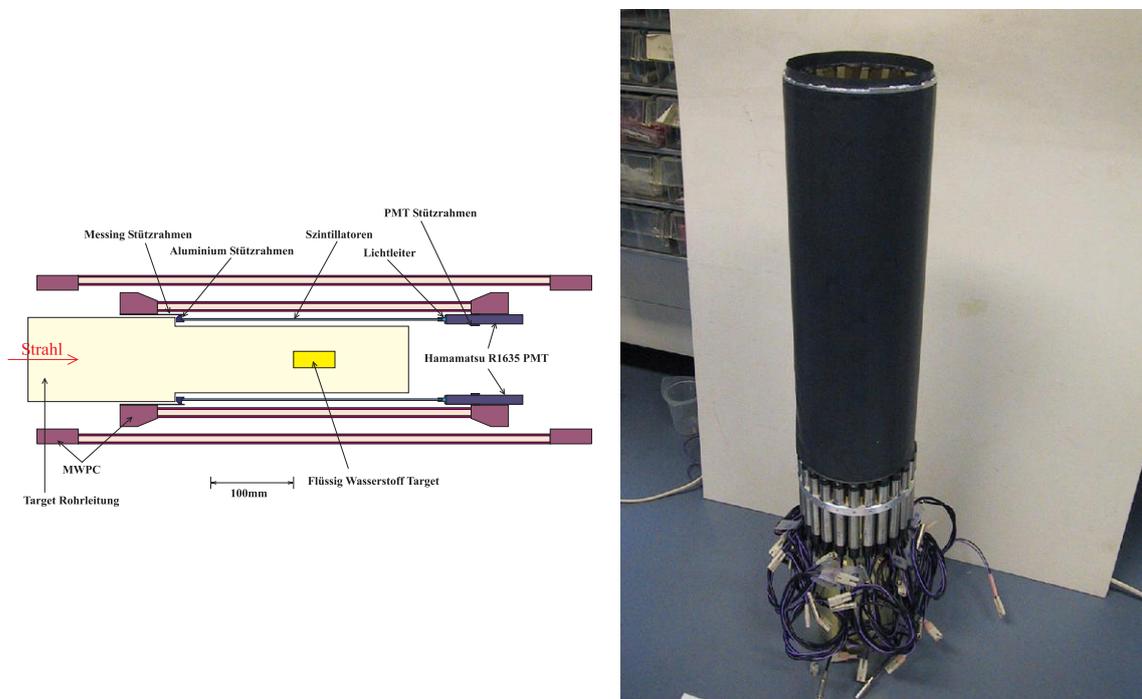


Abbildung 9: Particle Identification Detector

2.5. Die Drahtkammer

Zwischen dem PID und dem Crystal Ball befinden sich die zwei Drahtkammern (MWPC = Multi Wire Proportional Chamber, Abbildung 10). Sie dienen der besseren Rekonstruktion der Teilchenspuren. Jede Drahtkammer hat eine zylindrische Form und deckt einen Polarwinkel von 21° bis 159° ab. Die inneren und äußeren Schichten bestehen aus Rohacell. In dem mit einem Zählgas gefüllten Hohlraum befindet sich zwischen den Aussenwänden eine dreilagige Drahtschicht. Zwischen den Wänden und den Drähten wird eine hohe Spannung angelegt, wodurch hindurchfliegende geladene Teilchen eine Elektronenlawine auslösen. Die einzelnen Drahtschichten sind dabei gegeneinander gedreht, wodurch der exakte Auftreffpunkt eines Teilchens rekonstruiert werden kann. In unserem Experiment wurden 2 Drahtkammern des ehemaligen DAPHNE-Detektors verwendet. Für den dritten Punkt des rekonstruierten Teilchenvertex wurde der Auftreffpunkt im Crystal Ball verwendet. Details zur Spurrekonstruktion werden in [Sch06] erläutert.

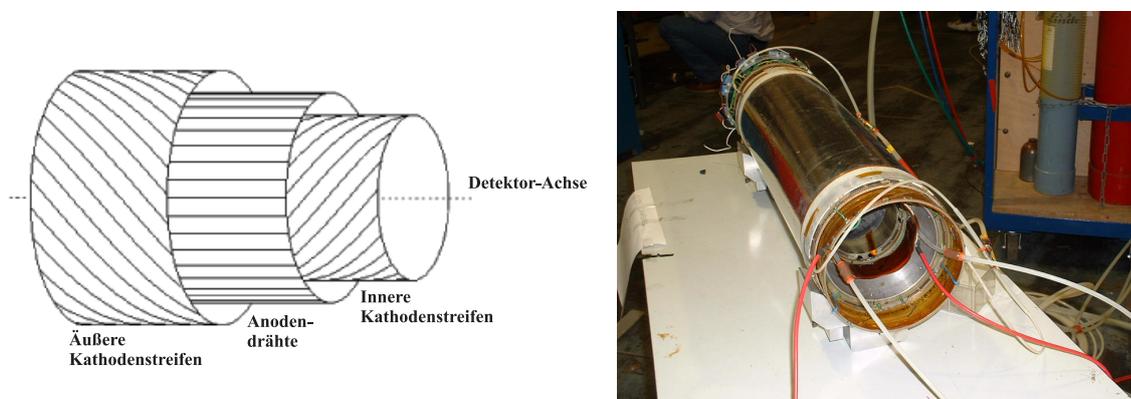


Abbildung 10: Drahtkammer

2.6. Der Crystal Ball Detektor

Im November 2002 wurde der Crystal Ball Detektor (Abbildung 11) nach Mainz transportiert, nachdem er vorher schon am SLAC (Stanford Linear Accelerator), am DESY (Deutsches Elektronen Synchrotron) und am BNL (Brookhaven National Laboratory) betrieben worden war. Mit ihm sollen Experimente zur Struktur des Nukleons und der Photoproduktion von Mesonen in Mainz durchgeführt werden.

Der Detektor besteht aus 672 NaI(Tl)-Kristallen die auf 2 Hemisphären in Form eines Ikoeders angeordnet sind. Die Kristalle decken damit 93% von einem 4π Raumwinkel ab. Die einzelnen Hemisphären sind evakuiert und hermetisch versiegelt, um eine Hydratation des hygroskopischen NaI zu vermeiden. Die beiden Hemisphären können auseinander gezogen werden, um besser an den Innendetektoren und dem Target arbeiten zu können. Für Strahlein- und Strahlausgang ist der Detektor nach vorne und hinten kegelförmig geöffnet mit einem vollen Öffnungswinkel von 40° .

2. Experimenteller Aufbau

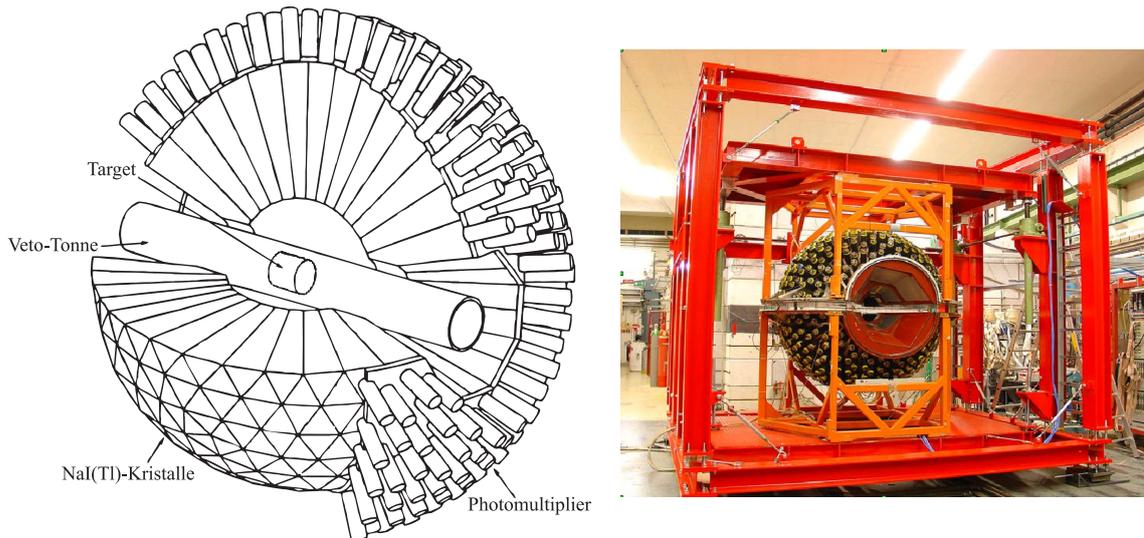


Abbildung 11: Crystal Ball Detektor

Die NaI-Kristalle des Crystal Ball sind mit Thallium (Tl) dotiert. Dadurch ergibt sich eine bessere Lichtausbeute und höhere Energieauflösung. Ab einer Minimalenergie von 400 keV verhält sich das Szintillatorlicht linear zur deponierten Energie. Eine schnelle Antwort- und Abklingzeit ermöglicht eine hohe Zählrate. Jeder Kristall ist zur optischen Isolierung mit reflektierendem Papier und einer Aluminiumfolie umwickelt. Das Szintillationslicht der Kristalle wird über an den Glasfenstern der Aussenwand angebrachte Photomultiplier ausgelesen. In Tabelle 2 sind einige wichtige Daten des Detektors noch einmal zusammengefasst [Kram07].

Raumwinkelakzeptanz	$0^\circ \leq \varphi \leq 360^\circ$	$20^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$
Winkelauflösung	$\sigma(\varphi) = 2^\circ \text{ bis } 3^\circ / \sin\theta$	$\sigma(\theta) = 2^\circ \text{ bis } 3^\circ$
Länge der Kristalle	40,6 cm, entspr. 15,7 Strahlungslängen	
invariante Massenauflösung	FWHM $m_{\gamma\gamma} < 17 \text{ MeV}$ in $p\gamma \rightarrow p\pi^0$	
Zeitauflösung	$\approx 2,5 \text{ ns}$ FWHM in $p\pi^0$ gegen den Tagger	
Innenradien	Tunnel 10,3cm	Kavität ≈ 10 Zoll
Energieauflösung	$\frac{\sigma}{E} \approx 2\% \cdot \sqrt[4]{\frac{E_\gamma}{\text{GeV}}}$	

Tabelle 2: Crystal Ball Eigenschaften

2.7. Der TAPS Detektor

Das Two-Arm-Photon-Spektrometer TAPS (Abbildung 12) wurde 1987 von der europäischen TAPS-Kollaboration geplant und mittlerweile in vielen verschiedenen Konfiguration aufgebaut und in einer Vielzahl von Experimenten eingesetzt. Dieser Detektor besteht aus Barium-Fluorid-Kristallen. Vor diesen Kristallen sind Plastikszintillatoren (Veto-

Detektoren) angebracht. Die Kristalle und Szintillatoren werden über Photomultiplier durch die von Peter Drexler neu entwickelten VME-Module ausgelesen. Diese Module wurden in unserem Experiment zum ersten Mal benutzt. Daher mußte die Initialisierung und Konfiguration (Slowcontrol) dieser VME-Boards neu entwickelt und programmiert werden[Lug07]. Die Datenauslese dieser Boards wurde auch neu entwickelt und ist Teil dieser Doktorarbeit. In früheren Experimenten wurden die Kristalle in beweglichen rechtwinkligen Blöcken aufgebaut. Dadurch konnten nur selektierte Raumwinkelbereiche abgedeckt werden. Da in diesem Experiment zusätzlich zum TAPS-Detektor der Crystal-Ball-Detektor zur Verfügung stand, wurde TAPS diesmal als eine einzige zusammenhängende Vorwandswand aufgebaut. Man erhält dadurch zusammen mit dem Crystal Ball eine fast komplette 4π Raumwinkelabdeckung. In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen TAPS-Detektorkomponenten näher beschrieben.

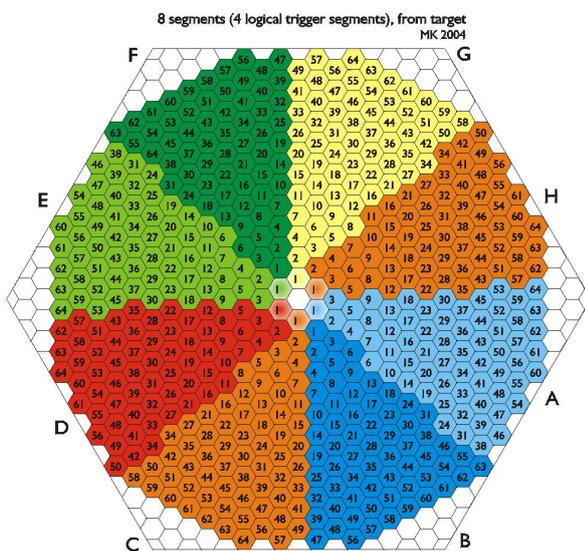


Abbildung 12: TAPS Detektor

2.7.1. Die Barium-Fluorid-Kristalle

Zur Messung der bei Reaktionen entstandenen Teilchen werden Barium-Fluorid-Kristalle eingesetzt. Ab einer kritischen Energie von 12,7 MeV ist die Paarproduktion der auf die Kristalle treffenden Photonen dominierend. Die dabei erzeugten e^+ und e^- Teilchen lösen eine Kaskade aus Sekundärteilchen, einen sogenannten Schauer aus. Wenn die Energie der Sekundärteilchen niedrig genug ist, kann das BaF_2 zur Szintillation angeregt werden. Die angeregten Zustände relaxieren wieder in den Grundzustand und senden dabei das charakteristische Szintillationslicht aus. Durch an den Kristallen angebrachte Photokathoden wird

2. Experimenteller Aufbau

das emittierte Licht als analoges Signal an die angeschlossene Hardware mit einer sehr guten Zeitauflösung zur Auswertung weitergeleitet. Hierbei ist die ausgesendete Lichtmenge proportional zur Energie des deponierten Primärteilchens. Eine weitere Eigenschaft des Barium-Fluorid Materials ist neben der guten Zeitauflösung die Möglichkeit, eine Pulsformanalyse durchzuführen. Das oben beschriebene Szintillationslicht besteht aus 2 Komponenten mit unterschiedlichen Abklingzeiten. Diese Abklingzeiten hängen von der Teilchenart ab. Durch Integration der beiden Komponenten kann man aus dem Verhältnis auf die Identität der Teilchen schließen [Nov91].

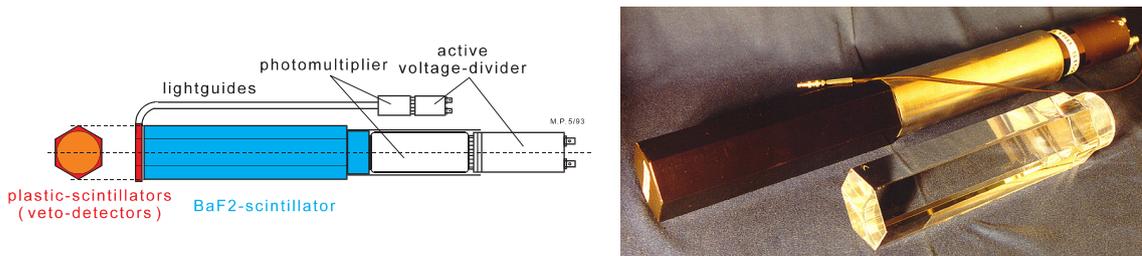


Abbildung 13: Barium-Fluorid-Modul

Wie in Abbildung 13 zu erkennen ist, haben die Kristalle eine hexagonale Struktur. Sie sind 25cm lang und haben einen Durchmesser von 5,9cm. Diese Abmessungen stellen einen bestmöglichen Kompromiss dar, um eine gute Ortsauflösung mit einer guten Energiemessung zu erreichen. In Tabelle 3 sind die wichtigsten Eigenschaften des Detektormaterials aufgelistet.

Dichte	4,89 g/cm ³
Strahlungslänge	2,05 cm
Molière Radius	3,4cm
Kritische Energie	12,7 MeV
Schnelle Komponente Wellenlänge	195 nm, 220 nm
Lebensdauer	0,6 ns
Langsame Komponente Wellenlänge	320 nm
Lebensdauer	620 ns

Tabelle 3: Barium-Fluorid-Eigenschaften

2.7.2. Die Veto Wand

Die Vetowand besteht aus kleinen sechseckigen Plastiksintillatoren (Abbildung 14). Jeder Plastiksintillator deckt einen Barium-Fluorid-Kristall ab. Sie sind in ein abgedichtetes Gehäuse eingebaut, um Streulicht besser zu unterdrücken. Die Plastiksintillatoren dienen zur Identifikation geladener Teilchen. Ihre Strahlungslänge ist im Vergleich zu ihrer Dicke sehr hoch, wodurch sie fast nur eine Energieabgabe ΔE von geladenen Teilchen registrieren.

Sie sind über Lichtleiter an Photomultiplier angeschlossen [Jan00]. In unserem Experiment wurden sie über Koinzidenzregister-Module in Camac-Crates von dem Hauptakquisitionssystem ausgelesen. Daher ist nur eine positive oder negative Aussage über Ladung der detektierten Teilchen möglich. Im momentan laufenden Experiment werden auch diese Detektoren von der neu entwickelten Elektronik ausgelesen.

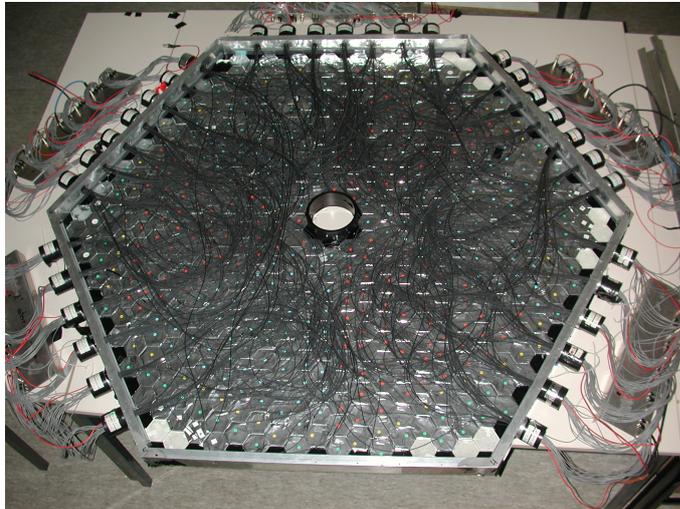


Abbildung 14: Offene Veto-Wand mit Plastiksintillatoren

2.7.3. Die neue Elektronik

Die neue TAPS-Elektronik wurde mit Rücksicht auf die speziellen Bedürfnisse der BaF_2 -Szintillatoren entworfen. Sie basiert auf einem 6U-VME Auslese-Modul (CAEN-V874), dem sogenannten Motherboard, und einem "Huckepack"-Modul, das sogenannte Piggyback (Abbildung 15), welches auf das Motherboard gesteckt wird. Alle elektronischen Schaltkreise die zur Auslese der BaF_2 -Szintillatoren dienen, sind auf dem Piggyback untergebracht. Diese bestehen aus CFDs (Constant Fraction Discriminator), LEDs (Leading Edge Discriminator), QACs (Charge to Analog Converter) und aus ADCs (Analog to Digital Converter). Auf die Daten des Motherboard kann über die VME-Backplane zugegriffen werden.

In der Abbildung 16 ist der Aufbau der neuen Elektronik zur Auslese der TAPS-Vorwärtswand dargestellt [Dre04]. Die Vorwärtswand ist in 8 Blöcke mit jeweils 64 BaF_2 -Kristallen aufgeteilt. Um diese Blöcke auszulesen gibt es für jeden Block ein VME-Crate in dem ein VME-CPU-Board, 16 Boards der neuen Elektronik (NTEC) und ein SIS 3680 VME-Board enthalten ist. Das VME-CPU-Board liest die Daten nach einem positiven Trigger aus den NTEC-Modulen aus, schnürt sie zu einem Datenpaket des jeweiligen Blockes und sendet dieses über einen Switch an den Hauptrechner (taps02). Hierbei sind die CPU-Boards mit 100Mbit an den Switch angeschlossen. Der Switch ist per Glasfaser mit 1Gbit an den Hauptrechner angeschlossen. Die SIS-Boards dienen zur Triggerverteilung und zur Synchronisation der jeweiligen Ereignisse. Dazu ist ein Crate als Master definiert und liefert über ein

2. Experimenteller Aufbau



Abbildung 15: Das neu entwickelte NTec-Board

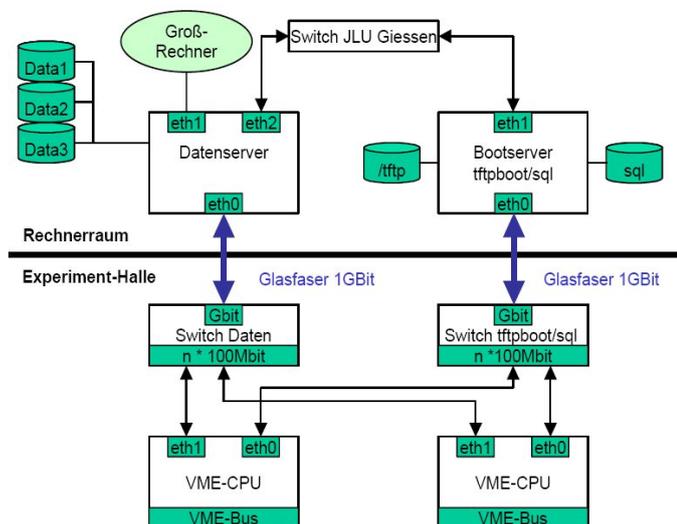


Abbildung 16: Elektronik-Setup des TAPS Detektors in Mainz

Energieauflösung $\delta E/E$	besser als $1,12\% + 2,54\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$
Nichtlinearität Energie	$\leq 1,1\%$
Zeitauflösung δt	≤ 40 ps
Nichtlinearität Zeit	$\leq 0,013\%$
Zeitlicher Crosstalk	≤ 100 ps
Ausleserate Einzelmoduls	75 kHz
Ratenstabilität	bis 75 kHz getestet
Fastclear	2 μs (+ 750 ns durch Warten auf Common Stop)

Tabelle 4: Zusammenstellung des Leistungsverhaltens der neuen Elektronik

ECL-Kabel eine Datennummer (Buffernummer) an die angeschlossenen Clients aus. Über die zweite Netzwerkschnittstelle sind die CPU-Boards an einen weiteren Rechner angeschlossen (*taps01*). Auf diesem Rechner läuft eine SQL-Datenbank in dem die Einstellungswerte der jeweiligen NTEC-Module gespeichert sind. Die Einstellung der Werte wird somit in einem getrennten Netzwerkbereich gegenüber der Auslese der Daten durchgeführt.

2.7.4. Slowcontrol

Die Slowcontrol dient der Initialisierung der Hardware und dem Setzen von Einzelwerten von Teilen der Hardware. Ausserdem wird mit ihr die Hochspannung für die BaF₂-Kristalle und die Veto-Szinillatoren eingestellt. Die gesamten Einstellungen der verschiedenen Systeme werden in einer MySQL-Datenbank gespeichert. Diese befindet sich auf einem PC der über einen Switch mit den VME-Crates verbunden ist. Auf dem PC läuft ein Programm (TapsServer) das die Einstellungen aus der Datenbank extrahieren und an die Programme, die auf den CPUs in den VME-Crates laufen, weitergeben kann. Zur grafischen Eingabe kann man das *tatui* Programm benutzen. In diesem können die Spannungen sowie die Schwellen für CFD, LED1 und LED2 der einzelnen BaF₂-Kristalle eingestellt werden. Man kann die Werte nur Testweise setzen ohne sie in der Datenbank zu speichern. Wird das Speichern in der Datenbank ausgewählt, wird ab diesem Zeitpunkt das Board/der Kristall mit diesen gespeicherten Werten initialisiert. Das Einstellen der Werte kann auch Blockweise geschehen. Näheres zur Slowcontrol kann in [Lug07] nachgelesen werden.

2.7.5. Datenakquisition

Sobald eine Reaktion stattgefunden hat, die vorher festgelegte Bedingungen erfüllt (Triggerbedingung), sollen die Daten die in den NTEC-Boards aufgenommen wurden, ausgelesen werden. Um die Auslese zu starten wird ein sogenanntes Triggersignal an die einzelnen CPUs in den VME-Crates verteilt. Diese CPUs starten daraufhin die Auslese der NTEC-Boards über die Rückwand der VME-Crates. Alle angefallenen Daten für das jeweilige Ereignis werden in einem Datenpaket gesammelt. Dieses Datenpaket wird dann von den

2. Experimenteller Aufbau

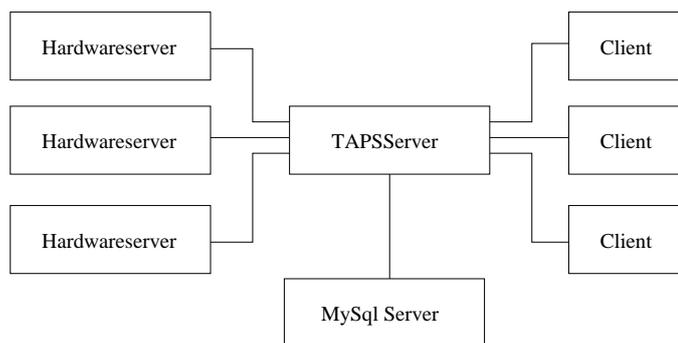


Abbildung 17: Konzept der Slowcontrol

VME-CPU's an den Hauptrechner gesendet (*taps02*). Auf diesem Rechner läuft ein Prozess, der die einzelnen Datenpakete der VME-Crates einsammelt und daraus ein Taps-Datenpaket erzeugt. In diesem Paket sind die gesamten angefallenen Daten der bei der Reaktion entstandenen Teilchenspuren im Taps-Detektor enthalten. Diese Daten können dann in einer Datei auf dem Rechner gespeichert oder an ein angeschlossenes Detektorsystem weitergeleitet werden.

Um dem sammelnden Prozess das richtige Zusammenfügen der Datenpakete zu einem Taps-Datenpaket zu ermöglichen, wird diesen eine Nummer mitgegeben, die das jeweilige Ereignis kennzeichnen. Damit diese Synchronisation funktioniert, gibt es eine Master/Haupt-CPU in den VME-Crates. Diese sendet an die angeschlossenen Client/Neben-CPU's die aktuell gültige Nummer. Ausserdem sperrt sie weitere Triggersignale und wartet bis alle Client/Neben-CPU's mit der Auslese und dem Versenden der Datenpakete fertig sind. Erst dann wird ein neues Triggersignal wieder durchgelassen und kann alle VME-CPU's erreichen.

In der hier diskutierten Experimentierphase musste folgendes beachtet werden: Bei einer gekoppelten Auslese, d.h. bei einer Auslese mit dem Acqu-System, wurde von diesem die Erzeugung von Tapstriggern geblockt, so lange das gesamte System beschäftigt war. Bei einer standalone-Auslese ohne Acqu musste dieses Kabel entfernt werden, da dann nur von Taps die Trigger erzeugt werden.

Aufbau der Datenaufnahmesoftware

Die Datenaufnahmesoftware gliedert sich in 3 Teile:

- 8 Eventbuilder
- 1 Eventsaver
- 1 Steuerprogramm

Sie basiert auf der von Christoph Schmidt an der Universität Bonn entwickelten Datenaufnahmesoftware [Sch99].

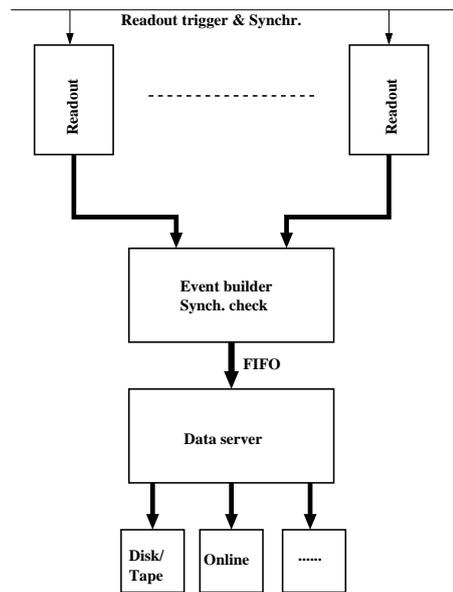


Abbildung 18: Konzept der Datenauslese

Eventbuilder: Auf den CPUs in den VME-Crates läuft jeweils ein Ausleseprozess. Dieser wartet auf ein Triggersignal am Eingang des Synchronisationsmoduls. Sobald ein Signal eingetroffen ist, werden alle 16 BaF₂ Boards ausgelesen. Dabei wird pro Board mindestens 4 * ein Long Integer ausgelesen, da sich die Daten der Boards aus einem Anfangs-, mindestens 2 Daten- und einem Endwert zusammensetzen. Wenn also keine Daten vorhanden sind, dann gibt es nur einen Start- und Endwert, sowie 2 leere CFD/LED-Bitpattern-Werte, in denen binär die überschrittenen Schwellen der einzelnen Kanäle registriert werden. Nachdem die Daten ausgelesen wurden, werden eventuelle bereits neu angefallene Daten gelöscht, damit bei dem nächsten Durchlauf wieder das zum Triggersignal passende Datenpaket als erstes im Datenpuffer steht. Die ausgelesenen Daten werden dann über eine Glasfaserverbindung zum Eventsaver geschickt. Danach meldet der Eventbuilder-Prozess dem Master- oder Koordinierungsprozess, dass er fertig ist, indem er 2 Bits entsprechend seiner Blocknummer auf dem Synchronisationsmodul setzt. Einer der 8 Eventbuilder ist der oben beschriebene Master, der nach einem Triggersignal ein Bit setzt, um weitere Triggersignale zu verhindern. Er wartet nach seiner eigenen Auslese auf die Signale der restlichen Eventbuilder. Haben alle Eventbuilder ihre Datenauslese beendet und dies auf dem Synchronisationsmodul durch Setzen der Bits bestätigt, löscht der Master das Trigger-Bit, wodurch wieder neue Triggersignale an die BaF₂-Boards durchgelassen werden. Über das Synchronisationsmodul sendet der Master eine Ereignis- oder auch Buffernummer, die die anderen Eventbuilder in ihre Datenpakete aufnehmen. Anhand dieser Nummer kann festgestellt werden, welche Datenpakete zu dem jeweiligen Event gehören. Wird TAPS zusammen mit Acqu betrieben,

2. Experimenteller Aufbau

sendet der Master diese Buffernummer ausserdem an ein gleiches Synchronisationsmodul innerhalb des Acqu-Systems. Ausserdem wird das Trigger verhindernde Bit an das Acqu-System geschickt, um ein globales Unterbrechen der Datenaufnahme zu ermöglichen.

Eventsaver: Der Eventsaver sammelt die Datenpakete der Eventbuilder und fügt sie zu einem einzigen Datenpaket zusammen. Dieser Prozess läuft auf einem separaten Rechner, der *taps02*. Anhand der Buffernummer kann er entscheiden, welche Pakete zusammengehören. Es besteht dann die Möglichkeit diese Datenpakete auf der Festplatte in einer Datei zu speichern oder sie an ein angeschlossenes System zu senden. In Mainz wird TAPS alleine im sogenannten standalone Modus betrieben, wenn kosmische Teilchen zur Energiekalibrierung gemessen werden sollen. Während des Experiments wird die Datenaufnahme im gekoppelten Modus betrieben. Dann sendet der Eventsaver die Datenpakete an das Acqu-System. Das Acqu-System ist über ein zusätzliches SIS-VME-Modul an die TAPS-Datenakquisition angeschlossen und erhält so auch die Buffernummer. Mit dieser kann Acqu die Datenpakete von sich selbst und TAPS zusammenfügen.

Steuerprogramm: Mit dem *donald* Programm werden die Eventbuilder und der Eventsaver gesteuert. Es startet die einzelnen Prozesse auf den jeweiligen Rechnern, initialisiert sie und startet oder stoppt die Datenaufnahme. Wenn im gekoppelten Modus gemessen wird, muss zuerst die Datenaufnahme von TAPS gestartet werden, danach das Acqu-System. Nach dem Start der TAPS-Datenaufnahme wartet ein Thread auf eine Verbindungsaufnahme von Acqu. Nachdem Acqu gestartet wurde und dadurch die Verbindung zwischen den beiden Systemen steht, werden über diese auch die TAPS-Daten gesendet. Daraufhin wird der TAPS-Ausleseprozess gestartet, der dann auf das erste Triggersignal wartet.

2.8. Die Experimenteinstellungen

In Tabelle 5 ist eine Auflistung der gemessenen Festkörpertargets und der dabei herrschenden Einstellungen dargestellt. Der Trigger für diesen Zeitraum setzte sich aus einer Energiesumme des Crystal Ball und einem Multiplizitätstrigger zusammen. Die Energiesumme liefert ein Integral der deponierten Energie im Ball. Der Schwellenwert wurde für unsere Experimente auf 40 MeV eingestellt. Der Multiplizitätstrigger basiert auf der Einteilung der Ball- und der TAPS-Oberfläche in einzelne Segmente. Der Crystal Ball liefert dadurch bis zu 45 Triggersignale und TAPS durch eine "kuchenförmige" Einteilung bis zu 4 Triggersignale. Die von uns zu messenden Reaktionen



haben 4 bzw. 5 Teilchen im Endzustand. Um eventuelle systematische Effekte des Triggers auf die Akzeptanz zu minimieren, wurde die Multiplizitätsbedingung auf ≥ 3 eingestellt. Um eine schnelle Onlineanalyse und spätere Kalibration der analysierten Daten durchführen zu können, wurde ein um den Faktor 50 herunterskalierter zweiter Trigger mit einer

Multiplizität ≥ 2 zusätzlich eingestellt. Dies erlaubt die bessere Detektion von Einzel- π^0 Zerfällen.

2. Experimenteller Aufbau

	${}^7\text{Li}$	${}^{nat}\text{C}$	${}^{40}\text{Ca}$	${}^{208}\text{Pb}(I)$	${}^{208}\text{Pb}(II)$
Datum	17.03.- 28.03.05	30.03.- 01.04.05	28.03.- 30.03.05	28.03.- 30.03.05	01.04.- 04.04.05
Zeit [h]	243	32	58	313	58
Dateien [GB]	680	99	160	264	169
Datei-Nr	6077-6501	6604-6669	6504-6602	5789-6064	6671-6775
Trigger	$M > 2$	$M \geq 2$	$M \geq 2$	$M \geq 2(1/50) \wedge M \geq 2$	$M \geq 2$
Radiator	10 μm Eisen	10 μm Eisen	10 μm Eisen	10 μm Eisen	10 μm Eisen
Strahlstrom [nA]	6	3,5	5	12	7,5
E_e [MeV]	883,24	883,24	883,24	645,27	883,24
Ausleserate [Hz]	1400	1200	1100	280	950
Tagger Elemente	1-320	1-320	1-320	1-284	1-320
Tagger OR 16 / 10 [kHz]	376	241	310	564	432
Kollimator [mm]	4	4	4	3	4
Elemente im Trigger (TAPS 1 off bedeutet innerer Ring nicht im Trigger)	CB, PID MWPC TAGGER TAPS 2 off	CB, PID MWPC TAGGER TAPS	CB, PID MWPC TAGGER TAPS 1 off	CB, PID MWPC TAGGER TAPS 2 off	CB, PID MWPC TAGGER TAPS 1 off
CFD-Rate im inneren TAPS-Ring	max. 100 kHz	max. 100 kHz	max. 100 kHz	max. 100 kHz	max. 100 kHz

Tabelle 5: Experimenteinstellungen

3. Auswertung

In diesem Kapitel wird gezeigt, wie Teilchen aus den gemessenen Daten rekonstruiert werden können. Dazu muss man die Informationen analysieren, die die im vorherigen Kapitel beschriebenen Detektorkomponenten liefern. Da es aber in diesem Experiment mehrere verschiedene Detektoren und deren Komponenten gibt, muss man diese erst eichen. Es müssen verschiedene Eichungen durchgeführt werden, wie z.B. die Energie- oder auch die Zeiteichung. Aus den geeichten Daten kann dann auf die detektierten Reaktionsprodukte geschlossen werden. Hierzu muss bekannt sein, welche Muster die realen Teilchen in einem Detektor erzeugen. So bewegt sich z.B. ein Photon mit Lichtgeschwindigkeit, ein Proton dank seiner Ruhemasse aber mit einer geringeren Geschwindigkeit. Mit dem Wissen des Auftreffzeitpunktes kann man dadurch die beiden Teilchen in den Daten unterscheiden. Aus den dann erhaltenen Reaktionsprodukten kann im letzten Schritt auf die stattgefundene Reaktion geschlossen werden. Diese speziellen Ereignisse können von anderen stattgefundenen Reaktionen separiert und somit schneller nach verschiedenen Eigenschaften durchgesehen werden.

3.1. Kalibration

Vor und eventuell auch nach dem Experiment wird jeder Detektor individuell kalibriert. Man benötigt dazu eine Referenz, wie z.B. die deponierte Energie von kosmischer Höhenstrahlung in dem Detektor oder die Strahlung einer radioaktiven Quelle.

Für die Zeiteichung kann man einen geeigneten zeitlichen Referenzwert wie z.B. einen Testpuls nehmen. In diesem Kapitel werden die Eichungen einzelner Detektoren beschrieben.

3.1.1. Energieeichung

Crystal Ball: In einem ersten Schritt werden für eine grobe Eichung die Verstärkungen der Photomultiplier untereinander angeglichen. Für diese grobe Energieeichung der NaI-Kristalle im Crystal Ball wurde eine Americium-Beryllium-Quelle benutzt (siehe Abbildung 19, [Unv04]). In einem zweiten Schritt wird die Energie der beiden Zerfallsphotonen iterativ so verändert, daß deren Masse der Ruhemasse des π^0 Mesons von 135 MeV entsprechen (bei der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0 \rightarrow p\gamma_1\gamma_2$). Hierzu müssen die beiden Photonen im Crystal Ball detektiert worden sein [Bru07].

TAPS: Die Energieeichung von TAPS wird mit kosmischen Myonen durchgeführt. Man erhält dadurch einen charakteristischen Peak bei der im Detektor-Kristall deponierten Energie von etwa 38 MeV. Zusätzlich ergibt sich mit dem ersten positiven Wert auf der ADC-Skala das sogenannte Pedestal. Es wird mit einem Testpuls erzeugt und entspricht einer Energie von 0 MeV. Nach einer Messung der kosmischen Höhenstrahlung kann man aus

3. Auswertung

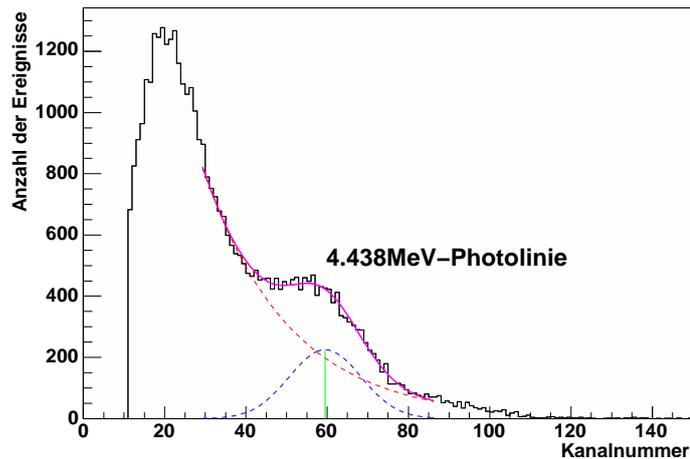


Abbildung 19: Typisches ADC-Spektrum bei Verwendung einer $^{241}\text{Am}/^9\text{Be}$ -Quelle zur Energieeichung des Crystal Ball Detektor [Unv04]

der Position des Peaks und des Pedestals die Energieeichung bestimmen. Für unser Experiment wurde der dynamische Bereich so gewählt, daß pro Kristall eine Maximalenergie von 600 MeV gemessen werden kann. Dadurch hatte der Myonenpeak bei insgesamt 4000 ADC Kanälen sein Maximum bei Kanal 240. Da die von der Elektronik messbaren Spannungswerte fest vorgegeben sind, kann eine Veränderung des Messbereichs nur durch die Veränderung der an den Photomultipliern angelegten Hochspannung erfolgen. Die Bestimmung der für den oben angegebenen Bereich notwendigen angelegten Hochspannung hat für den TAPS Detektor Benedict Boillat durchgeführt. Mit dem Wissen, welche ADC-Kanäle welcher Energie entsprechen, können so die im Experiment angefallenen Rohdaten in physikalische Einheiten für die Analyse umgewandelt werden.

3.1.2. Zeiteichung

Das von der Elektronik gelieferte Zeitsignal kann mit einem geeigneten Referenzsignal in eine Flugzeit des detektierten Teilchens umgewandelt werden. Dazu muss man den Zeitpunkt der Reaktion wissen. Dieser kann über eine Taggerkoinzidenz ermittelt werden. Dabei kann aus der Einschlagzeit des gestreuten Elektrons im Tagger auf den Reaktionszeitpunkt geschlossen werden.

Crystal Ball: Wie im folgenden Abschnitt beschrieben, werden die Zeitwerte des Crystal Ball nach der gleichen Methode wie die Zeiten von TAPS geeicht. Da die Zeitinformation von der Pulshöhe der deponierten Teilchenenergie im Crystal Ball abhängig ist, wurde von Dirk Krambrich noch eine Walk-Korrektur durchgeführt. Für die endgültige Kalibration wurde eine Zeitauflösung von 4ns (FWHM) erreicht.

TAPS: Die Zeitwerte der einzelnen TAPS Detektoren werden über die Triggerzeit mit der Zeit des Taggers verknüpft. Die Triggerzeit dient als Referenzsignal, zu dessen Zeitpunkt die Reaktion stattgefunden hat. Die Tagger- und die TAPS-Zeit sind dann folgendermassen definiert:

$$\begin{aligned}t_{\text{tagger}} &= \text{trigger} - \text{taggerzeit} \\t_{\text{taps}} &= \text{tapszeit} - \text{trigger}\end{aligned}$$

Indem man die beiden Zeiten addiert, fällt die trigger-Zeit heraus und man erhält für das Zeitverhältnis zwischen Tagger und TAPS die folgende Beziehung:

$$t_{\text{tapstagger}} = t_{\text{taps}} + t_{\text{tagger}} = \text{tapszeit} - \text{taggerzeit}$$

In einer iterativen Prozedur wird hierbei erst jeder TAPS-Kanal auf das Zeit-ODER aller Taggerkanäle geschoben. Nachfolgend passiert das gleiche mit den Taggerkanälen die auf das Zeit-ODER der TAPS-Kanäle geschoben werden. Je nach gewünschter Genauigkeit kann diese Prozedur mehrfach durchlaufen werden. $t_{\text{tapstagger}}$ ist dann die gesuchte Zeitdifferenz. Man wählt den hierbei auftretenden Offset so, daß dieser den Wert 0 bei Photonenereignissen erhält. Für Teilchen mit einer von null verschiedenen Ruhemasse erhält man dann einen positiven Wert, über den in der nachfolgenden Analyse die detektierten Teilchen unterschieden werden können. Für die Zeiteichung der BaF₂-Detektoren von TAPS war Fabien Zehr aus Basel verantwortlich [Zeh07].

3.2. Identifizierung der Reaktionsprodukte

Aus den geeichten Rohdaten muss in einem nächsten Schritt auf die in der Reaktion aufgetretenen Teilchen geschlossen werden. Da ein Teilchen in dem durchflogenen Kristall Sekundärreaktionen auslöst, überträgt sich je nach Energie des Teilchens diese auch auf die benachbarten Kristalle. Daher muss zuerst durch Summation der über die benachbarten Kristalle verteilten Energie eine Gesamtenergie des aufgetroffenen Teilchens bestimmt werden. Dies erledigt der sogenannte Clusteralgorithmus, der die aufsummierten Kristalle zu einem Cluster zusammenfasst.

Nachdem ein Cluster identifiziert wurde, gilt es zu klären, nach welcher Zeit dieser bei der jeweiligen Reaktion entstand. Trägt man dann die Zeit gegen die deponierte Energie auf, so bilden sich unterschiedliche Bänder, die man verschiedenen Teilchensorten zuweisen kann. Weiterhin muss man die Ladung des Clusters bestimmen, um z.B. zwischen sehr schnellen Elektronen und Photonen unterscheiden zu können.

3.2.1. Clusteralgorithmus

Die in einer Reaktion im Target erzeugten Teilchen treffen mit unterschiedlicher Energie auf den Detektor. Darin erzeugen sie e^+/e^- Paare und Bremsstrahlungsphotonen, die sich in einer Schauerreaktion immer weiter ausbreiten. Die von diesem Schauer betroffenen Kristalle werden als Cluster zusammengefasst. Je nach Energie oder Art des primären Teil-

3. Auswertung

chens ist der dabei entstehende Schauer unterschiedlich groß. Ist die Energie groß genug so pflanzt sich dieser Schauer entsprechend dem Molièreradius auf Nachbarkristalle fort. Das bedeutet, daß die zu bestimmende Energie des primären Teilchens nicht mehr nur durch Auslese des zum Trigger führenden Kristalles ausreichend ist. Man muß daher alle umliegenden Kristalle zu einer Gesamtenergie aufsummieren. Im einfachsten Fall untersucht man alle Nachbarkristalle, die eine Energieabgabe registriert haben und summiert diese auf. Dies setzt man für die weiteren Nachbarn fort, bis keine Energiedeposition mehr festgestellt wird. Oft überlappen sich jedoch Schauer von verschiedenen Teilchen. In diesem Fall ist es schwieriger eine Grenze zu finden, welche Kristalle zur Aufsummation der Energie benutzt werden. Die Aufsummierung der Energien übernimmt der Clusteralgorithmus. In einem ersten Schritt werden die zentralen Kristalle eines Schauers bestimmt, indem nach einem lokalen Maximum der deponierten Energie gesucht wird. Vom zentralen Kristall ausgehend, in den das Teilchen eingeschlagen ist, sieht der Algorithmus in dessen Nachbarkristallen nach, ob dort auch Energie deponiert wurde. Sollte in diesen Nachbarkristallen Energie deponiert sein, so setzt sich dieser Prozess mit den Nachbarn fort. In einem Kalibrationsfile wird die Anzahl der aufzusummierenden Nachbarn vorgegeben. In einem letzten Schritt kann der Auftreffpunkt noch genauer bestimmt werden, indem man allen Kristallen eine Wichtung entsprechend der deponierten Energie gibt. Aus der Verteilung der Energien in den Kristallen kann so die Ortsposition genauer als die Abmessungen der Kristalle aufgelöst werden.

3.2.2. Zeit

Mit den kalibrierten Zeitdaten kann ein Flugzeitspektrum erstellt werden. Darin wird die Ankunftszeit im Detektor gegen die abgegebene Energie aufgetragen. In diesem Spektrum kann man sehr gut Photonen identifizieren, da diese aufgrund ihrer nicht vorhandenen Ruhemasse mit Lichtgeschwindigkeit fliegen und somit ein schmales Band erzeugen. Schwerere Teilchen erzeugen ein "bananenförmig" geformtes Band. Mit einer sehr guten Zeit- und Energieauflösung ist es dann möglich z.B. Protonenbänder von Pionen- oder anderen Teilchenbändern zu unterscheiden (Zeitauflösung FWHM = 2ns, [Zeh07]). In Abbildung 20 ist ein Flugzeitspektrum aus meiner Analyse dargestellt.

3.2.3. Ladung

Nachdem die deponierte Energie durch den Clusteralgorithmus und die Flugzeit bestimmt wurde, gilt es nun herauszufinden, welche Ladung das Teilchen hatte. Treffer im TAPS-Detektor können durch die Vetowand auf Ladung untersucht werden. Die Plastiksintillatoren der Vetowand sprechen durch ihre große Strahlungslänge im Vergleich zur Dicke hauptsächlich nur auf geladene Teilchen an. Eine Diskriminierung der geladenen Teilchen ist nicht möglich. Daher dient die Vetowand eher als Ausschlusskriterium für geladene Teilchen. Im Crystal Ball Detektor dient der PID der Identifikation von geladenen Teilchen. Der aus mehreren Plastiksintillatoren aufgebaute PID kann auch geladene Teilchen unterscheiden. In dem Material des PID geben geladene Teilchen Energie ab. Je nach Art des

3.2. Identifizierung der Reaktionsprodukte

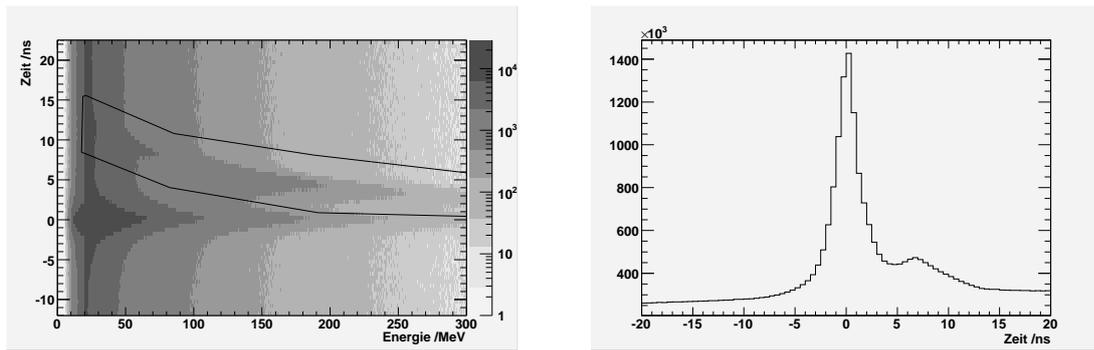


Abbildung 20: Links ist die Flugzeit in TAPS mit eingezeichnetem Protonen-Cut aufgetragen und auf der rechten Seite die Projektion der Flugzeit im Bereich von 50-250 MeV auf die Zeitachse.

geladenen Teilchens ist die Energieabgabe unterschiedlich. Wenn man die Energieabgabe gegen die gemessene Gesamtenergie im CB aufrägt, kann man verschiedene Bänder erkennen. Diese Bänder entsprechen z.B. Protonen oder Pionen, wie in Abbildung 21 gezeigt.

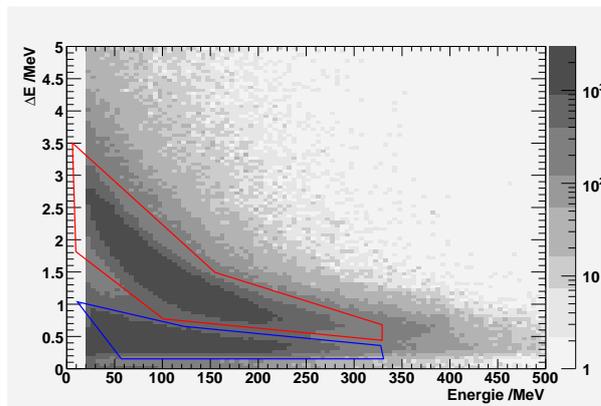


Abbildung 21: ΔE des PID gegen E im CB mit eingezeichnetem Pionen- und Protonen-Cut (Die untere Box ist der Pionen-Cut, die obere Box der Protonen-Cut)

Eine Aussage, ob die Ladung der Teilchen positiv oder negativ ist, lässt sich auch mit dem PID nicht durchführen. Dafür wäre ein Magnetfeld notwendig, was für diesen Experimentaufbau aber nicht möglich ist.

3. Auswertung

3.2.4. Pulsformanalyse

Aus der deponierten Energie, der Zeitinformation und der Ladung des registrierten Teilchens können schon erste Rückschlüsse gezogen werden, um welches Teilchen es sich handelt. Sollten diese Information schon eindeutig sein, so kann man in Acqu dem das Teilchen repräsentierenden Lorentzvektor eine Ruhemasse zuweisen. Außerdem wird das Teilchen mit einer ID markiert. Meist ist allerdings keine eindeutige Zuordnung möglich. Dann müssen weitere Bedingungen überprüft werden, wie z.B. die Kinematik der Reaktion oder die Pulsform im Barium-Fluorid-Kristall. Bei der Pulsformanalyse wird die langsame gegen die

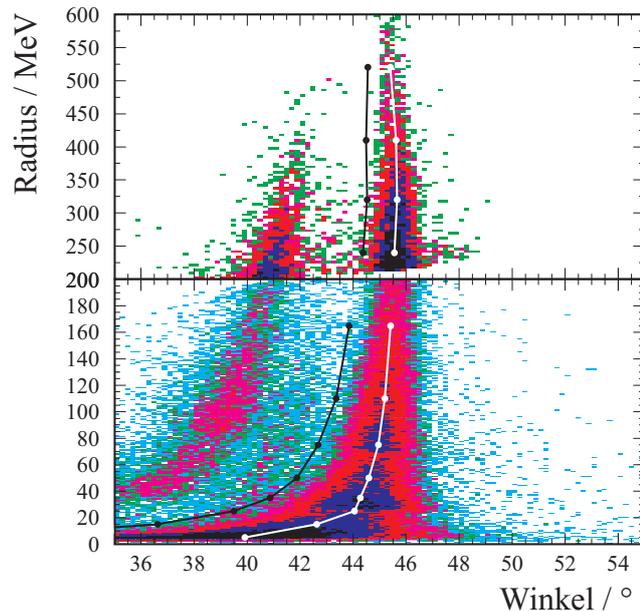


Abbildung 22: Pulsform eines Barium-Fluorid-Kristalls, Photonenast bei 45 Grad und zugehörigen 3σ -Punkten

schnelle Komponente des Szintillationslichtes aus den Kristallen aufgetragen. Man erkennt unterschiedliche Linien, die allerdings noch besser voneinander unterschieden werden können, indem man den Abstand R eines Punktes zum Ursprung gegen den Winkel ϕ dieser Verbindungsgeraden zur X-Achse aufträgt [Hej98]. Wie in Abbildung 22 gezeigt, kann man auch hier ähnlich wie bei den Flugzeitdaten Photonen von Protonen unterscheiden. Die Eichung dieser Pulsformen hat Stefan Lugert nach dem von Martin Kotulla entwickelten Prinzip durchgeführt [Kot01]. Anhand der oben beschriebenen Teilcheninformationen lassen sich dann die meisten detektierten Teilchen eindeutig identifizieren. Sollten Widersprüche entstehen oder nur unvollständige Informationen über die Eigenschaften vorliegen, so wird der entsprechende Teilchentreffer als Unbekannt deklariert (in Acqu ist die Bezeichnung *rootino*).

3.3. Teilchenidentifikation

Nachdem alle Informationen der einzelnen Detektorkomponenten vorliegen, werden diese kombiniert, um eine Aussage über die Teilchenart treffen zu können. Hierzu wurde nach dem Schema in Tabelle 6 vorgegangen. Dieses Schema kann der Benutzer der Acqui-Analyse-Software seinen Bedürfnissen anpassen. So kann bei der Abfrage der Vetoinformation ausgewählt werden, ob nur der zentrale Vetodetektor eines Clusters überprüft wird oder ob die nächsten Nachbarn auch ausgewertet werden.

TAPS	TOF	Veto	Pulsform
γ	Im Photon-Cut der Flugzeit	Kein Veto	Pulsform Photonenast
Elektron	Im Photon-Cut der Flugzeit	Veto	Pulsform Photonenast
Proton	Im Proton-Cut der Flugzeit	Veto	Nicht im Photonenast
Neutron	Ausserhalb Photon-Cut der Flugzeit	Kein Veto	Nicht im Photonenast
CB	PID		
γ	Kein PID		
gel. Pion	Im Pionenband		
Proton	Im Protonenband		

Tabelle 6: Teilchenidentifikation (Veto $\hat{=}$ Zentraler Detektor + 1.Ring, Pulsform $\hat{=}$ 3σ -Cut)

In Tabelle 7 sind die bei meiner Analyse eingestellten Optionen für einzelne wichtige Werte aufgelistet. Hierbei bedeutet *neu* für den Clusteralgorithmus, daß nicht der in Acqui ursprünglich implementierte Algorithmus verwendet wurde, sondern der von Fabien Zehr aus der Analysesoftware des ersten TAPS-Experiments erstellte. Die Vetoinformation kann ausgeschaltet werden (Veto 0), nur auf den zentralen Detektor beschränkt sein (Veto 1) oder auf den zentralen Detektor und die ersten angrenzenden Nachbarkristalle (Veto 2). In meiner Analyse habe ich keine Softwaretrigger-Bedingung eingebaut.

3. Auswertung

Tagger	
Energie(MeV)	883,25 (C,Ca) / 645,22 (Pb)
NMR(T)	1,048 (C,Ca) / 0,7646 (Pb)
Kollimator	4mm
TAPS	
Cluster	min. 20 MeV bei max. 8 Clustern
Clusteralgorithmus	neu
EnergyShiftFactor	1,19
PSA	ja
TOF	ja
PSA-Sigma	3,0
Veto	2
LED-Schwelle	30 MeV
CFD-Schwelle	3-5 MeV
CB	
PID-Cutfile	BananaCutsSolidMar.root
Cluster	min. 20 MeV bei max. 8 Clustern
Clusteralgorithmus	neu (Iterate Neighbours: 2 4,5 5,5)
EnergySum	50 MeV

Tabelle 7: Parameter-Einstellungen in den Kalibrationsdateien der drei aufgeführten Detektoren

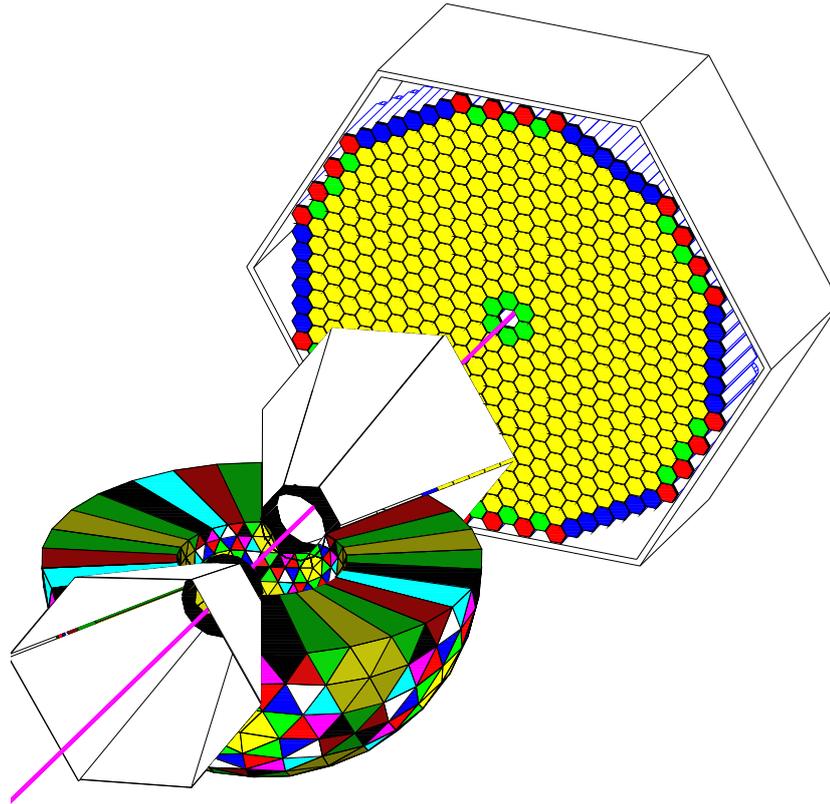


Abbildung 23: Simulierter Detektoraufbau, obere CB-Schale zur besseren Darstellung nicht eingezeichnet

4. Ergebnisse

In diesem Kapitel wird der Aufbau der Simulation und der Analyse beschrieben, sowie deren Ergebnisse. Im folgenden Kapitel werden die hier beschriebenen Ergebnisse diskutiert und mit der Theorie und den vorherigen Experimenten verglichen. Um die gemessenen Daten auszuwerten und physikalisch interpretieren zu können, müssen einige einfließende Werte mit Hilfe von Simulationen ermittelt werden. Im Experiment ist es nicht möglich nur einzelne Reaktionen ablaufen zu lassen. Man benötigt aber die Akzeptanz des Detektorsystems, sowie die Effizienz bestimmter Reaktionen, um z.B. einen Wirkungsquerschnitt ausrechnen zu können. Daher versucht man in einer Simulation das Detektorsystem so exakt wie möglich nachzubilden (siehe Abbildung 23). Mit einem Reaktionsgenerator können dann gewünschte Reaktionen erzeugt und auf das Detektorsystem angewandt werden. Mit den daraus ermittelten Daten können die in der Analyse gefundenen Spektren und Verteilungen in physikalische Einheiten umgewandelt werden.

4. Ergebnisse

4.1. Simulation

Die Simulationen für die untersuchten Reaktionen hat Stefan Lugert mit GEANT 3 entwickelt und durchgeführt. Hierbei mußte das Crystal Ball Grundgerüst an die neue Experimentsituation in Mainz angepasst werden. Bevor die Reaktion an dem Detektorsystem untersucht werden kann, müssen erst virtuell Reaktionen erzeugt werden. Dazu werden mit einem Ereignisgenerator nach dem Monte Carlo Prinzip Reaktionen "gewürfelt". Diese Daten dienen dann als Eingabe für das Simulationssystem GEANT. Zuerst wird überprüft, ob die simulierten Daten denen des Experiments entsprechen. Wenn die Übereinstimmung gut genug ist, wird die Effizienz für die einzelnen Reaktionen bestimmt. Mit diesen Effizienzen können die Daten z.B in den differentiellen Wirkungsquerschnitt umgerechnet werden. Anhand der Simulation kann man auch schneller und leichter überprüfen ob bestimmte Cuts oder Darstellungen für ein besseres Signal mit weniger Untergrund sorgen können.

4.1.1. Aufbau der Simulation

Zuerst werden mit einem Ereignisgenerator Reaktionsdaten erstellt. Der Ereignisgenerator erzeugt aus einer vorgegebenen Startverteilung Photonen, die im darauf folgenden Schritt auf das Targetmaterial treffen. Für die Startverteilung wurde ein $1/E_\gamma$ Spektrum verwendet, das dem Bremsstrahlungsspektrum an MAMI B entspricht (Abbildung 24). Nachdem ein Photon auf ein Nukleon des Targetmaterials getroffen ist, wird die Schwerpunktenenergie bestimmt. Sollte diese Energie groß genug sein, um z.B. 2 neutrale Pionen zu erzeugen, werden der Polar- und der Azimutalwinkel der 4 Zerfallsphotonen berechnet. Die so erzeugten Daten werden in einer Ntuple-Datei gespeichert, die von dem GEANT-System verarbeitet werden können.

GEANT ist ein Simulationspaket, welches die Interaktionen generierter Teilchen mit einem beliebigen Material berechnet. In GEANT ist das Detektorsystem und damit dessen Material durch Konfigurationsfiles abgebildet. GEANT liest die Daten des Ereignisgenerators ein und führt dann die Energieverluste des in den Dateien definierten Detektormaterials durch. Nach dem Durchlaufen der generierten Reaktionen entstehen so wiederum Datendateien, die mit der Analysesoftware untersucht werden können, als ob es experimentelle Daten wären. Dadurch lässt sich die wichtige Effizienz für verschiedene Reaktionen bestimmen. Eine genauere Beschreibung der Simulation wird in der Doktorarbeit von Stefan Lugert geliefert [Lug07].

4.1.2. Ergebnisse der Simulation

Bevor die Effizienz der beiden Reaktionen bestimmt werden kann, muß die Simulation auf Korrektheit der simulierten Daten überprüft werden. In Abbildung 25 und 26 sind für die drei untersuchten Targetmaterialien jeweils die "Fehlende Masse" Spektren der Simulation und Analyse dargestellt. Wie man sieht, sind die Übereinstimmungen recht gut. Vor allem

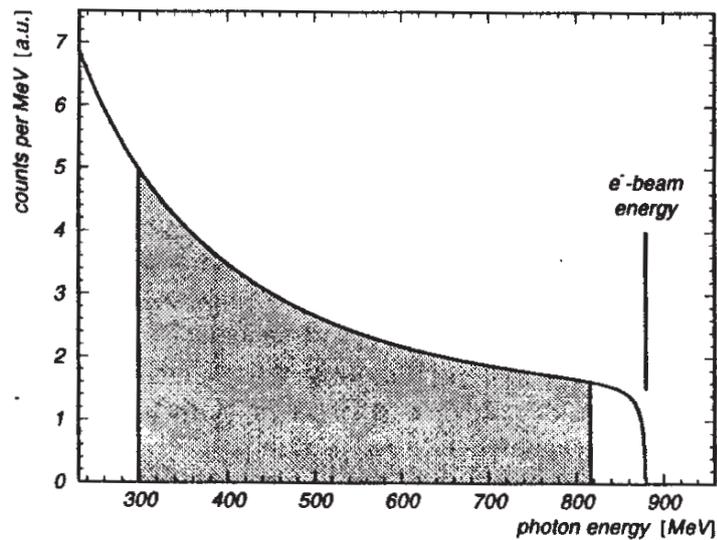


Abbildung 24: Bremsstrahlungsspektrum

an der wichtigen Flanke zu höheren Massen hin, ist die Übereinstimmung sehr gut. Im $\pi^0\pi^\pm$ Kanal ist der Untergrund bei kleinen Massen höher. An der Datenkurve kann man die in der Analyse verwendete Begrenzung auf ≥ 840 MeV erkennen. In Abbildung 27 ist die Effizienzkurve für den $\pi^0\pi^0$ und in Abbildung 28 für den $\pi^0\pi^\pm$ Kanal dargestellt. Die Effizienz wird bestimmt, indem die detektierte Reaktion durch die Startverteilung des Ereignisgenerators geteilt wird. Das Ergebnis dieser Division zeigt die Abhängigkeit der Effizienz von der invarianten Masse im $\pi^0\pi^0$ bzw. $\pi^0\pi^\pm$ Kanal. Diese Verteilung wurde gefittet und in der Formel zur Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes benutzt.

4.2. Analyse

In der Analyse wird in den kalibrierten Daten nach Ereignissen gesucht, die der gesuchten Reaktion entsprechen. Um die Analyse zu beschleunigen, können die Daten vorsortiert werden. Für meine Arbeit konnte ich die zu analysierende Datenmenge um den Faktor 3 reduzieren, indem ich nach Ereignissen mit mindestens 3 Clustern gesucht habe. Dies ist die minimale Anforderung an die Reaktion $\gamma + X \rightarrow \pi^\pm\pi^0 X$ bei der das X nicht detektiert wird und das neutrale Pion in 2 Photonen zerfällt. Nach dem Vorsortieren werden durch Schnitte in den Wertebereich der Rohdaten, sogenannte Cuts, nur Ereignisse mit zutreffenden Parametern herausgefiltert. Mit den Informationen über Ladung, Masse, Zeit, etc können die gefunden Teilchen dann weiterhin untereinander in Beziehung gesetzt werden und so die gesuchten Ereignisse dann Schritt für Schritt aus den Rohdaten herauspräpariert werden.

4. Ergebnisse

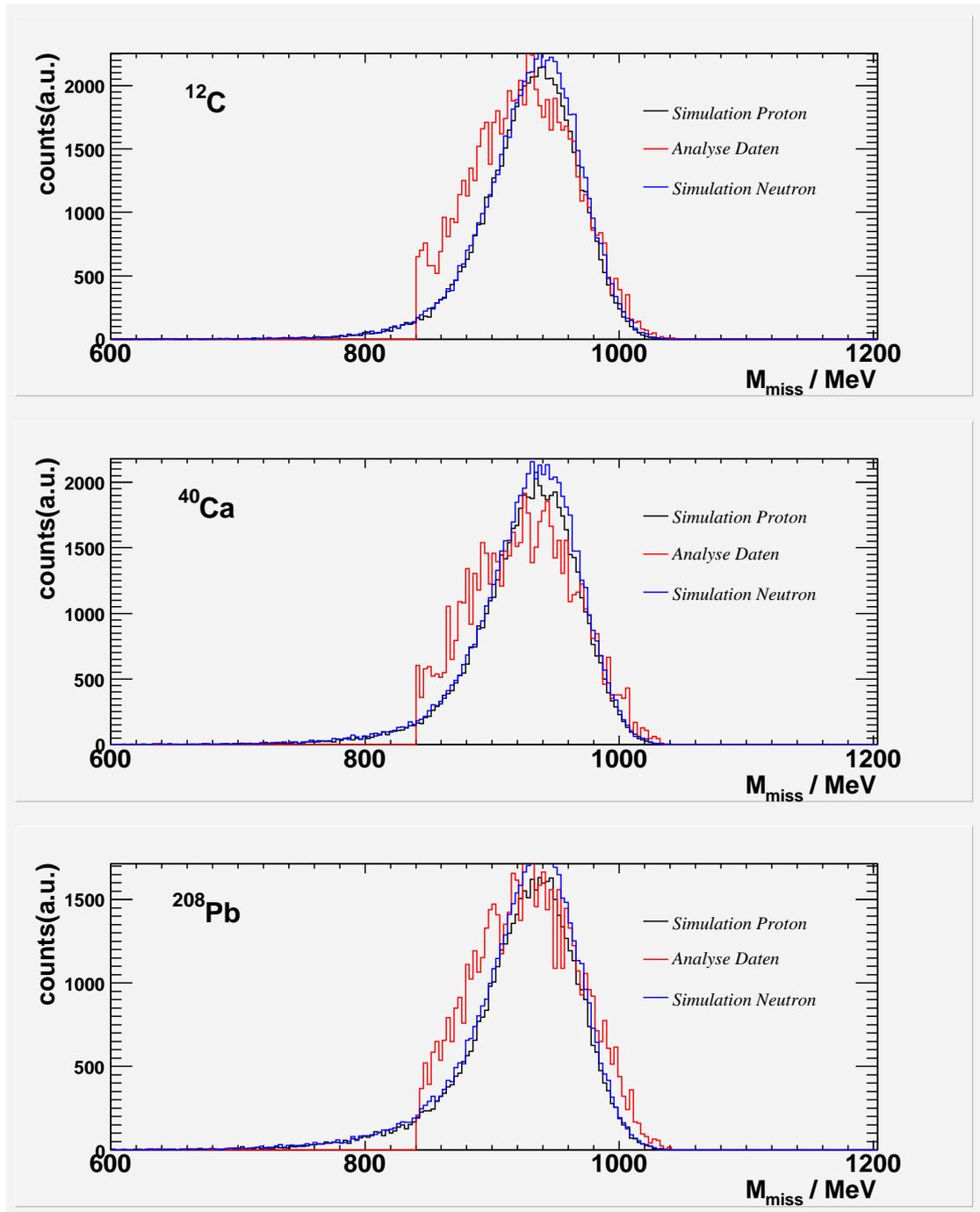
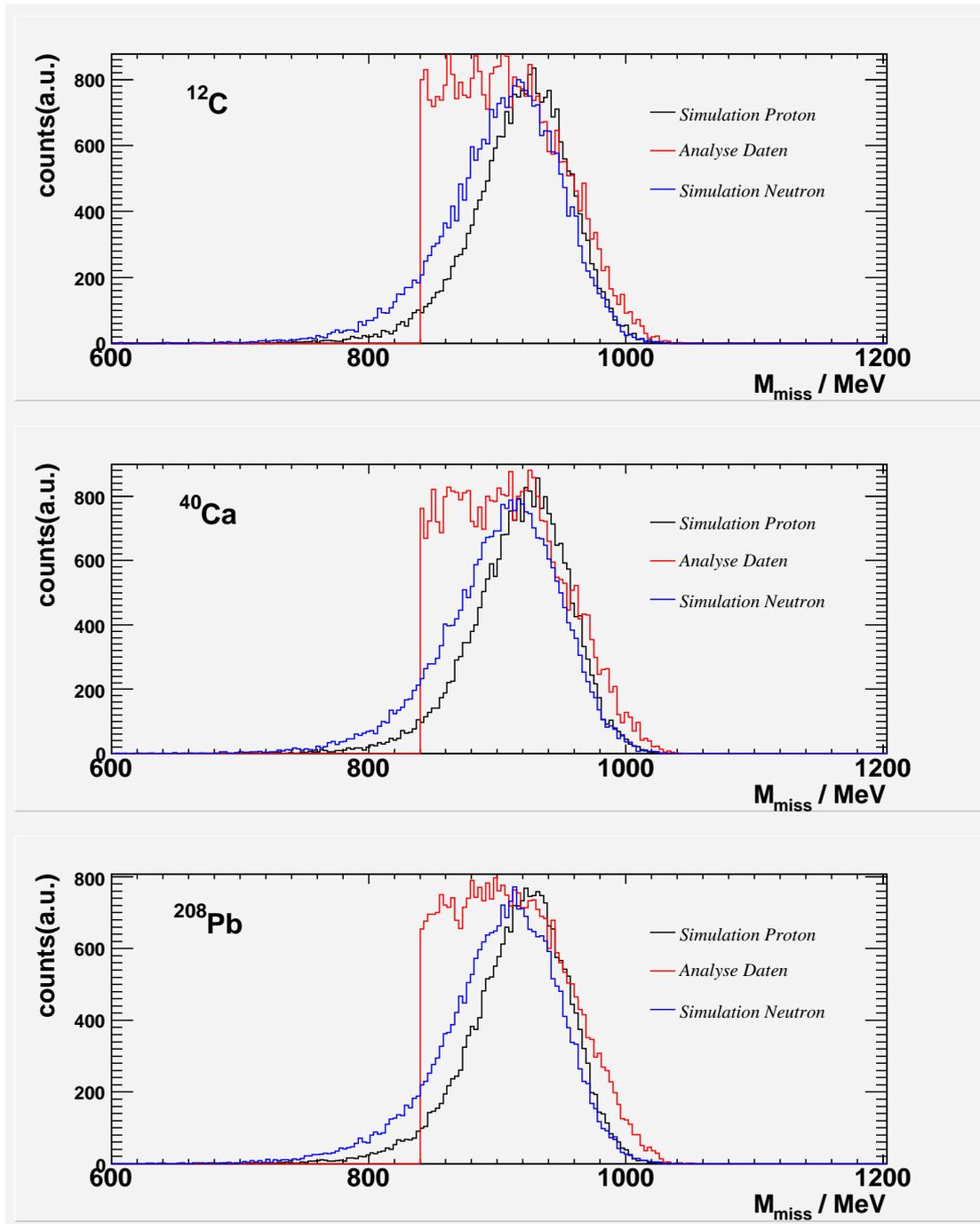


Abbildung 25: Missing Mass Vergleich Daten \leftrightarrow Simulation im $\pi^0\pi^0$ -Kanal

Abbildung 26: Missing Mass Vergleich Daten \leftrightarrow Simulation im $\pi^0\pi^\pm$ -Kanal

4. Ergebnisse

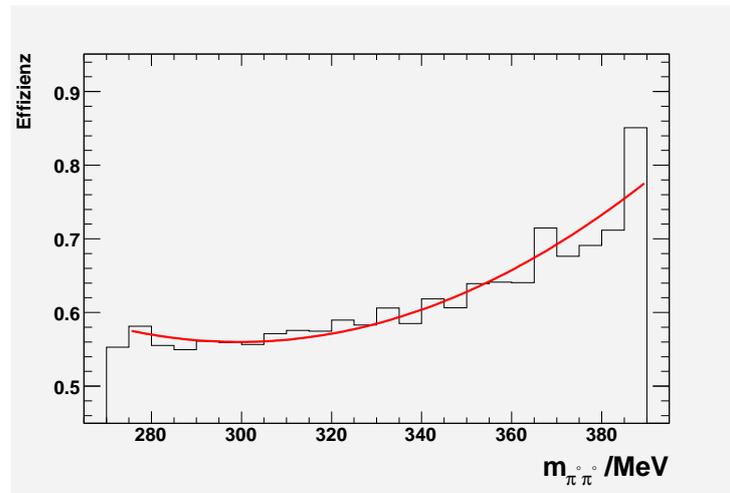


Abbildung 27: Effizienz für den $\pi^0\pi^0$ Kanal in Abhängigkeit von der invarianten $\pi^0\pi^0$ Masse

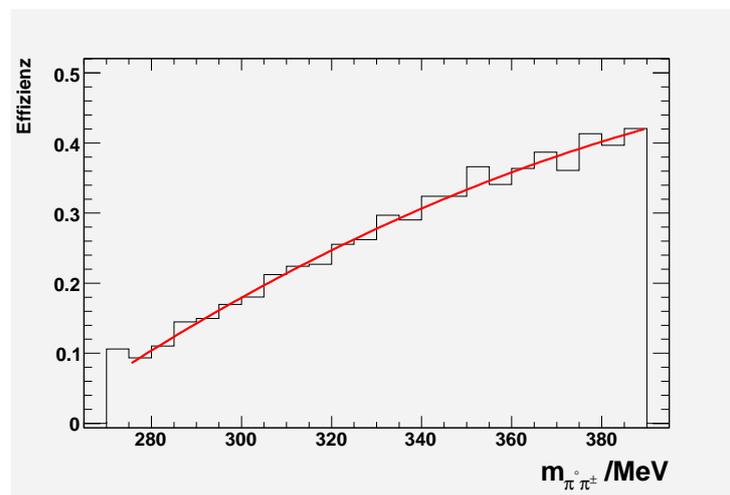


Abbildung 28: Effizienz für den $\pi^0\pi^\pm$ Kanal in Abhängigkeit von der invarianten $\pi^0\pi^\pm$ Masse

4.2.1. Aufbau der Analyse

Zur Analyse der gemessenen Rohdaten wird die Acqu-Software benutzt. Diese Analyse-Software basiert auf dem am Cern entwickelten root Framework und wurde von John Anand aus Glasgow geschrieben. Die Software ist aufgeteilt in Detektor- und Benutzer-Klassen. Die Detektor-Klassen filtern aus den Rohdaten die für sie wichtigen Daten heraus. Die Daten werden in physikalische Einheiten umgewandelt, kalibriert und den Benutzer-Klassen zur Weiterverarbeitung zur Verfügung gestellt. Hierbei werden die durch die Kalibrierung erzeugten Kalibrationsfiles benutzt. Die TAPS-Detektorklasse wurde von mir geschrieben. Sie beinhaltet das Einlesen der schnellen und langsamen Komponente der neuen Elektronik. Mit diesen Wertepaaren kann die Pulsformanalyse zur Identifikation von Teilchen durchgeführt werden. Zusätzlich werden noch die Zeit- und die Veto-Informationen eingelesen. Daraus lassen sich dann Aussagen über die Flugzeit und die Ladung ableiten (vgl Kapitel 3). Am Ende der TAPS-Klasse kann der Benutzer festlegen, wie die angefallenen Teilcheninformationen an die Benutzerklassen weitergegeben werden. Teilchen, die keine eindeutige Information über ihre Eigenschaften besitzen, wird das Attribut *rootino* mitgegeben. Teilchen mit eindeutigen Informationen kann ihre Teilchenart "eingimpft" werden. So kann man z.B. die Teilchen-ID auf die des Protons und dessen Masse im Vierervektor setzen. In der Benutzerklasse der Acqu-Software findet dann die eigentliche Analyse der Reaktionen statt. Hier sammelt man die unterschiedlichen Informationen der Detektor-Klassen. Mit geeigneten Einschränkungen und Bedingungen wird dann Event für Event untersucht, ob es sich um die gesuchte Reaktion handelt. Diese Daten werden in Histogrammen und später in einer Datei im root-Format gespeichert. Mit verschiedenen kurzen Programmanweisungen (Makros) können dann die Histogramme für die Auswertung dargestellt werden. In den beiden folgenden Kapiteln werden die beiden von mir analysierten Kanäle, sowie die darauf angewandten Einschränkungen (Cuts), dargestellt.

4.2.2. $\pi^0\pi^0$ -Kanal

Für den $\pi^0\pi^0$ -Kanal wurden folgende Cuts und Bedingungen verlangt:

Untergrundabzug: Da der Photonenstrahl eine kontinuierliche Energieverteilung aufweist, muss man herausfinden, welche Energie das Photon hatte, das die Reaktion auslöste. Hierzu wird eine zeitliche Koinzidenz mit dem Tagger verlangt, um die den Trigger auslösenden Ereignisse von zufälligen Ereignissen herauszufiltern. In Abbildung 29 ist ein Zeitspektrum für diesen Kanal dargestellt. Die gesuchten Daten befinden sich im Peak. Sie enthalten aber noch einen Untergrund, den man durch Abzug entfernen muss. Dazu wählt man einen Bereich ausserhalb des Peaks und skaliert die Breite auf die Breite des gewählten Peak-Fensters (Peakfenster von -5 ns bis +5 ns; Untergrundfenster von 10 ns bis 30 ns).

4. Ergebnisse

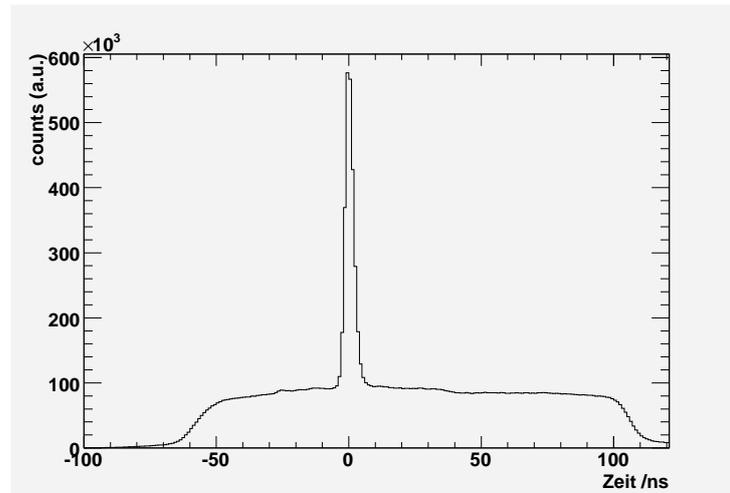


Abbildung 29: Zeitliche Koinzidenz der Photonen im Crystal Ball- / TAPS- Detektor mit Elektronen im Tagging Spektrometer für den $\pi^0\pi^0$ Kanal. Für den Peakbereich wurde ein Fenster von -5 bis +5 ns gewählt und für den Untergrundbereich ein Fenster von 10 bis 30 ns (Kalziumtarget)

Photonen: Im Ereignis müssen 4 oder 5 Photonen vorhanden sein, d.h. die Detektoren müssen die Teilchen als Photonen identifiziert haben. Da ein Neutron leicht als Photon falsch identifiziert werden kann, werden auch Ereignisse mit 5 detektierten Photonen mit ausgewählt. Aus den Photonen werden durch eine Kombinatorik die besten passenden Pionenpaare gefunden.

Eingrenzung des Energiebereichs: Da die zu untersuchenden Effekte hauptsächlich bei niedrigen Energien zu erwarten sind, wurde ein möglichst kleiner Bereich von 400-460 MeV für die Photoneneinschussenergie gewählt.

Fehlende Masse (engl. Missing Mass): Da bei der Reaktion außer den beiden Pionen nur noch ein Nukleon beteiligt sein sollte, wird eine Massenbilanz erstellt. In dem resultierenden Bild erkennt man dann einen Peak an der in der Reaktion fehlenden Nukleonenmasse. Um den Untergrund zu verringern wurde eine minimale Fehlende Masse von 840 MeV verlangt (siehe Abbildung 25).

Pionenzeit: Trägt man die Zeit der per Kombinatorik gefundenen Pionen in einem Histogramm auf, sieht man auch hier einen Peak. In diesem Peak befinden sich die "echten" Pionen. Die außerhalb liegenden Pionen haben zwar eine passende invariante Masse, der zu große Zeitunterschied beim Zerfall des Pions disqualifiziert sie aber als reale Pionen. Durch

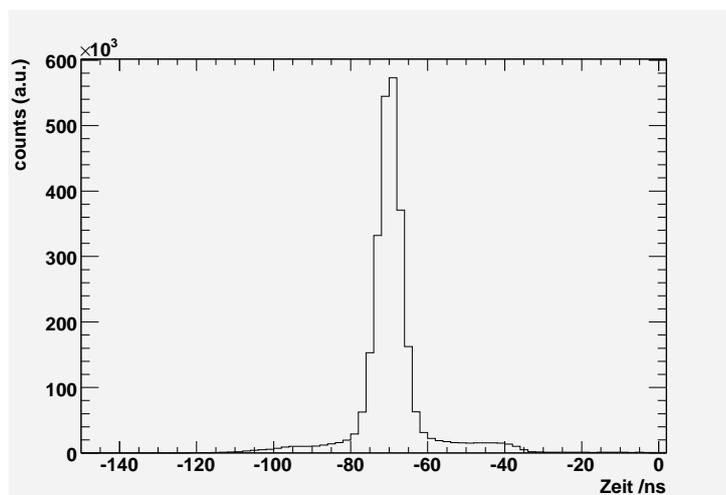


Abbildung 30: Zeit der per Kombinatorik gefundenen Pionen, auf die eine Eingrenzung von -80 bis -60 ns vorgenommen wurde (Kalziumtarget)

eine Eingrenzung auf diesen Peak von 20ns kann der Untergrund weiter verringert werden (siehe Abbildung 30).

Pionenmasse: Die Masse der beiden gefundenen Pionen werden gegeneinander aufgetragen. In dem 2D-Spektrum bildet sich dann bei den gesuchten Pionenpaaren ein Peak an der Pionenmasse aus. Prinzipiell würde man für ein klares Signal die Pionenmasse auf einen engen Bereich eingrenzen und die darin befindlichen Datenpaare weiterverarbeiten. Da aber in diesem Bereich nach wie vor ein schwer zu bestimmender Anteil an Untergrund vorhanden ist, wurde ein relativ weiter Bereich für die Pionenmasse von 80-180 MeV gewählt. Dadurch kann man in dem folgenden beschriebenen Schritt den Untergrund mit einer Funktion fiten und das Signal besser bestimmen. Den Untergrund kann man gut durch eine Darstellung als Lego-Plot zeigen, wie in Abbildung 31 zu sehen ist.

Segmentierung der invarianten Massenverteilung: Aus den nach obigen Bedingungen gefundenen Pionenpaaren wird die invariante Masse des σ bzw. des Pionenpaares bestimmt. Aufgrund des breiten Cuts für die Pionen ist in diesem Spektrum noch ein großer Untergrund vorhanden. Daher wird das invariante Massenspektrum in 24 Abschnitte unterteilt. Die Abschnitte beginnen bei 270 MeV und sind jeweils 5 MeV breit, d.h. der Bereich geht bis 390 MeV. Für alle Abschnitte wird ein separates zweidimensionales Histogramm erzeugt (wie das aus Abbildung 31), in welches die invariante Masse der beiden Pionen, die beim Zerfall des σ entstehen, eingetragen werden. In Abbildung 33 sind die Projektionen der einzelnen Histogramme für das Kalziumtarget dargestellt. Für die gesuchten Reaktionen bildet sich ein Pionenpeak aus, der von einem Untergrund überlagert wird. In den einzelnen

4. Ergebnisse

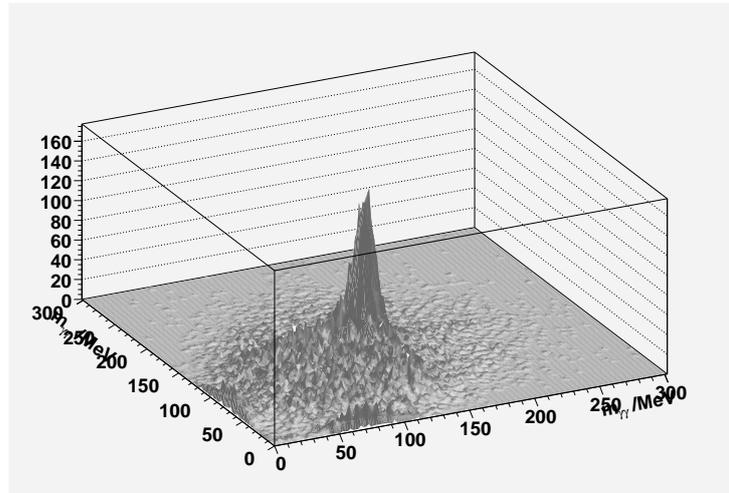


Abbildung 31: Lego-Plot der $m_{\gamma\gamma}$ -Paare aus den 4 Photonen eines jeden Ereignisses (Kalzi-umtarget)

Histogrammen wird dann eine Untergrundfunktion gefittet und mit einer Fitfunktion für den Pionen-Peak überlagert. Aus den hier im Peak gefundenen Pionen wird dann wieder eine Massenverteilung mit einer verbesserten Untergrundbestimmung erstellt (siehe Abbildung 43).

4.2.3. $\pi^0\pi^\pm$ -Kanal

Für den $\pi^0\pi^\pm$ Kanal wurden möglichst die gleichen Einstellungen wie im $\pi^0\pi^0$ Kanal gewählt.

Untergrundabzug: Der Abzug wurde nach der gleichen Methode wie im $\pi^0\pi^0$ Kanal durchgeführt (Peakfenster von -5 ns bis +5 ns; Untergrundfenster von 10 ns bis 30 ns; Abbildung 35).

Photonen: Da in diesem Kanal nur ein neutrales Pion verlangt wird, wurde nach Ereignissen mit 2 oder 3 Photonen gesucht. Auch hier kann ein Neutron leicht als Photon fehlinterpretiert werden. Daher werden auch 3 detektierte Photonen als Ereignis zugelassen. Aus diesen wurde dann durch eine Kombinatorik das beste Pion ausgesucht. Für das geladene Pion wurde verlangt, daß es in dem PionCut-Bereich liegt (siehe vorheriges Kapitel Abbildung 21).

Eingrenzung des Energiebereichs: Die Grenzen entsprechen denen des $\pi^0\pi^0$ Kanals.

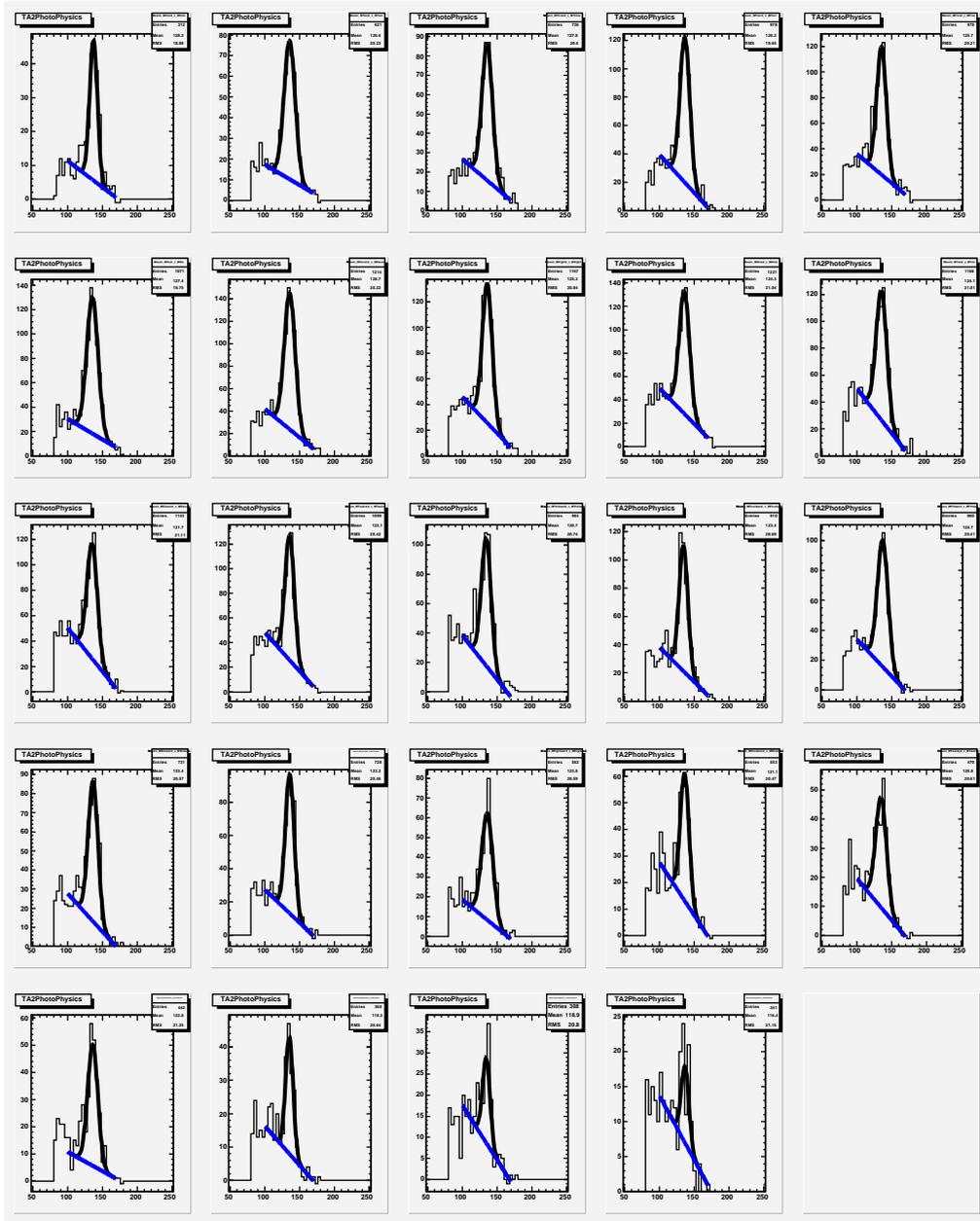


Abbildung 32: Projektionen der 2D invarianten Massenverteilungen am Kohlenstoff für den $\pi^0\pi^0$ Kanal für verschiedene 5 MeV breite Fenster in der $\pi^0\pi^0$ invarianten Masse im Bereich von 270-390 MeV. Zunehmende invariante Masse von links nach rechts und von oben nach unten. Aufgetragen ist $m_{\gamma\gamma}$ (MeV) gegen counts (a.u.) bei einer Einschussenergie von 400-460 MeV.

4. Ergebnisse

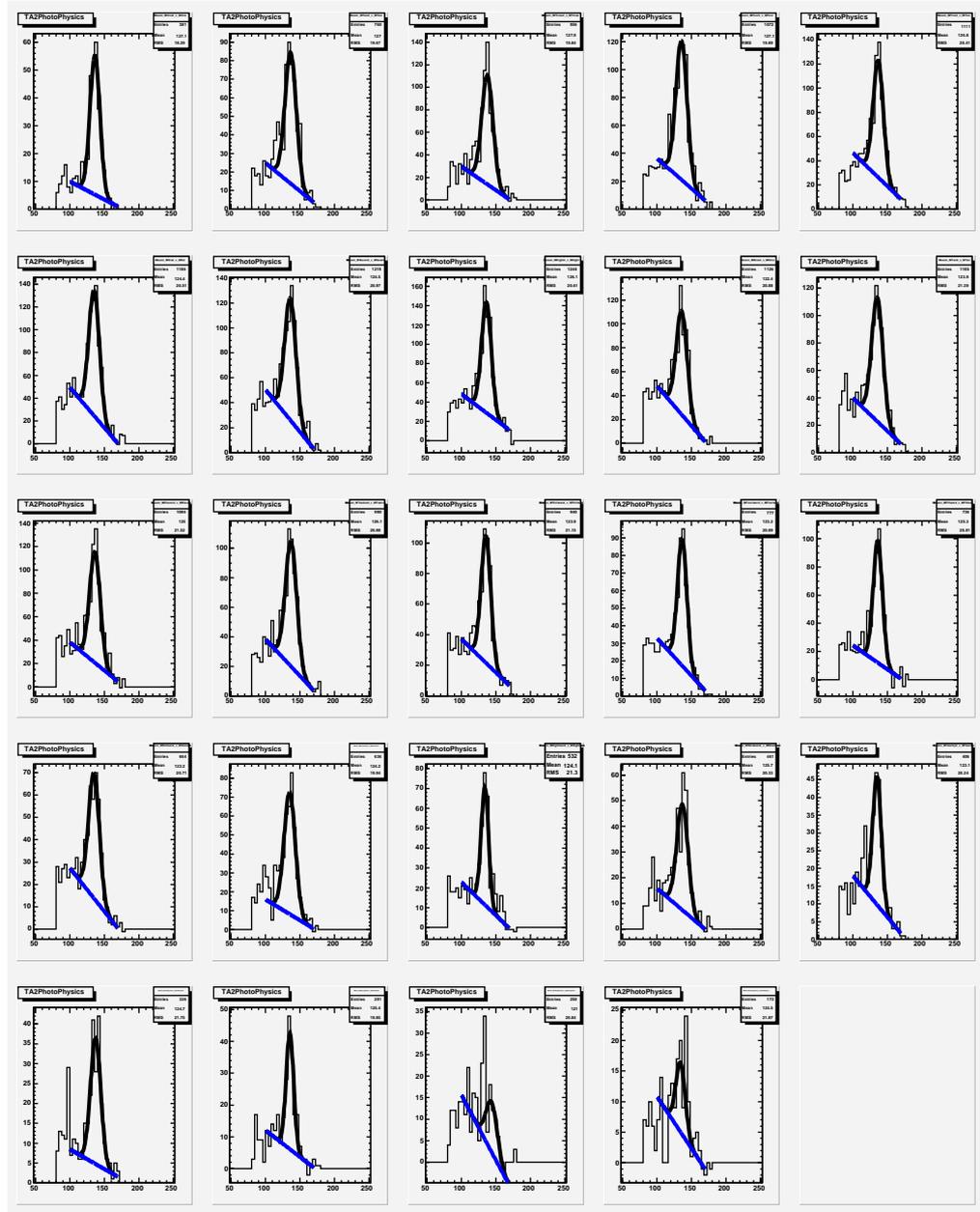


Abbildung 33: Projektionen der 2D invarianten Massenverteilungen am Kalzium für den $\pi^0\pi^0$ Kanal für verschiedene 5 MeV breite Fenster in der $\pi^0\pi^0$ invarianten Masse im Bereich von 270-390 MeV. Zunehmende invariante Masse von links nach rechts und von oben nach unten. Aufgetragen ist $m_{\gamma\gamma}$ (MeV) gegen counts (a.u.) bei einer Einschussenergie von 400-460 MeV.

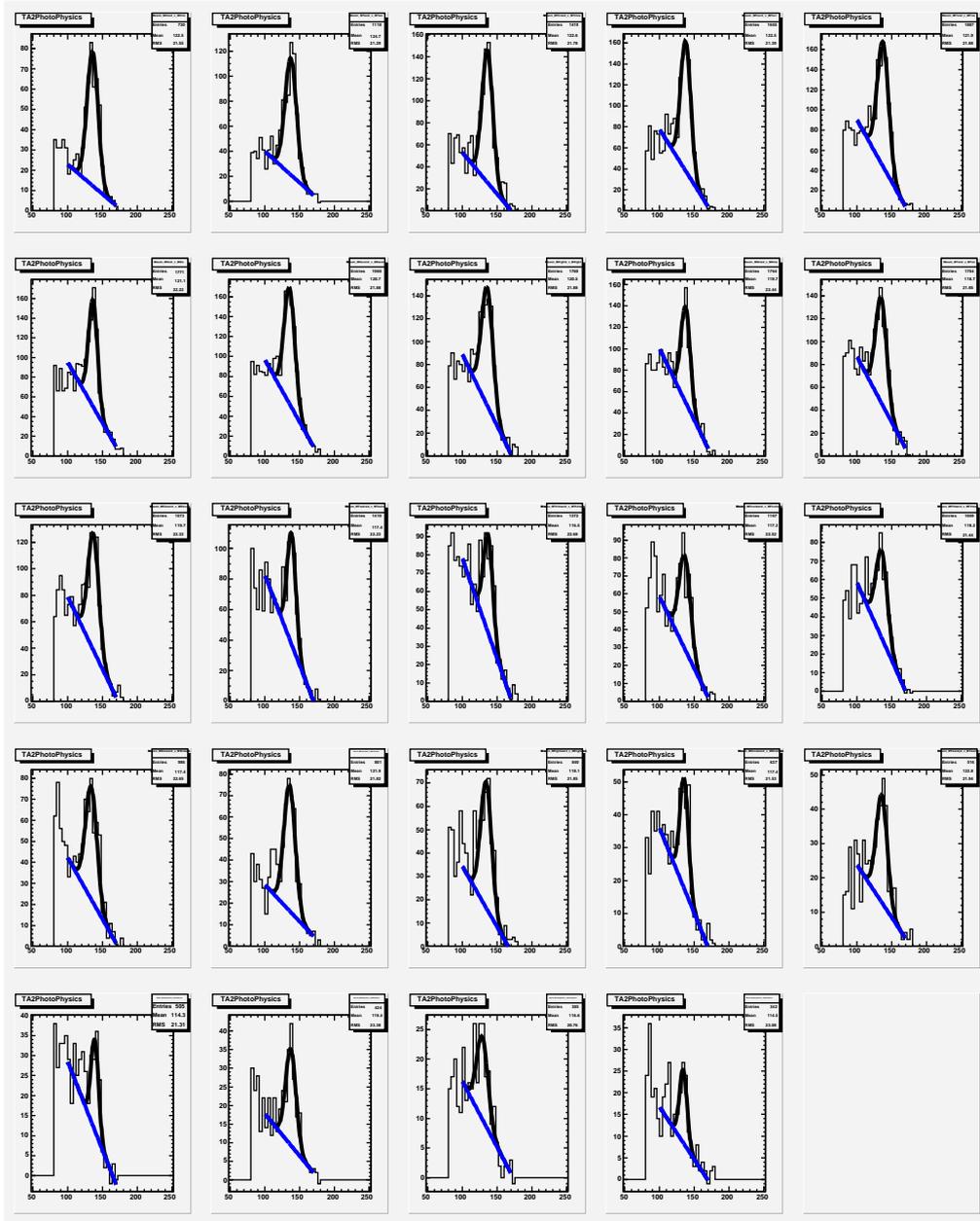


Abbildung 34: Projektionen der 2D invarianten Massenverteilungen am Blei für den $\pi^0\pi^0$ Kanal für verschiedene 5 MeV breite Fenster in der $\pi^0\pi^0$ invarianten Masse im Bereich von 270-390 MeV. Zunehmende invariante Masse von links nach rechts und von oben nach unten. Aufgetragen ist $m_{\gamma\gamma}$ (MeV) gegen counts (a.u.) bei einer Einschussenergie von 400-460 MeV.

4. Ergebnisse

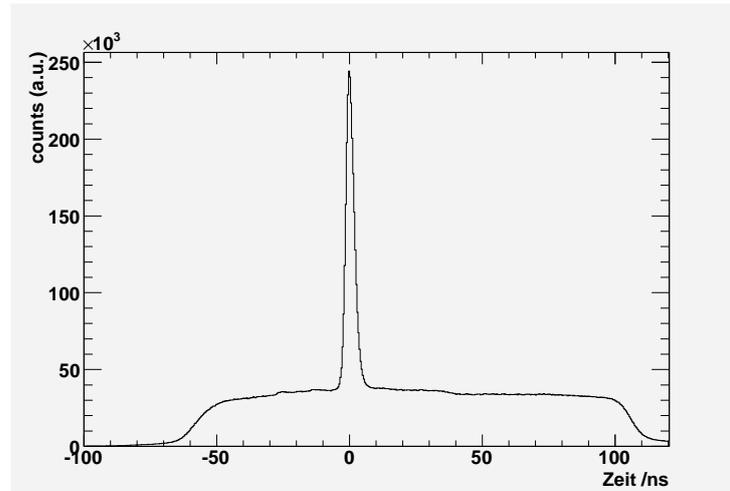


Abbildung 35: Zeitliche Koinzidenz der Photonen im Crystal Ball- / TAPS- Detektor mit Elektronen im Tagging Spektrometer für den $\pi^0\pi^\pm$ Kanal. Für den Peakbereich wurde ein Fenster von -5 bis +5 ns gewählt und für den Untergrundbereich ein Fenster von 10 bis 30 ns (Kalziumtarget)

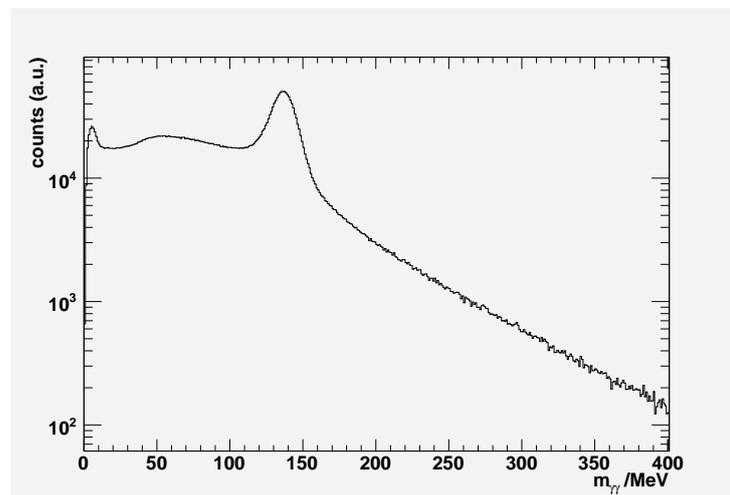


Abbildung 36: m_γ der Photonen im $\pi^0\pi^\pm$ Kanal (Kalziumtarget)

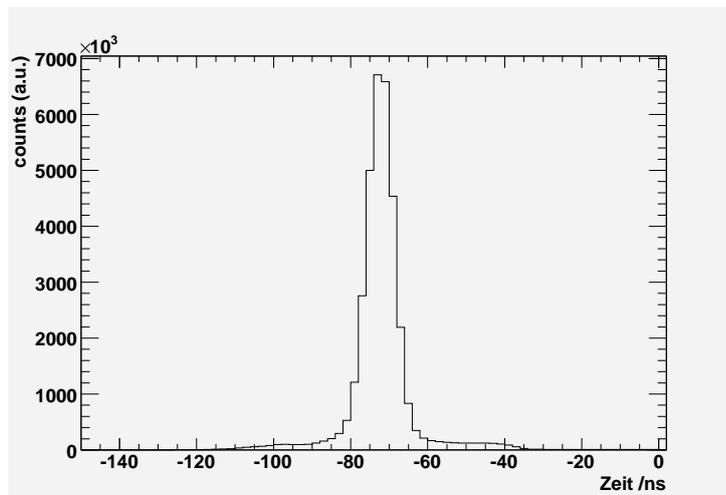


Abbildung 37: Zeit des per Kombinatorik gefundenen neutralen Pions im $\pi^0\pi^\pm$ Kanal, auf das eine Eingrenzung von -80 bis -60 ns vorgenommen wurde (Kalziumtarget)

Fehlende Masse (engl. Missing Mass): Die untere Grenze beträgt ebenso 840 MeV.

Pionenzeit: Das π^0 Meson wird genauso behandelt wie im $\pi^0\pi^0$ Kanal, d.h. ein Zeitfenster von -80 bis -60 ns wurde auf den prompten Peak gesetzt. Für das geladene Pion wurde keine bestimmte Zeit verlangt.

Pionenmasse: Um den Untergrund in diesem Kanal besser bestimmen zu können, wurde hier ein geladenes Pion im PID verlangt. Das zugehörige ungeladene Pion wurde mit einem weiten Cut für den nachfolgenden Schritt bestimmt. Da 2 Elemente des PID nicht korrekt funktioniert haben (Kanal 2 und 4), wurden Ereignisse die in diesen beiden Elementen gelegen haben, verworfen.

Segmentierung der invarianten Massenverteilung: Aus dem geladenen und dem neutralen Pion wird die invariante Masse des $\pi^0\pi^\pm$ Kanals bestimmt. Auch hier wird wieder die invariante Masse in 24 Bereiche eingeteilt. Es wurden ebenfalls 5 MeV breite Bins für diese Bereiche gewählt, die bei 270 MeV starten. Das neutrale Pion wird je nach Bereich in das entsprechende Histogramm eingetragen (Abbildung 39). Die gleichen Fitfunktionen aus dem $\pi^0\pi^0$ Kanal erlauben auch hier die Bestimmung der Pionen im Peak und des Untergrundes. Zuletzt werden wieder die im Peak gefundenen Pionen mit den geladenen Pionen zu einer Massenverteilung mit einer verbesserten Untergrundbestimmung zusammengefügt (siehe Abbildung 44).

4. Ergebnisse

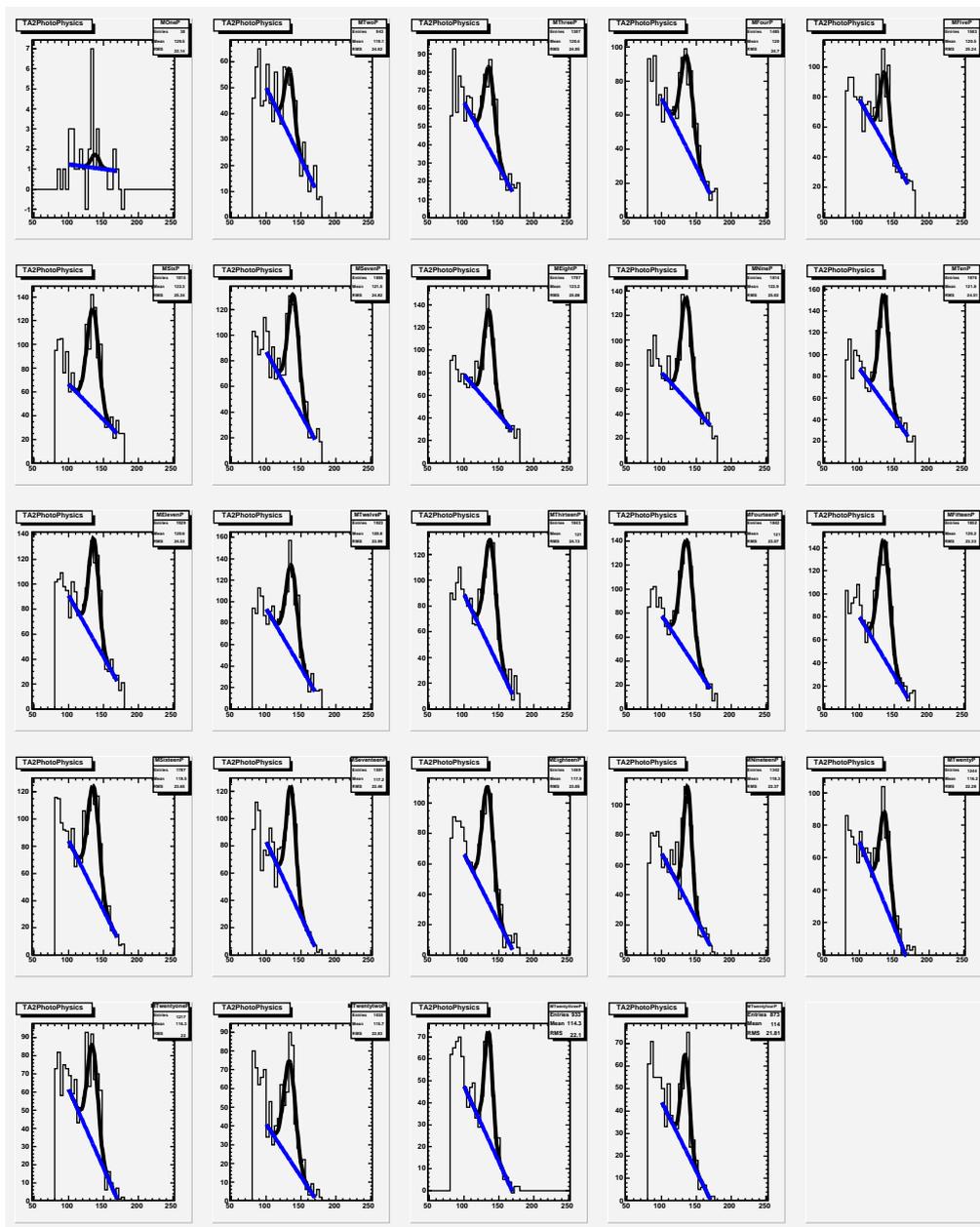


Abbildung 38: Aufgetragen ist $m_{\pi^0\pi^\pm}$ (MeV) gegen counts (a.u.) bei einer Einschussenergie von 400–460 MeV am Kohlenstoff für den $\pi^0\pi^\pm$ Kanal und für verschiedene 5 MeV breite Fenster in der $\pi^0\pi^\pm$ invarianten Masse im Bereich von 270–390 MeV. Zunehmende invariante Masse von links nach rechts und von oben nach unten.

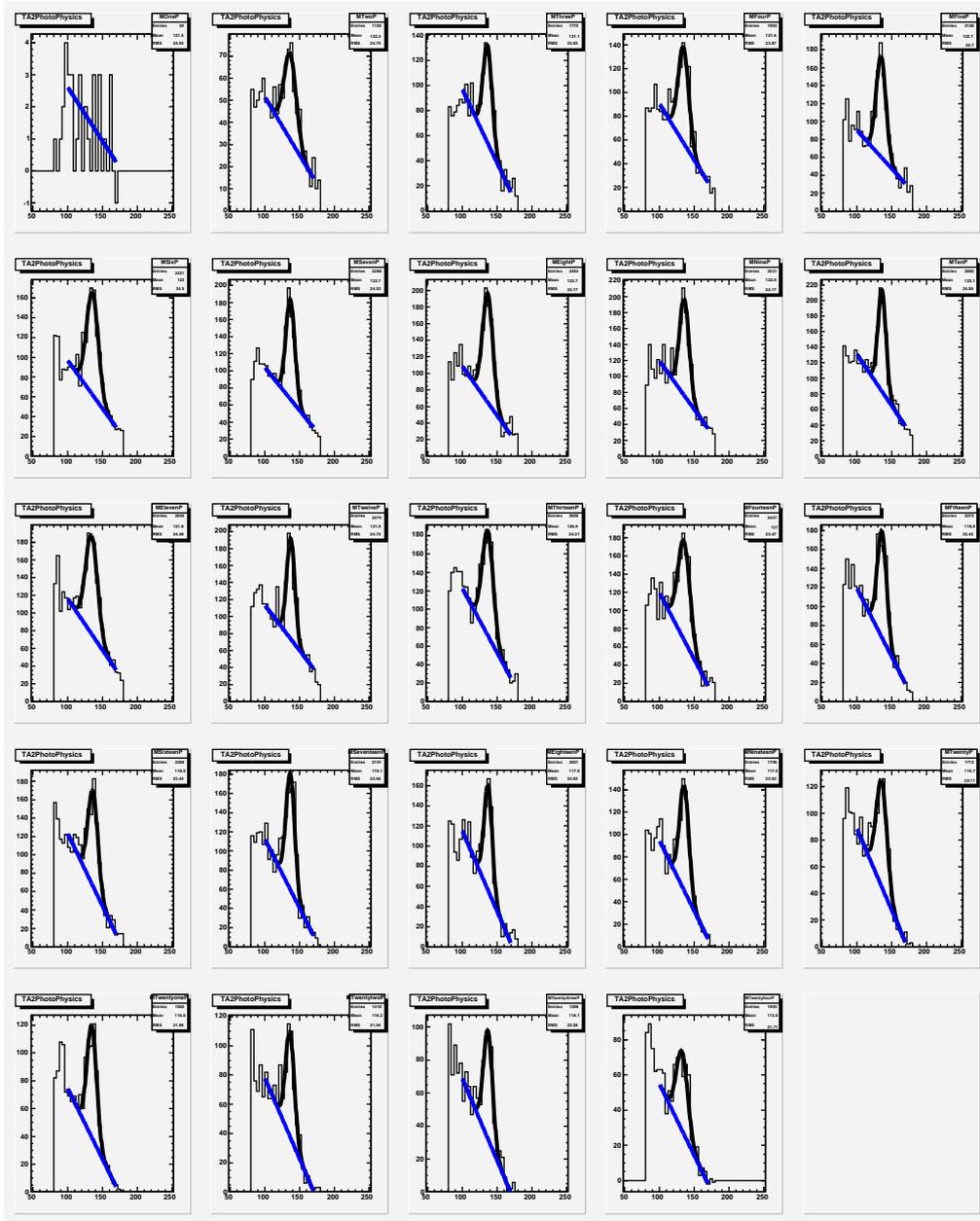


Abbildung 39: Aufgetragen ist m_{π^0} (MeV) gegen counts (a.u.) bei einer Einschussenergie von 400-460 MeV am Kalzium für den $\pi^0\pi^\pm$ Kanal und für verschiedene 5 MeV breite Fenster in der $\pi^0\pi^\pm$ invarianten Masse im Bereich von 270-390 MeV. Zunehmende invariante Masse von links nach rechts und von oben nach unten.

4. Ergebnisse

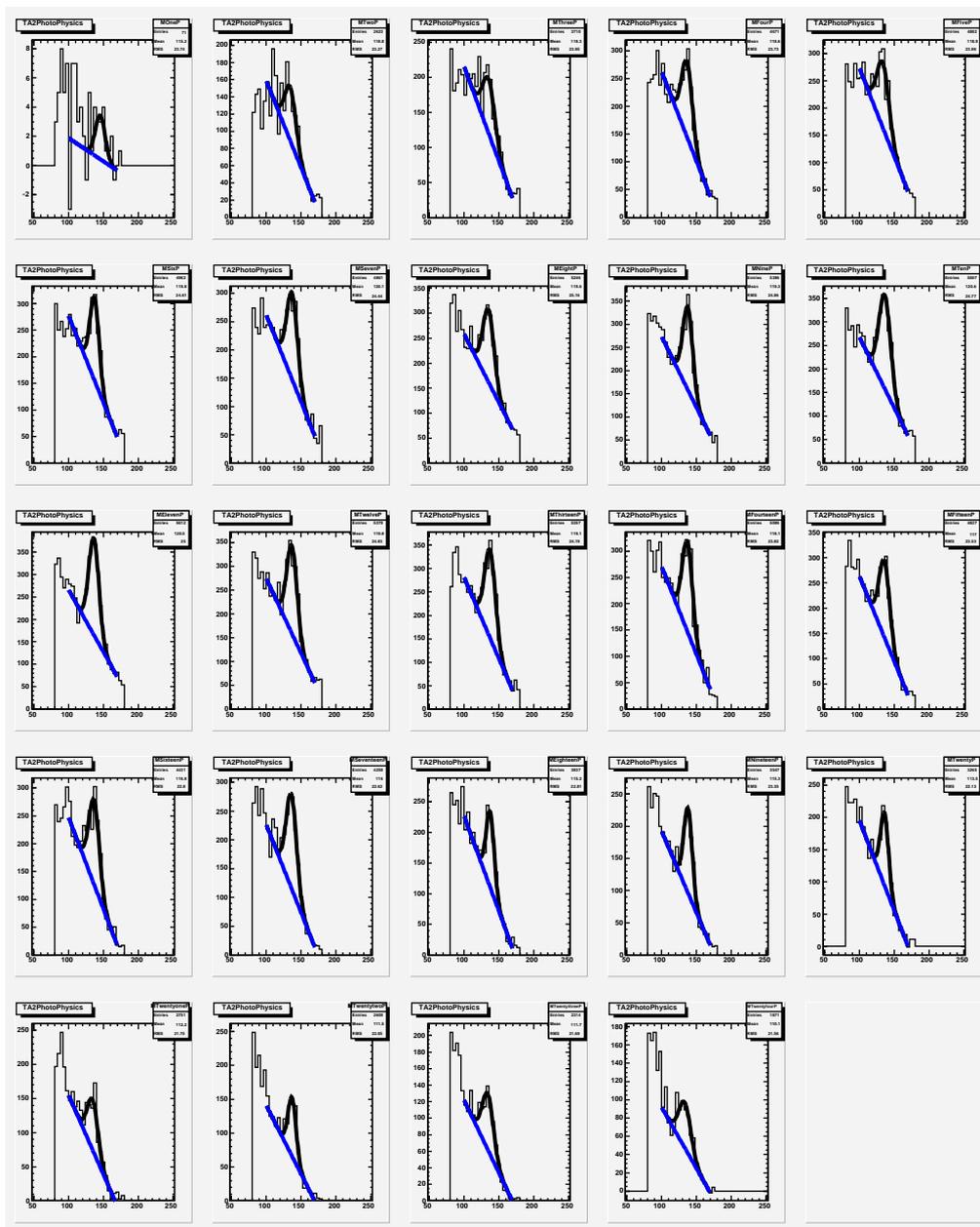


Abbildung 40: Aufgetragen ist m_{π^0} (MeV) gegen counts (a.u.) bei einer Einschussenergie von 400-460 MeV am Blei für den $\pi^0\pi^\pm$ Kanal und für verschiedene 5 MeV breite Fenster in der $\pi^0\pi^\pm$ invarianten Masse im Bereich von 270-390 MeV. Zunehmende invariante Masse von links nach rechts und von oben nach unten.

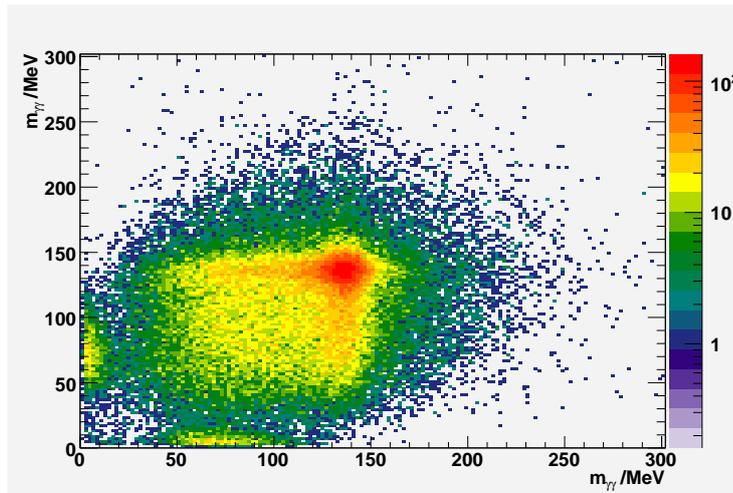


Abbildung 41: Zweidimensionale Auftragung der paarweisen $\gamma\gamma$ -invarianten Masse für 4 Photonen-Ereignisse in der $\gamma A \rightarrow \pi^0 \pi^0 (A - 1) + Np$ Reaktion am Kalzium

4.2.4. Ergebnisse der Analyse

Eine erste Überprüfung der Analyse und somit auch der kalibrierten Daten kann man anhand bekannter Kanäle vornehmen. Da für meine Analyse insbesondere geladene und neutrale Pionen zu identifizieren sind, habe ich mir zuerst die invariante Masse des Pions angesehen (vgl. Abbildung 41). Man kann hier einen deutlichen Peak erkennen der an der richtigen Position von 134,9 MeV liegt. Da wir auch geladene Pionen für den Referenzkanal benötigen, liegt es nahe die Reaktion $\gamma A \rightarrow \eta (A - 1) + N \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^- (A - 1) + N$ zu analysieren. In Abbildung 42 ist dieser Kanal am Kalzium dargestellt. Nachdem die im vorherigen Kapitel beschriebenen Schritte durchgeführt wurden, liegen die Massenverteilungen jeweils für die beiden unterschiedlichen Kanäle und die 3 unterschiedlichen Targets vor. Um den massendifferenziellen Wirkungsquerschnitt dieser Massenverteilungen zu erhalten, müssen diese Spektren noch in physikalische Größen umgewandelt werden. Dies geschieht mit folgender Formel:

$$\frac{d\sigma}{dm_{\pi\pi}} = \frac{N_{\pi\pi}(m_{\pi\pi})}{N_{\gamma} * \epsilon(m_{\pi\pi}) * N_{Target} * \Gamma_{BR}}$$

Dabei ist

$N_{\pi\pi}$ die Anzahl der nachgewiesenen Mesonen (hier der Pionenpaare)

N_{γ} der Photonenfluß

$\epsilon(m_{\pi\pi})$ die Nachweiseffizienz für die 2π Produktionsreaktion. Der Nachweis des Nukleons erfolgt nur über die Bestimmung der fehlenden Masse und geht deshalb nicht in diese Effizienz ein.

4. Ergebnisse

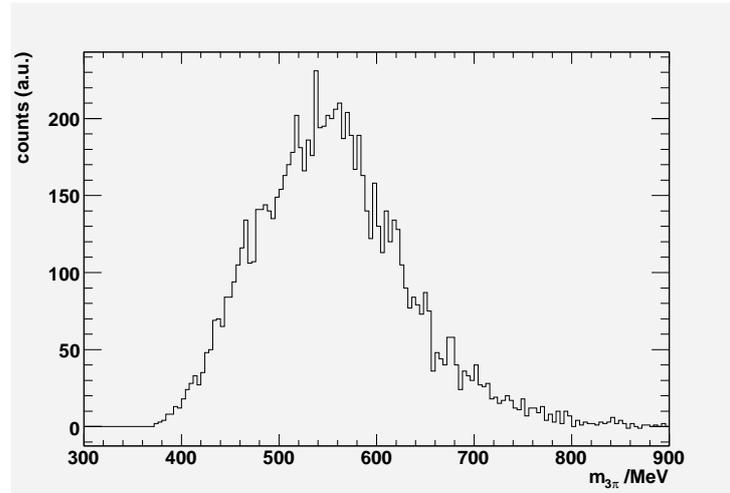


Abbildung 42: Invariante $\pi^0\pi^+\pi^-$ Masse für die Reaktion $\gamma A \rightarrow \pi^0\pi^+\pi^-(A-1) + N$. Die Verteilung zeigt eine Häufung bei der η Masse ($m_\eta = 547$ MeV).

Γ_{BR} das Verzweigungsverhältnis für den nachgewiesenen Endzustand (hier $\Gamma_{2\pi^0 \rightarrow 4\gamma} = (\Gamma_{\pi^0 \rightarrow 2\gamma})^2 = 0.988^2$)

N_{Target} die Flächenbelegung des Targets in $\frac{g}{cm^2}$

Hierbei wird die aus der Simulation bestimmte Effizienz der 2 untersuchten Reaktionen benutzt, sowie die von Alexander Nikolaev bestimmte Tagging-Effizienz. Die Flächenbelegung (z.B. des Kalziumtargets) berechnet sich aus:

$$N_{Target} = \frac{N_A * \rho_{Ca} * L_{Target}^{eff}}{A_{Target}}$$

Dabei ist

N_A die Avogadro Zahl ($6.022 * 10^{23} mol^{-1}$)

ρ_{Ca} die Dichte des Kalziumtargets

L_{Target}^{eff} die effektive Targetlänge

A_{Target} die Molmasse des Targets in $\frac{g}{mol}$

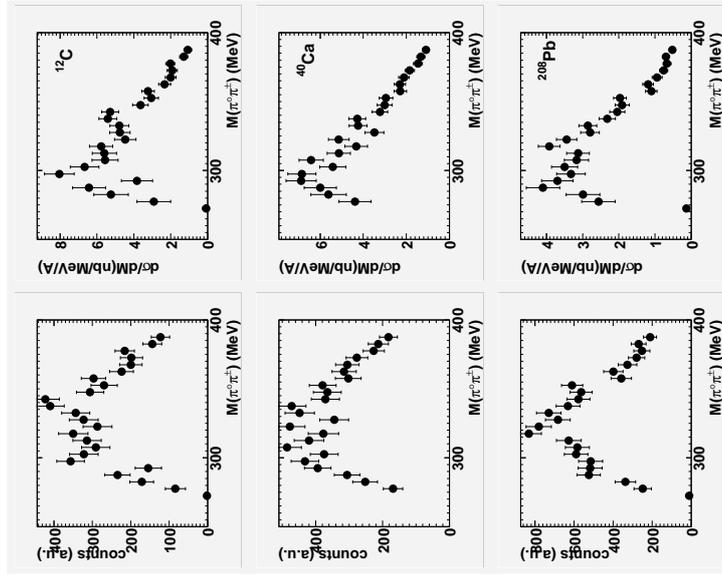


Abbildung 44: Differenzieller Wirkungsquerschnitt des $\pi^+\pi^\pm$ Kanals für von oben nach unten Kohlenstoff, Kalzium und Blei (linke Seite ohne, rechte Seite mit Akzeptanzkorrektur)

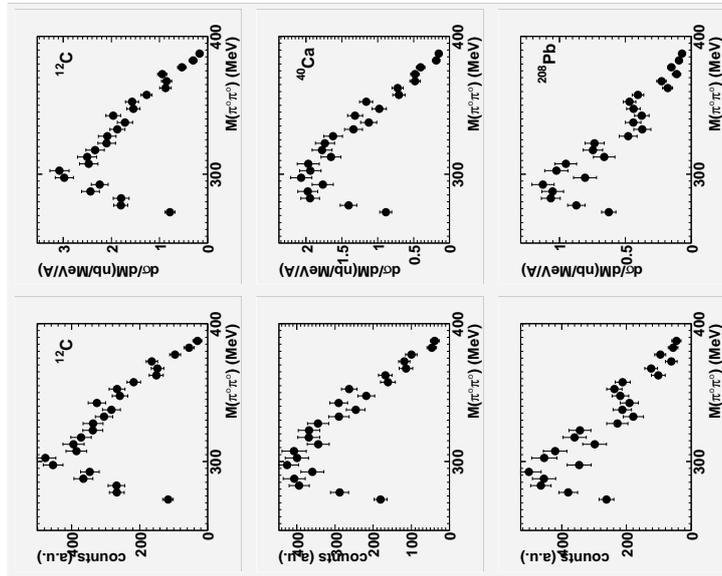


Abbildung 43: Differenzieller Wirkungsquerschnitt des $\pi^+\pi^0$ Kanals für von oben nach unten Kohlenstoff, Kalzium und Blei (linke Seite ohne, rechte Seite mit Akzeptanzkorrektur)

4. Ergebnisse

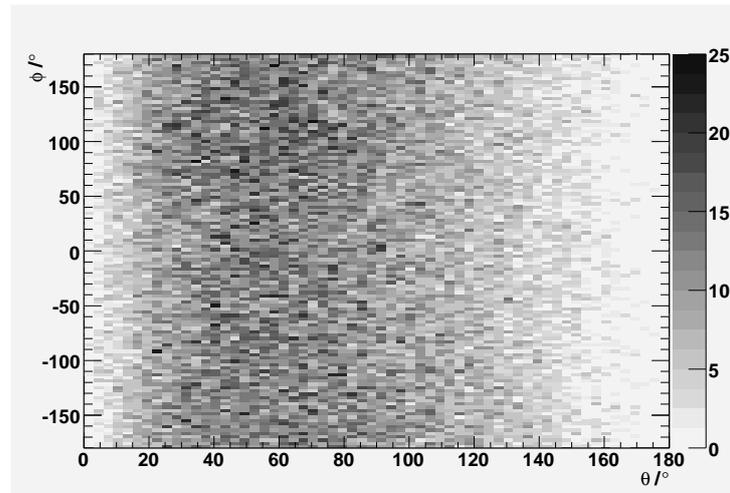
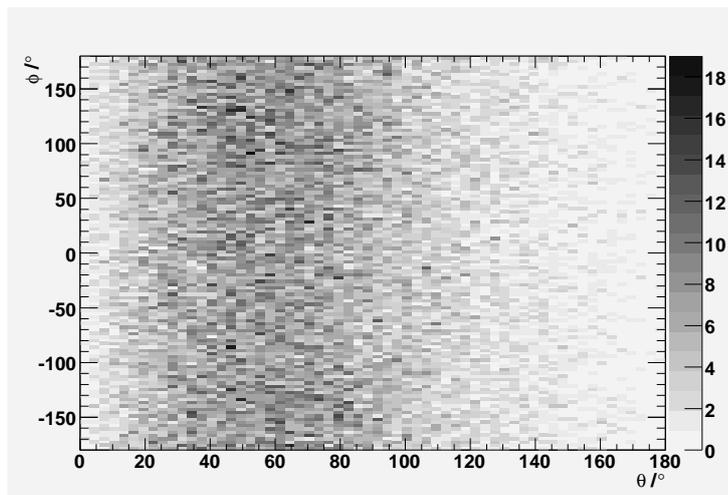
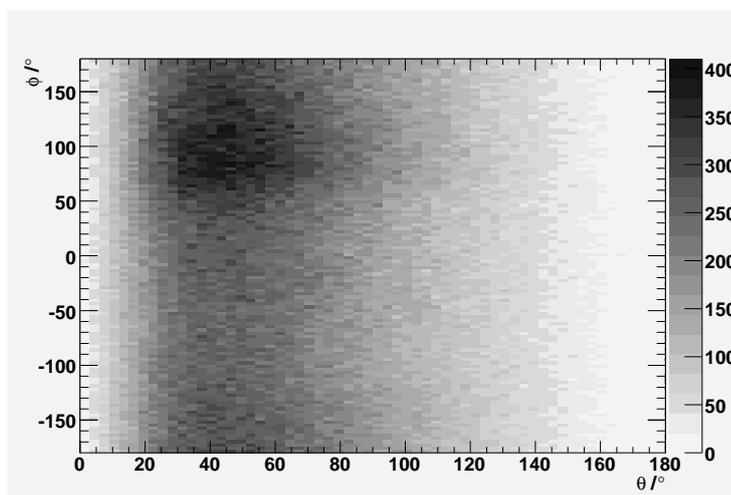


Abbildung 45: Winkelverteilung der beiden neutralen Pionen im $\pi^0\pi^0$ Kanal am Kalzium (Laborsystem)

In den Abbildungen von 45 bis 48 sind die Winkelverteilungen der geladenen sowie der ungeladenen Pionen für die einzelnen Kanäle am Kalzium dargestellt. In der Winkelverteilung des $\pi^0\pi^\pm$ Kanals erkennt man das Fehlen von 2 Kanälen des PID in der Analyse. Daher häufen sich in der Winkelverteilung der ungeladenen Pionen diese in dem Bereich an.

Eine genauere Untersuchung über die Abhängigkeit der invarianten Masse von dem Systemimpuls der beiden Kanäle wird in Abbildung 49 für den $\pi^0\pi^0$ bzw. $\pi^0\pi^\pm$ Kanal des Kalziums gezeigt. Hier ist der Impuls des σ bzw. des $\pi^0\pi^\pm$ -Systems aufgetragen. Das $\pi^0\pi^\pm$ Histogramm wurde in 3 Bereiche mit gleich vielen Einträgen unterteilt. Für jeden Bereich wurde die invariante Masse des Systems getrennt nach den oben beschriebenen Regeln bestimmt. In Abbildung 50 sind auf der linken Seite die invarianten Massen für niedrige (0-144 MeV/c), in der Mitte für mittlere (144-207 MeV/c) und rechts für hohe (>207 MeV/c) Impulse dargestellt. Von oben nach unten sind jeweils wieder die Massenverteilungen für das Kohlenstoff, Kalzium und Blei Target aufgetragen. In Abbildung 51 sind diese Schnitte ebenso für den $\pi^0\pi^\pm$ Kanal durchgeführt worden.

In Abbildung 52 sind die Einzel-Pion-Impulsspektren für die jeweiligen Targets an beiden Kanälen dargestellt.

Abbildung 46: Winkelverteilung des σ am Kalzium (Laborsystem)Abbildung 47: Winkelverteilung des neutralen Pions im $\pi^0\pi^\pm$ Kanal am Kalzium (Laborsystem)

4. Ergebnisse

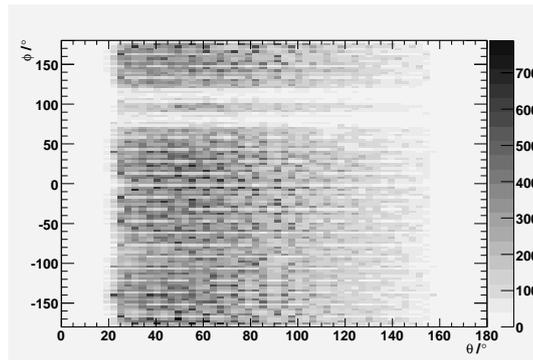


Abbildung 48: Winkelverteilung des geladenen Pions im $\pi^0\pi^\pm$ Kanal am Kalzium, man erkennt die 2 inoperablen PID-Elemente an der niedrigeren Statistik zwischen 80° und 120° in θ (Laborsystem)

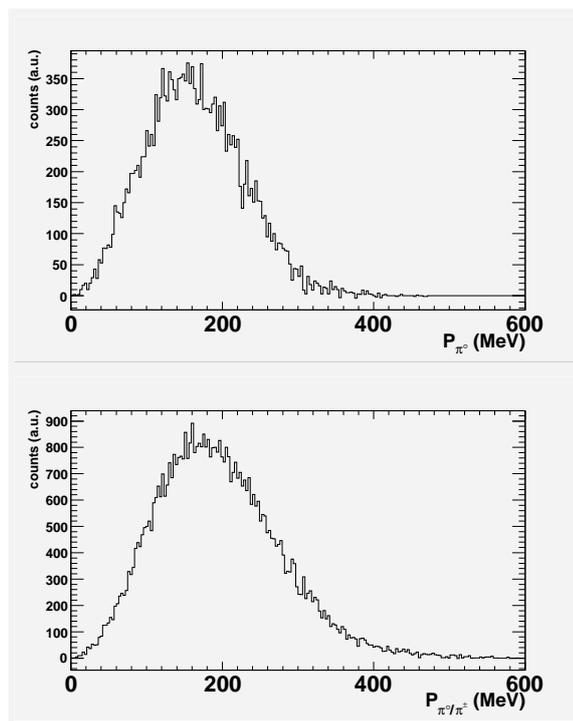


Abbildung 49: Impulsverteilung der beiden Pionen am Kalzium, oben für den $\pi^0\pi^0$ Kanal sowie unten für den $\pi^0\pi^\pm$ Kanal

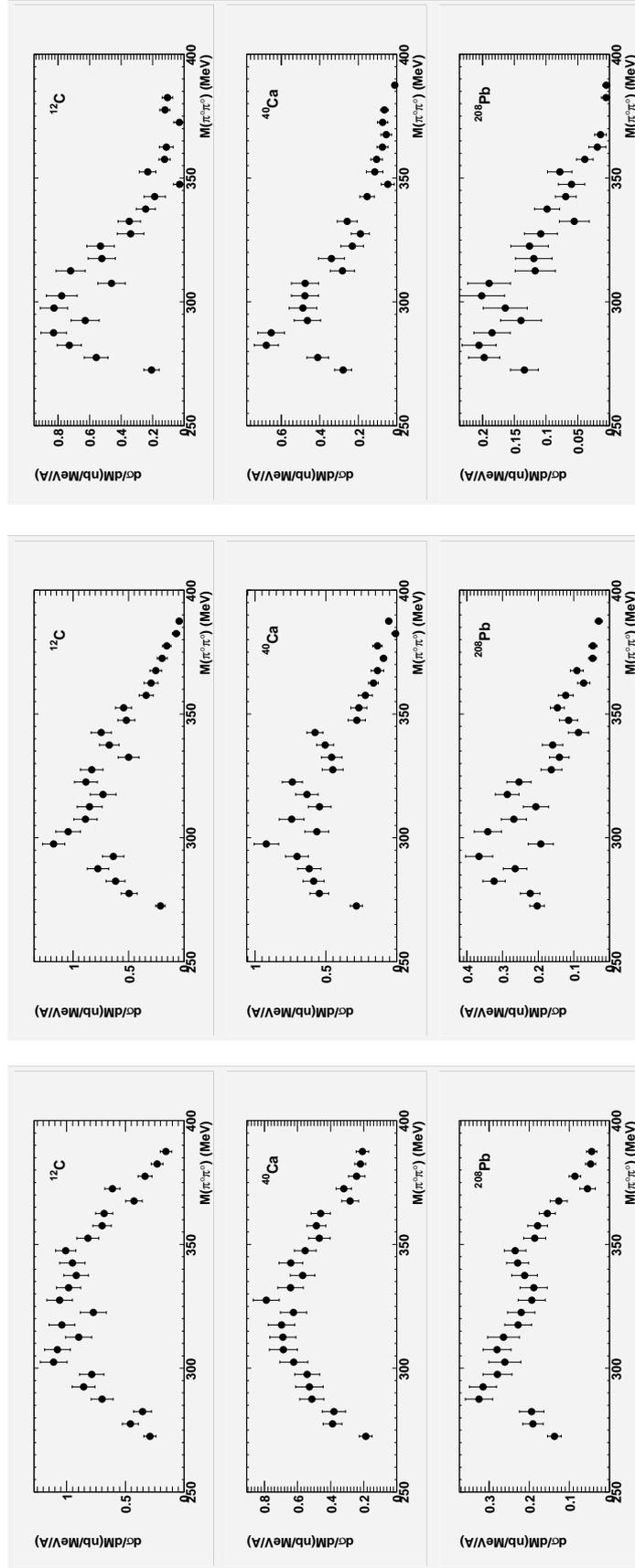


Abbildung 50: Differenzielle impulsabhängige Massenverteilungen für die verschiedenen Targets im $\pi^+\pi^0$ Kanal, von links nach rechts zunehmender Impuls des 2π -Systems (0-144 MeV/c, 145-207 MeV/c, >207 MeV/c)

4. Ergebnisse

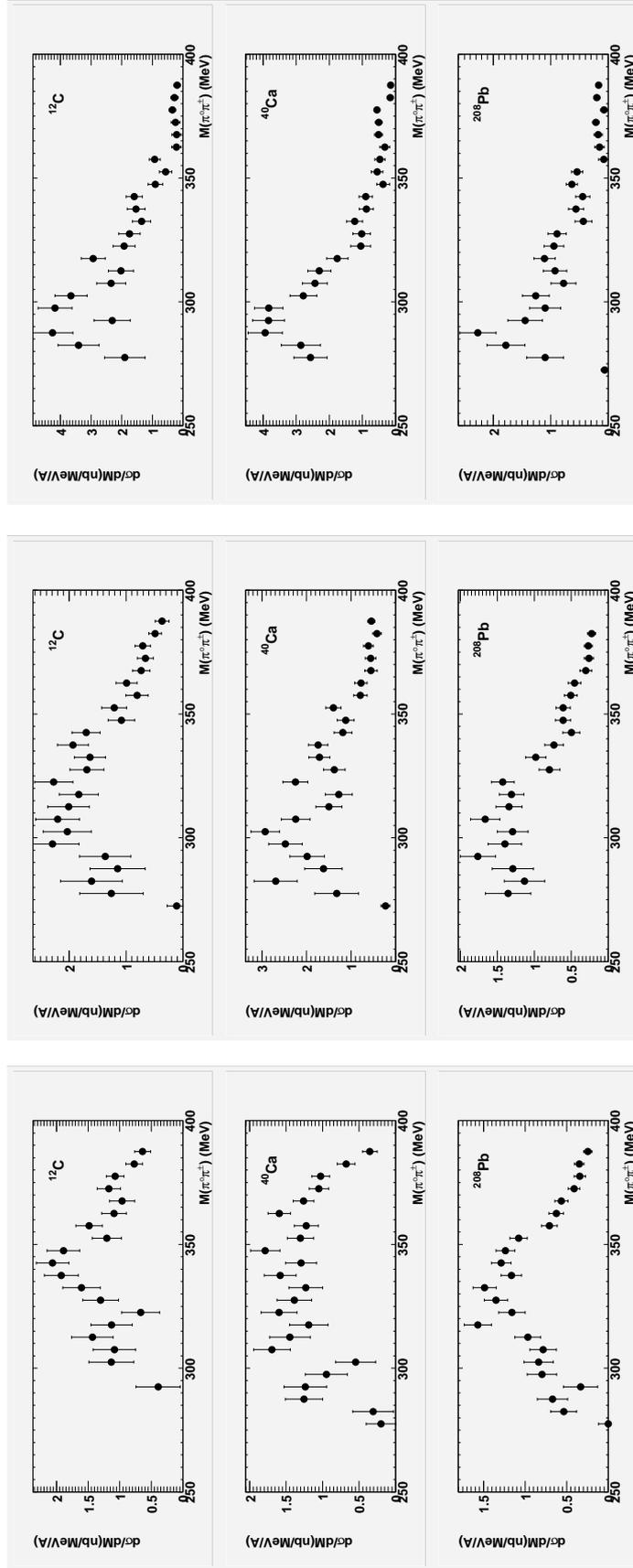


Abbildung 51: Differenzielle impulsabhängige Massenverteilungen für die verschiedenen Targets im $\pi^0\pi^\pm$ Kanal, von links nach rechts zunehmender Impuls des 2π -Systems (0-144 MeV/c, 145-207 MeV/c, >207 MeV/c)

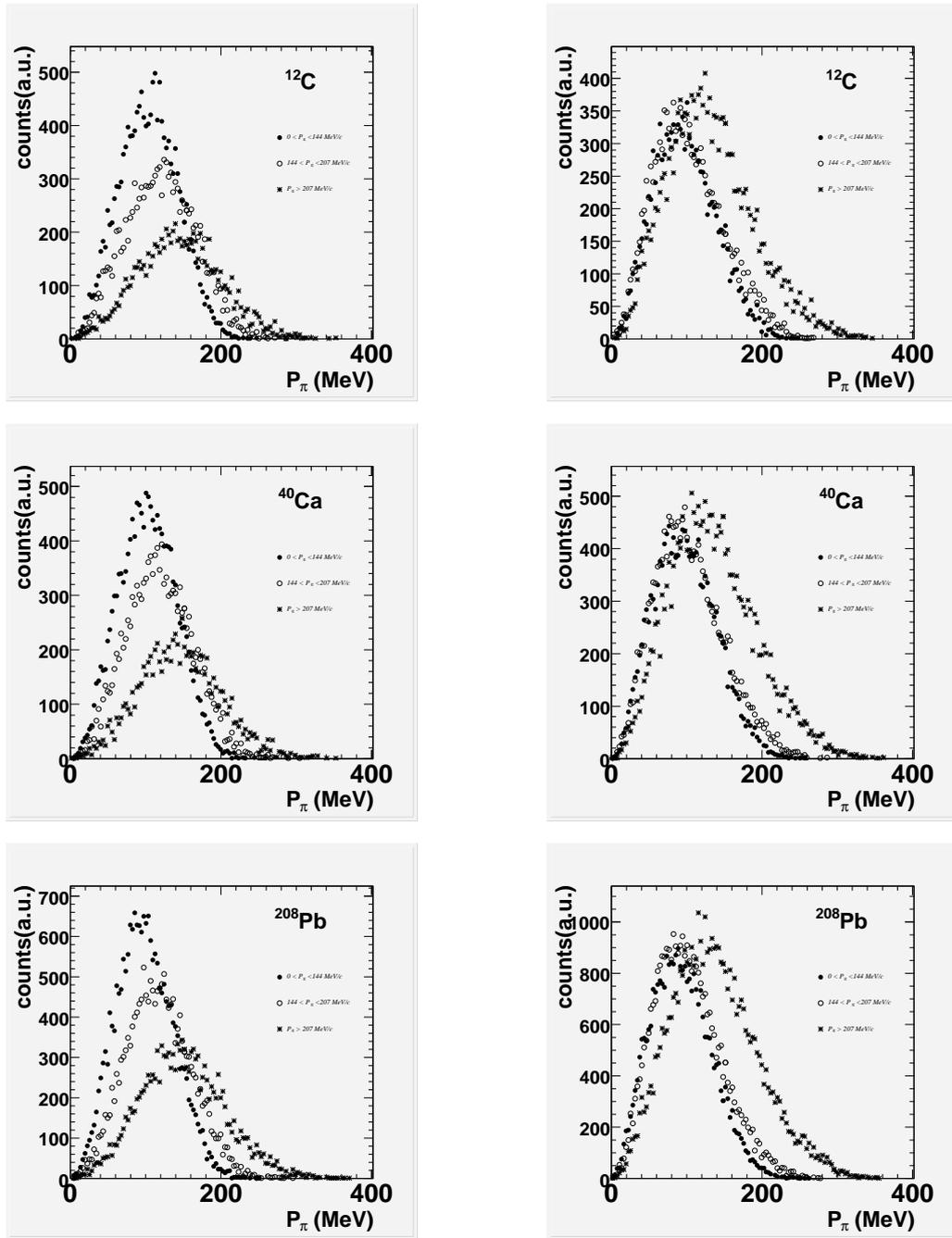


Abbildung 52: Impulse der einzelnen Pionen im $\pi^0\pi^0$ Kanal auf der linken Seite und im $\pi^0\pi^\pm$ Kanal auf der rechten Seite für die jeweiligen Impulsbereiche

Eine Interpretation dieser Spektren fällt schwer, da eine theoretische Beschreibung des kleinsten Impulsbereiches im BUU-Modell nicht möglich ist. Zu höheren Impulsen hin, dominiert die Rückstreuung aus der $\Delta(1232)$ -Anregung. Daher wurde noch eine Verteilung basierend auf dem Einzelpionenimpuls erstellt. In Abbildung 53 ist die von Bernd

4. Ergebnisse

Krusche gemessene Absorptionswahrscheinlichkeit von Pionen im nuklearen Medium dargestellt [Kru95]. Man erkennt, daß die Pionen die größte Reichweite bei einem Impuls von 50-140 MeV/c haben. Um die Endzustandswechselwirkung der Pionen im Kern zu minimieren, wurden daher in Abbildung 54 die 2π Massenverteilungen nur für diesen Impulsbereich von 50-140 MeV/c für jedes einzelne Pion dargestellt. Auch hier sind wieder die Ergebnisse für die verschiedenen Targetmaterialien dargestellt.

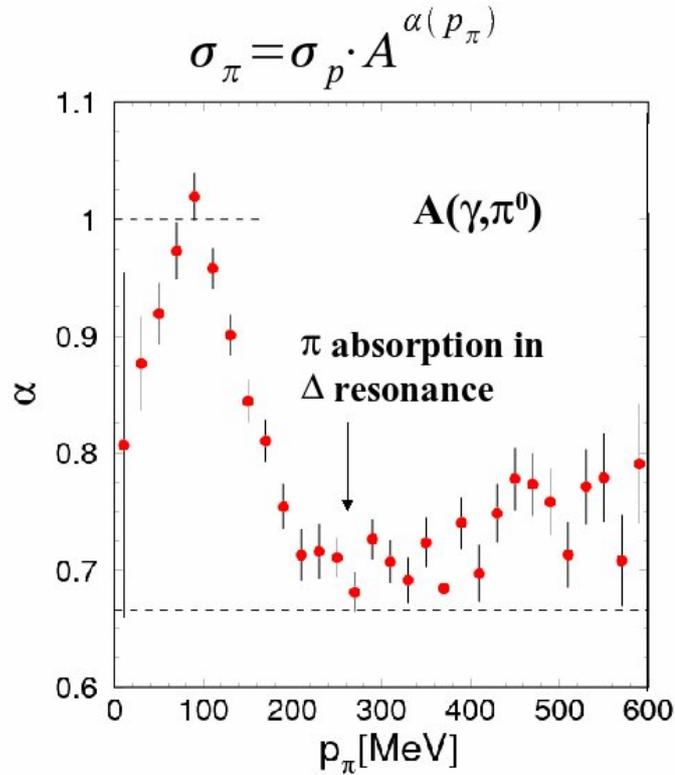


Abbildung 53: Wirkungsquerschnitt für Ein-Pion-Photoproduktion in Abhängigkeit vom Impuls des Pions. Dargestellt ist die Impulsabhängigkeit des Parameters α in der Parametrisierung des Wirkungsquerschnitts gemäß $\sigma_{\pi} = \sigma_p \cdot A^{\alpha(p)}$ ($\alpha=1$ entspricht einer vollen Transparenz des Kerns für Pionen).

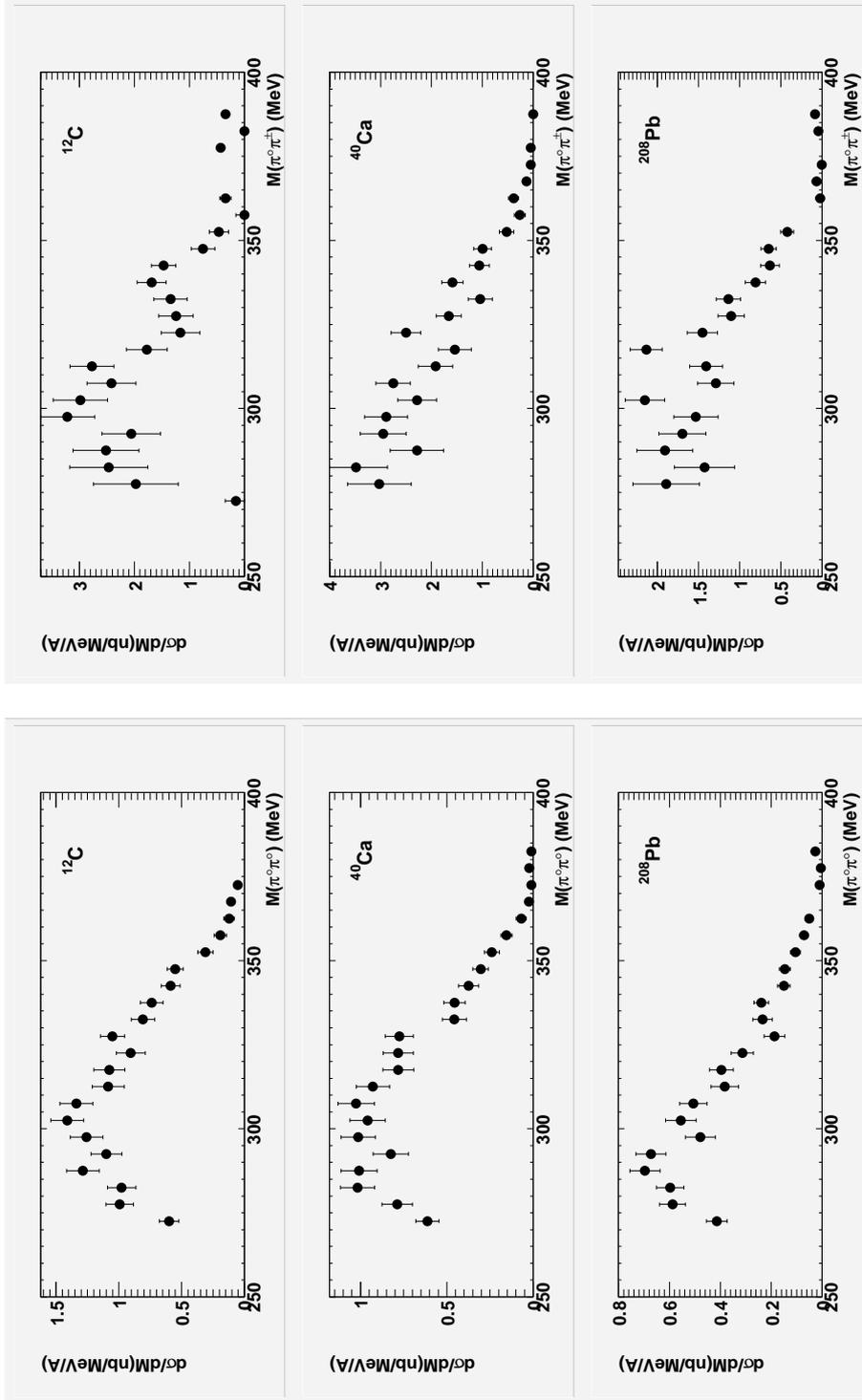


Abbildung 54: Differenzielle impulsabhängige Massenverteilungen für die verschiedenen Targets im $\pi^+\pi^0$ Kanal (linke Seite) und im $\pi^0\pi^+$ Kanal (rechte Seite), bei denen beide Pionen jeweils einen Impuls von 50-140 MeV/c besitzen

4. Ergebnisse

4.3. Resultate

Die Ergebnisse für die einzelnen Targets und ihre jeweiligen Kanäle können jetzt miteinander verglichen werden. Um eventuell immer noch unentdeckte systematische Fehler für eine abschließende Diskussion ausschließen zu können, wird das Verhältnis der einzelnen Targets zueinander gebildet:

$$C_{\pi\pi} = \frac{(\frac{d\sigma}{dM})_{Target1}}{(\frac{d\sigma}{dM})_{Target2}} * \frac{A_2}{A_1}$$

Aus den so ermittelten Verhältnissen können Aussagen über eine etwaige Verschiebung in den einzelnen Kanälen oder zwischen den verschiedenen Targetmaterialien getroffen werden. In der folgenden Abbildung 55 sind die einzelnen Verhältnisse abgebildet.

In Abbildung 56 sind diese Verhältnisse für die verschiedenen Impulsbereiche des $\pi^0\pi^0$ -Kanals aufgetragen. In Abbildung 57 sind die entsprechenden Verhältnisse für den $\pi^0\pi^\pm$ Kanal aufgetragen.

In Abbildung 58 sind die Verhältnisse für den 50-140 MeV/c Impulsbereich der Pionen des $\pi^0\pi^0$ Kanals (linke Seite) und des $\pi^0\pi^\pm$ Kanals (rechte Seite) aufgetragen. Für diesen Impulsbereich, in dem die Endzustandswechselwirkung der Pionen mit dem Kern minimiert ist, wird der Unterschied im Verhältnis der Massenverteilungen für den $\pi^0\pi^0$ und $\pi^0\pi^\pm$ Kanal besonders deutlich. Während im $\pi^0\pi^0$ Kanal das Verhältnis der invarianten Massenverteilungen auf eine Verschiebung der Verteilungen zu kleinen Massen in der Nähe der 2π -Schwelle hindeutet, ist im $\pi^0\pi^\pm$ Kanal keine Veränderung der Form im Massenspektrum mit der Kernmassenzahl zu erkennen, was durch ein konstantes Verhältnis zum Ausdruck kommt.

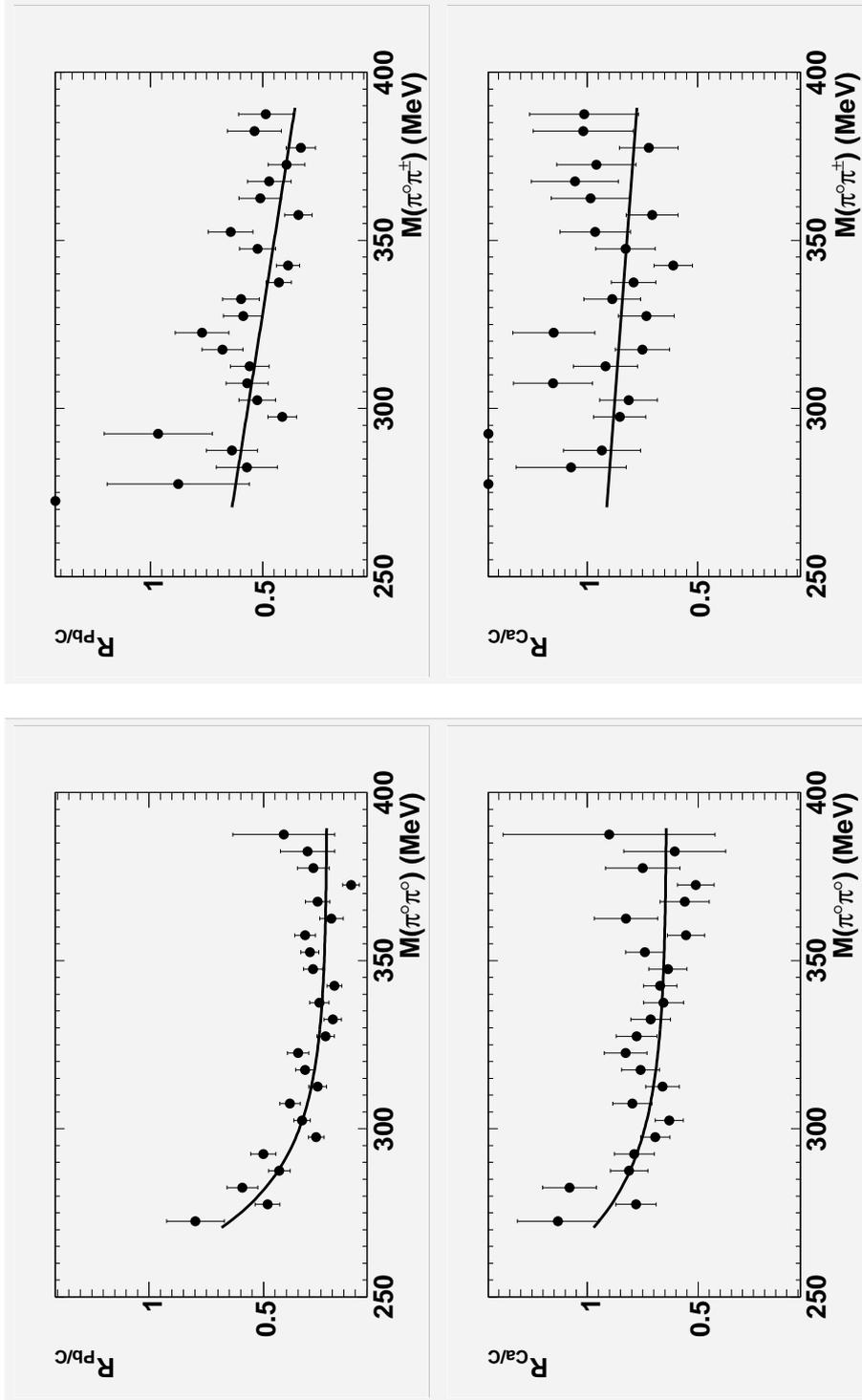


Abbildung 55: Aus den differentiellen Massenverteilungen gebildete Verhältnisse im $\pi^0\pi^0$ Kanal (linke Seite) und im $\pi^0\pi^{\pm}$ Kanal (rechte Seite)

4. Ergebnisse

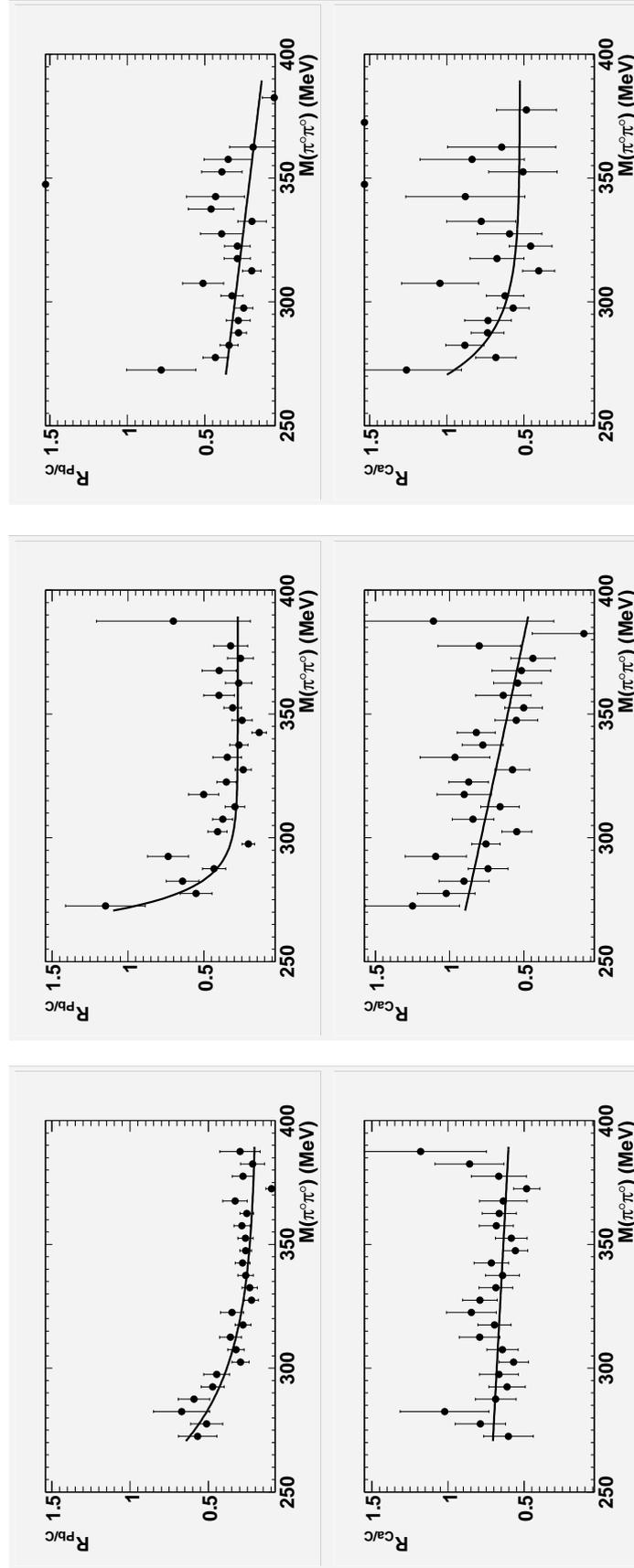


Abbildung 56: Aus den differentiellen impulsabhängigen Massenverteilungen gebildete Verhältnisse im $\pi^0\pi^0$ Kanal, von links nach rechts zunehmender Impuls des 2π -Systems (0-144 MeV/c, 145-207 MeV/c, >207 MeV/c)

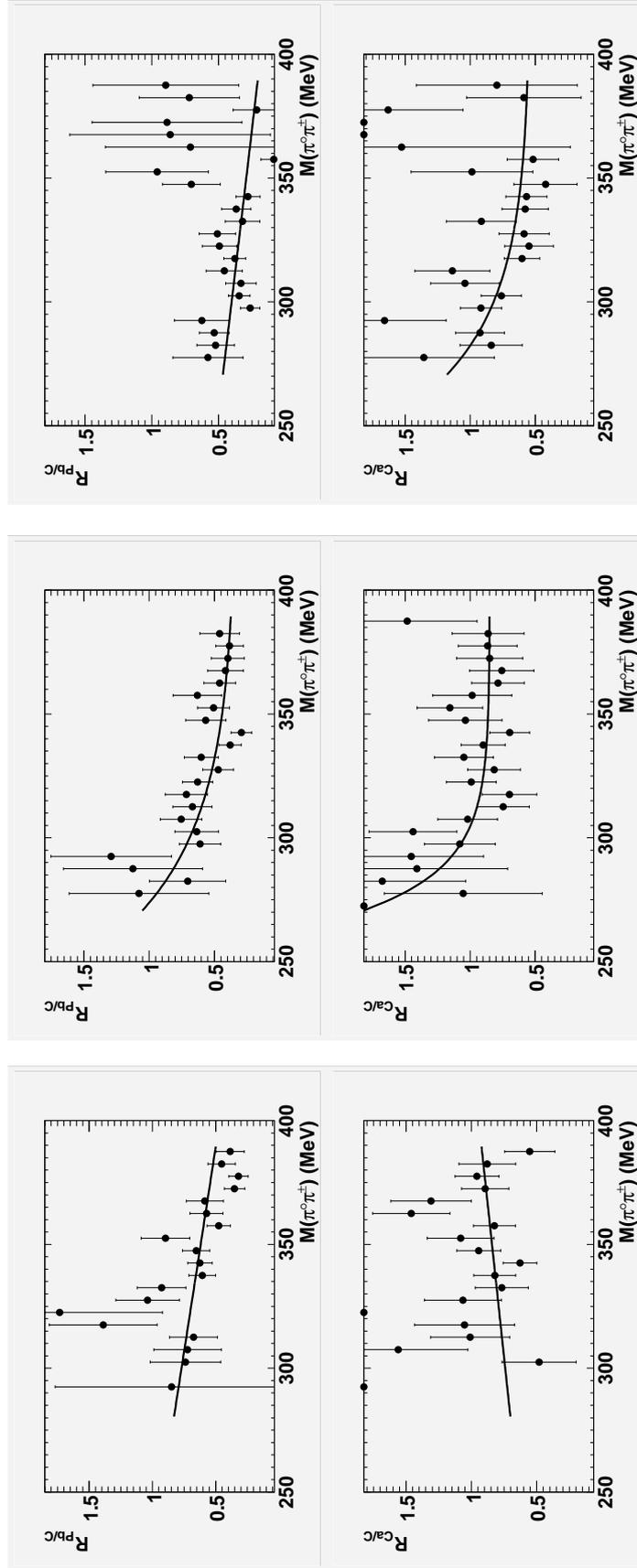


Abbildung 57: Aus den differenziellen impulsabhängigen Massenverteilungen gebildete Verhältnisse im $\pi^0\pi^\pm$ Kanal, von links nach rechts zunehmender Impuls des 2π -Systems (0-144 MeV/c, 145-207 MeV/c, >207 MeV/c)

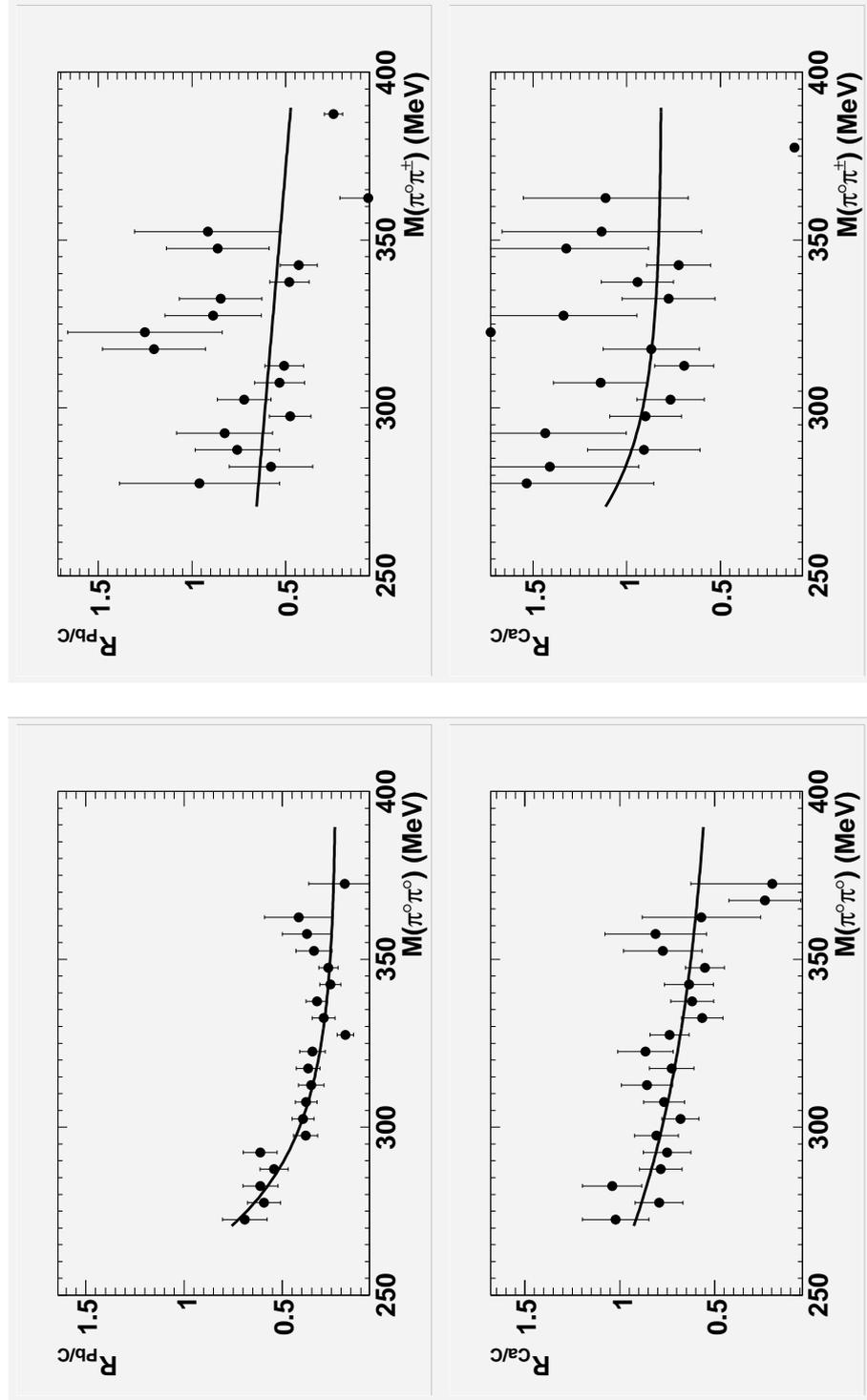


Abbildung 58: Aus den differenziellen impulsabhängigen Massenverteilungen gebildete Verhältnisse im $\pi^0\pi^\pm$ Kanal (linke Seite) und im $\pi^0\pi^0$ Kanal (rechte Seite), bei denen beide Pionen jeweils einen Impuls von 50-140 MeV/c besitzen

5. Diskussion

In der hier abschließenden Diskussion werden die Ergebnisse meiner Arbeit mit den vorangegangenen von TAPS durchgeführten Experimenten und den Theoriekurven der Gießener Theorie Gruppe verglichen.

5.1. Vergleich mit den zuvor gemessenen publizierten Daten

In dem vorangegangenen Experiment von TAPS an MAMI wurde eine Massenverschiebung im $\pi^0\pi^0$ Kanal zu kleinen invarianten Massen in die Nähe der 2π - Schwelle gefunden. Im $\pi^0\pi^\pm$ Kanal blieb die invariante Massenverteilung aber weitgehend konstant. Dies konnte gut durch das Verhältnis von Blei zu Kohlenstoff dargestellt werden. In Abbildung 59 und Abbildung 61 sind in einem ersten Schritt die Massenverteilungen am Kohlenstoff, Kalzium und am Blei der zuvor gemessenen und der neuen Messung verglichen, jeweils für den $\pi^0\pi^0$ und den $\pi^0\pi^\pm$ Kanal. Die Messung am Kalziumtarget wurde im vorherigen Experiment nur für den Einschussenergiebereich von 400-500 MeV analysiert, daher ist das Ergebnis für das Kalziumtarget in einer separaten Abbildung dargestellt (Abbildung 60 und Abbildung 62). Man erkennt beim Kohlenstoff und Kalzium eine relativ gute Übereinstimmung der Wirkungsquerschnitte im $\pi^0\pi^0$ Kanal. Am Blei liegt der Wirkungsquerschnitt der neuen Messung in diesem Kanal etwas niedriger als in der vorherigen Messung. Im $\pi^0\pi^\pm$ Kanal ist die Übereinstimmung bei Einschussenergien von 400-460 MeV gut. Im Energiebereich von 400-500 MeV liegt der differenzielle Wirkungsquerschnitt der neuen Messung tiefer.

Obwohl der Wirkungsquerschnitt im $\pi^0\pi^0$ Kanal am Blei in der neuen Messung niedriger ist, kann man immer noch eine Verschiebung des Massenpeaks zu schwereren Kernen und damit höherer nuklearer Dichte beobachten. In dem $\pi^0\pi^\pm$ Kanal ist er nicht so ausgeprägt, was mit der alten Messung übereinstimmt. Um das Verhalten mit zunehmender nuklearer Dichte besser zu verdeutlichen wird in Abbildung 63 und 64 das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für unterschiedliche Targets miteinander verglichen. Während im $\pi^0\pi^\pm$ Kanal eine gute Übereinstimmung gefunden wird, erkennt man im $\pi^0\pi^0$ Kanal einen Unterschied in der Stärke des Anstiegs zu kleinen invarianten Massenverhältnissen hin. Der niedrigere differenzielle Wirkungsquerschnitt der neuen Messung führt hier auch zu einem schwächeren Anstieg im Verhältnis von Blei und Kohlenstoff. Allerdings ist nach wie vor ein Anstieg zu beobachten, was die Aussage einer unterschiedlichen Massenverschiebung der beiden Kanäle, basierend auf dem Experiment, untermauert.

5. Diskussion

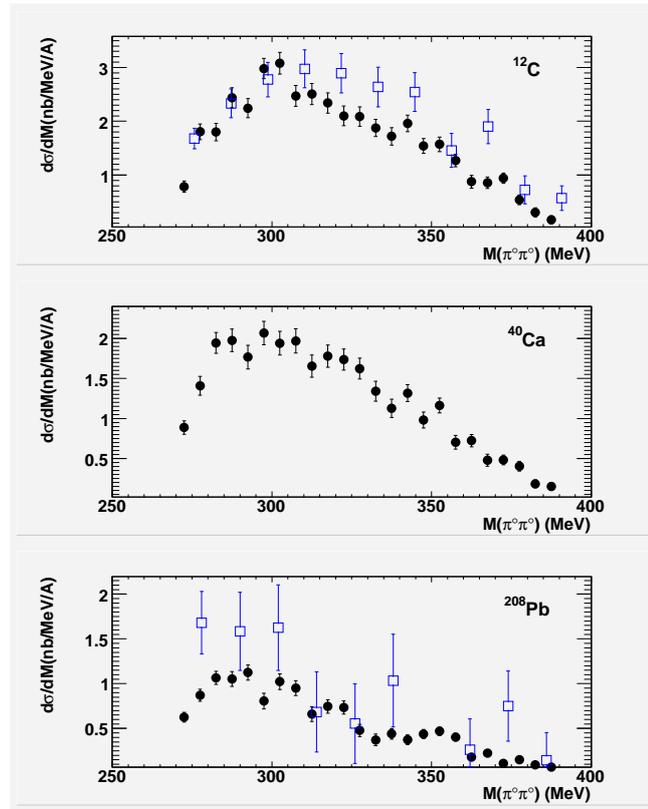


Abbildung 59: Differenzieller Wirkungsquerschnitt des $\pi^0\pi^0$ Kanals für Kohlenstoff, Kalzium und Blei (ausgefüllte Punkte) im Vergleich mit den zuvor publizierten Daten (offene Kästchen aus Abbildung 5,[Mes02]) im Einschussenergiebereich von 400-460 MeV

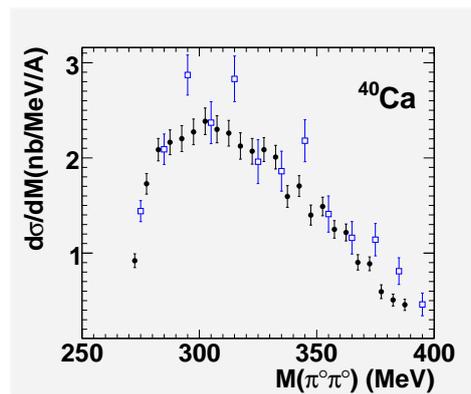


Abbildung 60: Differenzieller Wirkungsquerschnitt des $\pi^0\pi^0$ Kanals für Kalzium (ausgefüllte Punkte) im Vergleich mit den zuvor publizierten Daten (offene Kästchen,[Blo07]) im Einschussenergiebereich von 400-500 MeV

5.1. Vergleich mit den zuvor gemessenen publizierten Daten

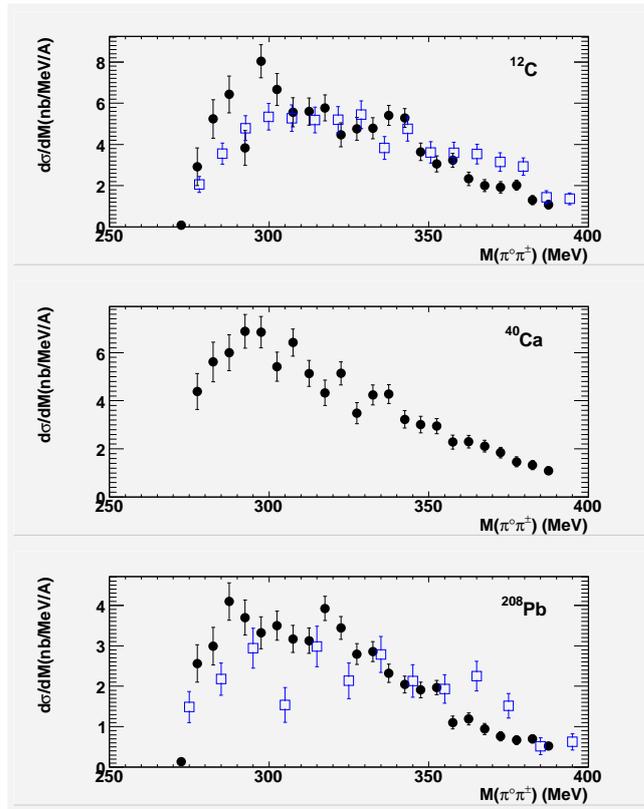


Abbildung 61: Differenzieller Wirkungsquerschnitt des $\pi^0\pi^\pm$ Kanals für Kohlenstoff, Kalzium und Blei (ausgefüllte Punkte) im Vergleich mit den zuvor publizierten Daten (offene Kästchen aus Abbildung 5, [Mes02]) im Einschussenergiebereich von 400-460 MeV

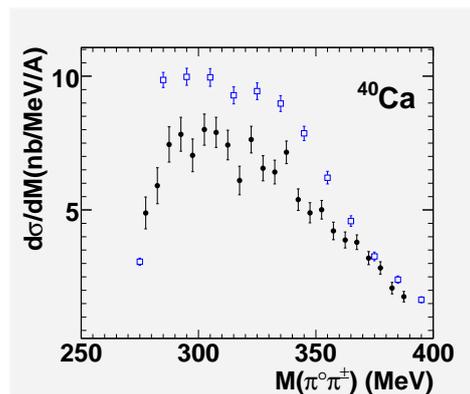


Abbildung 62: Differenzieller Wirkungsquerschnitt des $\pi^0\pi^\pm$ Kanals für Kalzium (ausgefüllte Punkte) im Vergleich mit den zuvor publizierten Daten (offene Kästchen, [Blo07]) im Einschussenergiebereich von 400-500 MeV

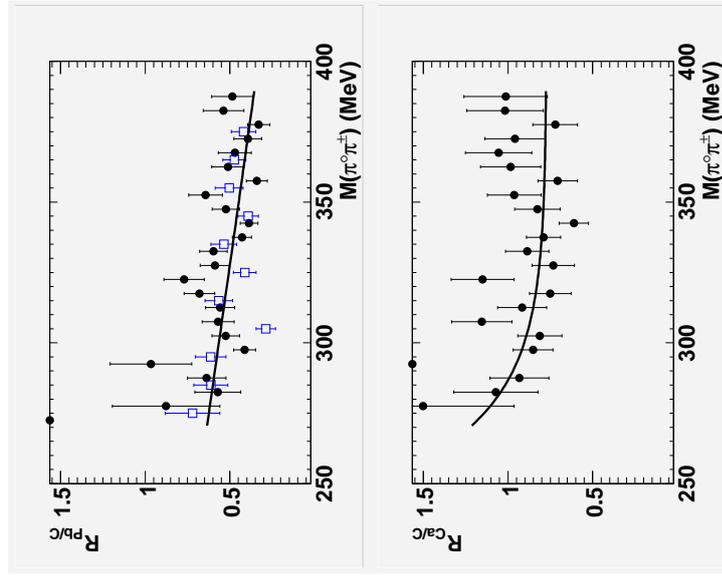


Abbildung 64: Aus den differentiellen Wirkungsquerschnitten gebildete Verhältnisse im $\pi^0\pi^\pm$ Kanal (ausgefüllte Punkte) im Vergleich mit den zuvor publizierten Daten (offene Kästchen,[Mes02]) im Einschussenergiebereich von 400-460 MeV

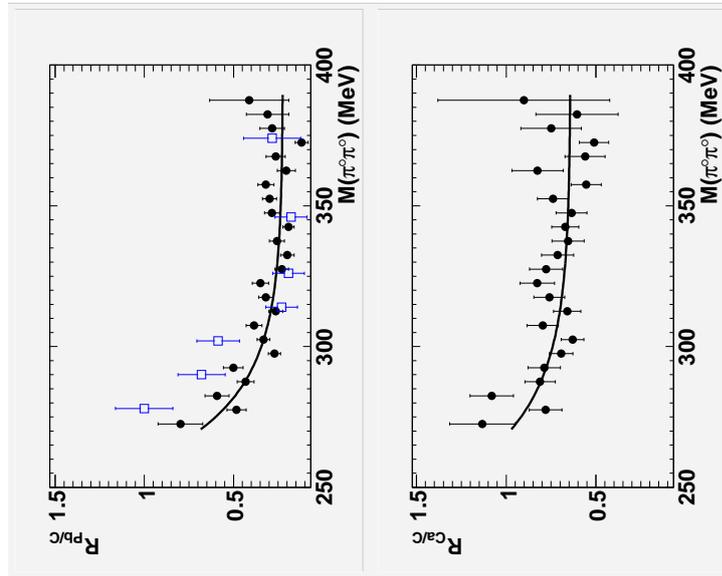


Abbildung 63: Aus den differentiellen Wirkungsquerschnitten gebildete Verhältnisse im $\pi^0\pi^0$ Kanal (ausgefüllte Punkte) im Vergleich mit den zuvor publizierten Daten (offene Kästchen,[Mes02]) im Einschussenergiebereich von 400-460 MeV

5.2. Vergleich mit Theorie

In diesem Abschnitt werden die alten und die neuen Daten mit einer neuen Rechnung aus der Gießener Theorie Gruppe um Prof. U. Mosel verglichen. Die für die beiden Kanäle gezeigten Datensätze hat O. Buss mit dem Gießener BUU-Modell berechnet. Während die theoretischen Werte die neutralen Kanäle sehr gut beschreiben (Abbildung 65), liegen sie für den $\pi^0\pi^\pm$ Kanal um etwa einen Faktor 2 zu hoch (Abbildung 66).

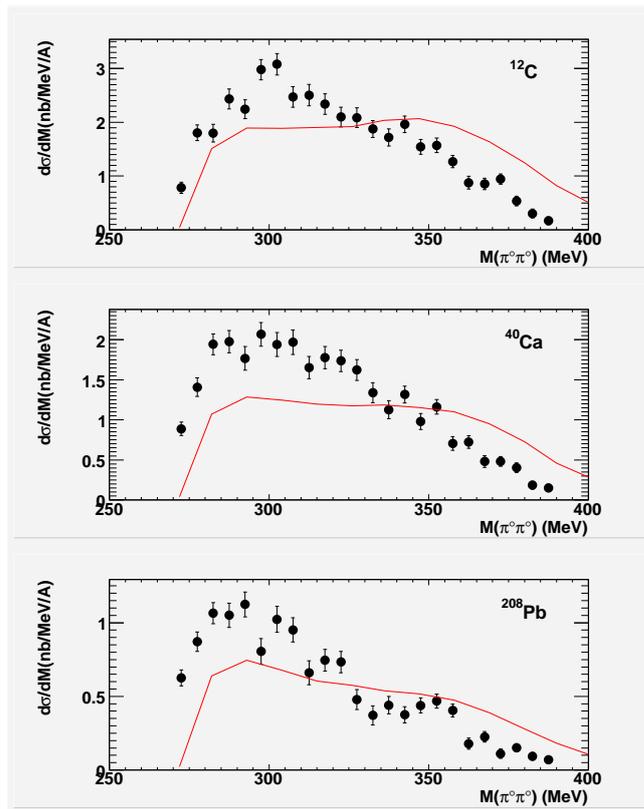


Abbildung 65: Differenzieller Wirkungsquerschnitt des $\pi^0\pi^0$ Kanals für Kohlenstoff, Kalzium und Blei (ausgefüllte Punkte) im Vergleich mit den BUU-Rechnungen (Linie, [Bus06]) im Einschussenergiebereich von 400-460 MeV

Aus den theoretischen berechneten Wirkungsquerschnitten habe ich auch ein Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Targets erstellt, um sie mit meinen und den zuvor publizierten Verhältnissen vergleichen zu können. Der Verlauf der theoretischen berechneten Verhältnisse stimmt mit dem der Daten sehr gut überein (Abbildung 67). Nur im $\pi^0\pi^\pm$ Kanal liegt das Verhältnis bedingt durch die größeren Wirkungsquerschnitte etwas tiefer (Abbildung 68).

5. Diskussion

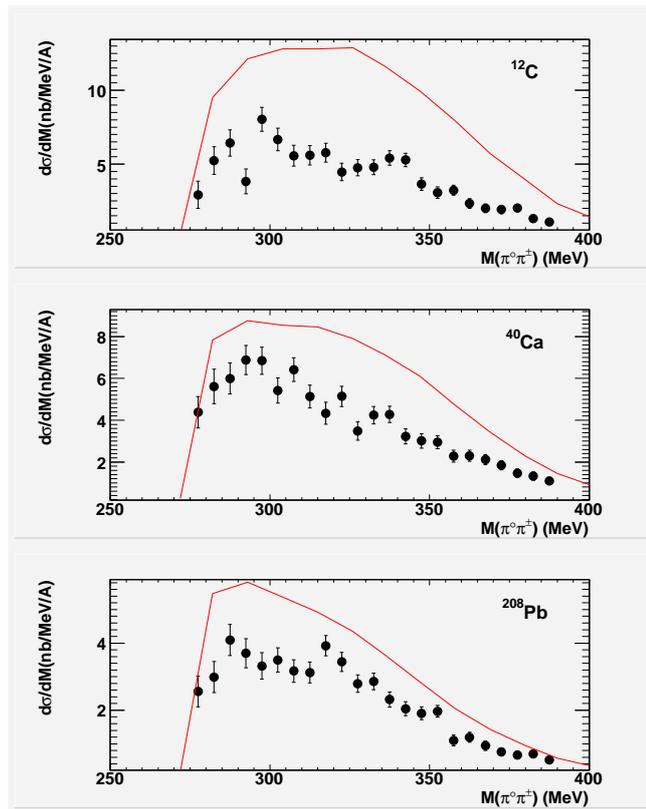


Abbildung 66: Differenzieller Wirkungsquerschnitt des $\pi^0\pi^\pm$ Kanals für Kohlenstoff, Kalzium und Blei (ausgefüllte Punkte) im Vergleich mit den BUU-Rechnungen (Linie,[Bus06]) im Einschussenergiebereich von 400-460 MeV

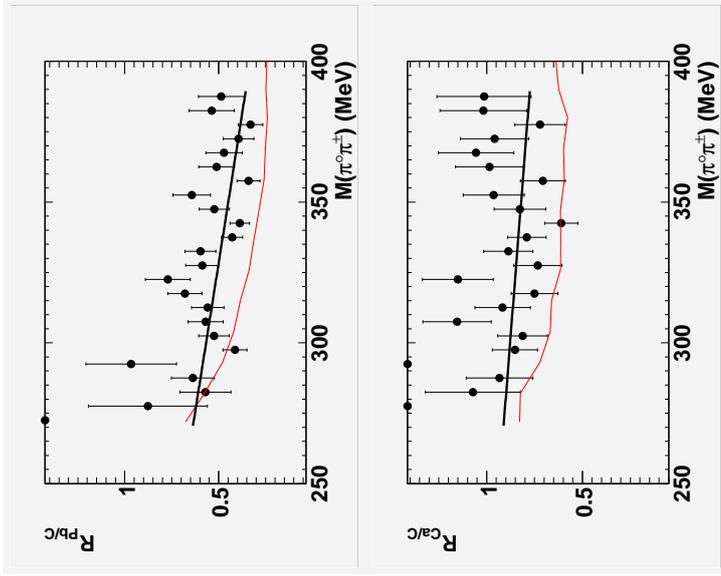


Abbildung 68: Aus den differenziellen Wirkungsquerschnitten gebildete Verhältnisse im $\pi^0\pi^\pm$ Kanal (ausgefüllte Punkte) im Vergleich mit den BUU-Rechnungen (Linie,[Bus06]) im Einschussenergiebereich von 400–460 MeV

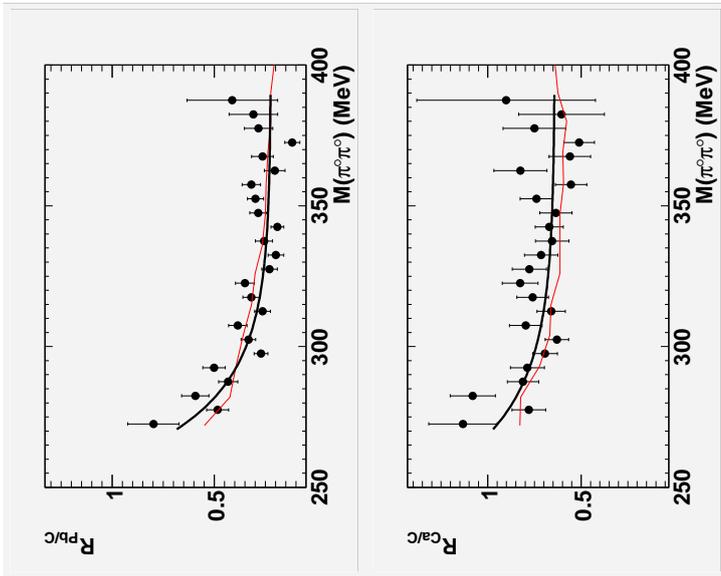


Abbildung 67: Aus den differenziellen Wirkungsquerschnitten gebildete Verhältnisse im $\pi^0\pi^0$ Kanal (ausgefüllte Punkte) im Vergleich mit den BUU-Rechnungen (Linie,[Bus06]) im Einschussenergiebereich von 400–460 MeV

5.3. Schlussfolgerungen und Ausblick

Die ersten experimentellen Daten von TAPS haben einen deutlichen Unterschied zwischen dem $\pi^0\pi^0$ und dem $\pi^0\pi^\pm$ Kanal gefunden. Auch in meiner Analyse der neu gemessenen Daten zeigt sich, daß dieser Effekt vorhanden ist. Allerdings wird er doch deutlich stärker durch Endzustandswechselwirkungen dominiert, als vorher angenommen. Man erkennt dies sehr gut in den impulsabhängigen differentiellen Wirkungsquerschnitten. In den Bereichen mit höheren Impulsen beginnt die Rückstreuung aus der $\Delta(1232)$ -Anregung zu dominieren. Nur in dem niedrigen Impulsbereich bzw. in dem Impulsbereich mit möglichst großer freier Weglänge der Pionen kann man einen Unterschied zwischen dem $\pi^0\pi^0$ und dem $\pi^0\pi^\pm$ Kanal erkennen. Weitere Erkenntnisse könnten verbesserte theoretische Berechnungen des BUU-Modells liefern. In diesen Berechnungen ist der $\pi\pi$ -Photoproduktionsquerschnitt am Neutron ohne experimentelle Grundlage. Diesen Querschnitt wird Stefan Lugert in seiner laufenden Doktorarbeit erstellen. Ausserdem analysiert er die $\pi^0\pi^0$ und $\pi^0\pi^\pm$ Produktion am Deuteriumtarget. Dies kann noch einen besseren Einblick in die Verhältnisse zwischen den verschiedenen nuklearen Targets ermöglichen. Insbesondere lassen sich die BUU-Rechnungen damit auf eine solidere experimentelle Basis im Hinblick auf Reaktionen am gebundenen Neutron stellen.

Literatur

- [Ant91] I. Anthony, J.D. Kelly, S.J. Hall, G.J. Miller und J.Ahrens: *Design of a tagged photon spectrometer for use with the Mainz 840 MeV microtron*; Nucl. Instr. and Meth. A310 (1991) 230
- [Ahr94] J. Ahrens et al.: *The Mainz Microtron MAMI: A Facility Portrait with a Glimse at First Results*; Nuclear Physics News Europe 4 (1994) 5
- [Ber87] V.Bernard, U.-G.Meißner und I.Zahed; Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 966
- [Blo07] F.Bloch; Eur.Phys. J. A 32, 219 (2007)
- [Bon96] F.Bonutti; Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 603
- [Bru07] J.Brudvik: *Doktorarbeit in Vorbereitung*; UCLA Los Angeles, 2007
- [Bus06] O. Buss, L. Alvarez-Ruso, P. Mühlich and U. Mosel: *Low-energy pions in nuclear matter and pi pi photoproduction within a BUU transport model*; Eur. Phys. J. A 29 (2), 189 (2006)
- [Cap06] I.Caprini, G.Colangelo und H.Leutwyler; Phys. Rev. Lett. 96 (2006) 132001
- [Dow03] E.Downie: *The Magnetic Moment of the θ^+ , First Year PhD report*; University of Glasgow, 2003
- [Dre04] P. Drexler: *Entwicklung und Aufbau der neuen TAPS-Elektronik*; Universität Gießen, 2004
- [Ehm00] A.Ehmanns: *Entwicklung, Aufbau und Test eines neuen Auslesesystems für den Crystal-Barrel-Detektor zur Messung photoinduzierter Reaktionen an ELSA*; Universität Bonn, 2000
- [Eff99] M.Effenberger: *Eigenschaften von Hadronen in Kernmaterie in einem vereinheitlichten Transportmodell*; Doktorarbeit, Universität Giessen, 1999
- [Hej98] V.Hejny: *Photoproduktion von η -Mesonen an Helium 4*; Uni Gießen, 1998
- [Jan00] S.Janssen et al.: *The new charged-particle VETO detector for the photon spectrometer TAPS*; IEEE Trans. Nucl.Sci., vol. 47, no. 3, Juni 2000
- [Kli90] S. Klimt, M. Lutz und W. Weise: *Chiral Phase Transition In The SU(3) Nambu And Jona-Lasinio Model*; Phys. Lett. B 249 (1990)
- [Kot01] M.Kotulla: *Experiment zur Bestimmung des magnetischen Moments der δ^+ (1232) Resonanz*; Uni Gießen, 2001
- [Kram07] D.Krambrich: *Aufbau des Crystal Ball-Detektorsystems und Untersuchung der Helizitätsasymmetrie in $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$* ; Universität Mainz, 2007
- [Kru95] B. Krusche: *Photoproduction of π^0 and η mesons from nucleons and nuclei in the second resonance region*; Habilitationsschrift, JLU Gießen, 1995

Literatur

- [Lug07] S.Lugert: *Doktorarbeit in Vorbereitung*; Universität Gießen, 2007
- [Mes02] J.G.Messchendorp, S.Janssen, M.Kotulla et al.; Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 222302
- [Nov91] R. Novotny et al.: *The BaF Photon Spectrometer TAPS*; IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol 38, 1991
- [PDG04] PDG - Particle Data Group: *Particle Physics Booklet*; American Institute of Physics (2004)
- [Sch06] S.Schumann: *Doktorarbeit in Vorbereitung*; Universität Bonn, 2006
- [Sch99] C.Schmidt: *Optimierung des Datenakquisitions-Systems des CRYSTAL-BARREL-Experiments an ELSA*; Universität Bonn, 1999
- [Unv04] M.Unverzagt: *Energieeichung des Crystal Ball Detektors am MAMI*; Universität Mainz, 2004
- [Zeh07] F.Zehr: *Doktorarbeit in Vorbereitung*; Universität Basel, 2007

A. Anhang

Im Rahmen des Anhangs gehe ich noch näher auf die einzelnen Programmteile der Datenakquisition ein. Es werden nur wichtige Ausschnitte des Programmtextes erläutert. Neben Sicherheitskopien befindet sich der aktuelle Programmquelltext auf der *taps02* im Ordner */home/daq/tapsdaq*.

A.1. Boardwechsel

Nachdem ein neues NTEC-Board eingesetzt wurde, muß das Pedestal neu eingestellt werden:

- Testpulser auf ca. 1 kHz einschalten.
- Ein eventuelles inhibit der Akquisition löschen (durch aufrufen von */taps/TapsD* auf der VME4 und anschliessendes Beenden durch *logout*).
- Starten der pedestal Funktion im HardwareServer: */taps/HardwareServer -testqac 2*. Hinter *testqac* steht die Nummer des getauschten NTEC-Boards, in diesem Fall das 2.Board.
- Nach dem Durchlauf auf *y* drücken, sofern die erstellten Werte vernünftig erscheinen und in der Datenbank gespeichert werden sollen.

Zusätzlich kann man auf die Hardware bei Einstellungsproblemen direkt zugreifen: Auf jeder VME-CPU kann man mit */bin/vmedebug* ein Programm starten, das direkten Zugriff auf die VME-Boards erlaubt. Es ist ein zum VME-Treiber mitgeliefertes Programm, welches mit *h* die möglichen Befehle anzeigt. So ist es z.B. mit dem Befehl *rw 0x21001002* möglich, die Revision der NTEC-Boards auszulesen. Nach einem Boardwechsel kann man so z.B. überprüfen ob die richtige Basisadresse eingestellt wurde.

A.2. Crosstalk Check

Im Verlauf des Experiments wurde ein Crosstalk Check durchgeführt, um zu ermitteln ob die 4 Kanäle auf den NTEC-Boards sich gegenseitig beeinflussen. Hierzu wurden unterschiedliche Kanäle abgeschaltet und daraufhin Daten gemessen (siehe Abbildung 69). Die Kanäle können mit folgendem Aufruf gesetzt bzw. abgeschaltet werden:

```
/taps/CrosstalkServer -crosscheck 0001
```

Hierdurch werden auf allen NTEC-Boards im VME-Crate die Kanäle 1,2 und 3 abgeschaltet und nur der 4.Kanal aktiviert (0=Kanal aus, 1=Kanal aktiv).

Nach Auswertung der Messungen zeigte sich bei wenigen Kanälen eine Verschiebung der gemessenen Peakposition. Der Maximalwert betrug 7 Kanäle. Insgesamt tritt allerdings fast keine Verschiebung auf, so daß eine koinzidente Energiedeposition in benachbarten Detektoren keine Auswirkung auf die Lage des Peaks im Energiespektrum hat.

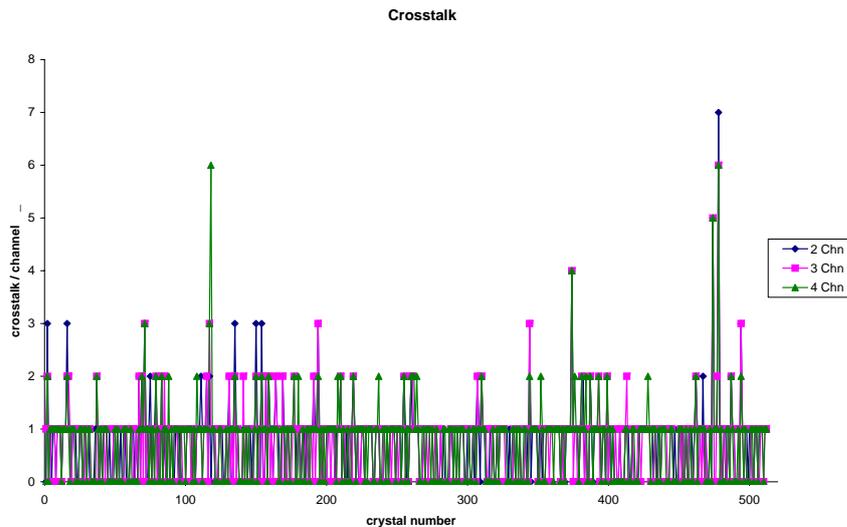


Abbildung 69: Crosstalk Check

A.3. Datenanalyse

Zum Starten und stoppen der Akquisition dient das Programm `donald_gui`, welches auf der `taps01` aufgerufen wird. Man kann darin den Dateinamen vorgeben unter dem die Daten im “Standalone-Modus” gespeichert werden. Wird eine Datenaufnahme gestartet, verbindet sich `donald_gui` mit den 8 VME-Crates und dem Hauptrechner und startet dort die Prozesse zum Auslesen.

Ein eventuell vorher laufender Prozess zum Einstellen der Hardware wird dabei beendet. Zur Analyse der gemessenen Daten wird im gekoppelten Modus das Acqu-System benutzt. Dieses zweigt in einem Zeitintervall einen kleinen Teil der Datenmenge ab, um sie online d.h. zeitnah graphisch darzustellen. Für die Daten, die im Standalone-Modus anfallen, gibt es ein einfaches Programm mit Namen `anaNtech`, welches die gemessenen Rohdaten in die BaF_2 repräsentierenden Histogramme eines `root`-files füllt. Der Aufruf lautet folgendermaßen:

```
anaNTECv2.2 [rohdaten.dat] [output.root]
```

Danach kann man sich in `root` das erzeugte File ansehen und einzelne Blöcke oder Kristalle z.B. mit folgenden Makros darstellen:

```
.x TIME64.c(3,-1,4100) für die Zeitspektren .x LG64.c(1,-1,600) für die Energiespektren
```

A.4. Eventbuilder-Code

Die Eventbuilder teilen sich in Clients und einen Master auf. Sie basieren auf der baselevb-Bibliothek, die die grundlegenden Funktionen der Eventbuilder zusammenfasst.

DataThread.h

In der Datei DataThread.h werden die gesammelten Daten an den Eventsaver geschickt.

```
while(run) {
  CRawDataBuffer *buf = (CRawDataBuffer *) BufferHandler->waitFullBuffer();
  if(run) {
    buf->setCPUid((unsigned char) readout->CPUid&0xFF);
    buf->sendData(tcpStream);
    sentBytes += buf->getTotalByteSize();
    buf->reset();
    BufferHandler->releaseFreeBuffer((void *)buf);
    BlockCount++;
    gettimeofday(&Time, 0);
  }
}
sprintf(temp, "Data Thread stopped. (%d)", (int)BlockCount);
LogTransport->Notice(temp);
```

ReadoutThread.h

Im ReadoutThread wird auf den Trigger gewartet. Nachdem ein Triggersignal erkannt wurde, wird neuer Speicher bereitgestellt und die Boards ausgelesen. Danach wird dem ausgelesenen Event die Buffernummer hinzugefügt.

```
while(runReadout) {
  do {
    Readout->BeforeWaitTrigger();
    nTrigger = 0;
    nTrigger = Control->waitTrigger();
  } while(!Readout->AfterWaitTrigger(nTrigger));
  lastTime = currentTime;
  currentTime = clock();
  if(nTrigger==1) {
    if(!notransport) buffer = (CRawDataBuffer *) BufferHandler->waitFreeBuffer();
    readouttime = clock();
    ex1 = Readout->DataEvent(buffer);
    readouttime = clock() - readouttime; //Control->readFreeClockCounter() - Readouttime;
    if(ex1) {
      LogReadout->Error(ex1->ErrorText);
      if(ex1->ErrorNum==-1)
        status = RD_SIGSEGV;
      else
        status = RD_READOUTERR;
    }
    buffer->Header->globalBufferNumber = Control->readBufferNumber();
    buffer->Header->localBufferNumber = Readout->BufferNumber;
  }
}
```

baselevb.cpp

Hierin sind die Grundfunktionen jedes Eventbuilders definiert. Die einzelnen Prozesse werden gestartet und die Basisbefehle verarbeitet, die beim Start oder durch ein Steuerprogramm übergeben wurden.

A. Anhang

```
bool StartProcesses(ostream *Output, string strserverip, int iserverport) {
bool processCommand(string cmdline, ostream *Output) {
class CControlSession : public TCPSession
{
    if(daemonmode.numset) {
        CControlSession *tcp;
        try {
            TCPSocket cmdport (InetAddress(strcmdip.c_str()), icmdport);
            while(runServer) {
                try {
                    while(cmdport.isPendingConnection(5000)) {
                        tcp = new CControlSession(cmdport, processCommand);
                        tcp->Start();
                    }
                }
                catch(Socket *socket) {
                    LogControl->Error("Control client socket failed");
                }
            }
        }
        catch(Socket *socket) {
            LogControl->Error("Cannot bind to command port");
        }
    }
}
```

taps.cpp bzw. taps_master.cpp

In diesem Teil wird eingestellt um, welchen Client es sich handelt. Danach kann der Client bzw. Master kompiliert und auf die entsprechende VME-CPU kopiert werden.

```
#define CLIENT 9 //Block A = 1, B = 2, ...
#define BANK TABI //Block A = TABA, B = TABB, ...
```

ntec.cpp

In der ntec.cpp sind die direkten Zugriffe auf die Elektronik implementiert. Die Anzahl der vorgegebenen Boards werden nacheinander ausgelesen. Hierbei können nur Boards am Ende des Adressraumes weggelassen werden, da die Schleife von einer kontinuierlichen Verteilung ab dem ersten Board ausgeht.

A.5. Eventsaver-Code

Der Eventbuilder evs setzt sich unter anderem aus folgenden Programmtextteilen zusammen:

EVMProcessThread.h

In diesem Teil werden die anlaufenden Daten an eine angekoppelte Akquisition geschickt (in diesem Fall Acqu): *datasize = event->write2eventbuffer(Data)*; Für Acqu wurde eine Puffergröße von 32kByte vereinbart. Der Puffer beginnt mit einem 0x20202020 Datenwort und wird mit einem 0xffffffff Datenwort beendet.

EventBuffer.h

Hier werden die Daten der einzelnen Clients zu einem Datenpaket zusammengeschnürt. Im Standalone-Modus wird die folgende Routine aufgerufen:

```
void writeData(IDatabase *db) {
    db->setUserHeader(&UserHeader);
    db->setusedCPUs(presentCPUs);
    for(unsigned int i=0;i<poslevbData;i++) {
        CRawDataBuffer *data = levbData[i];
        int cpuid = data->getCPUid();
        if (data->gethardInterruptCounter() == 0x50505050){
            LogControl->Notice("End of Spill received.");
            i=poslevbData;
        } else {
            do {
                if(data->getBankSize() {
                    if(data->getBankId()<RDAQ & data->getBankId()>=TCB1) {
                        db->addEventData2(BankNames[data->getBankId()],(unsigned int*)
                            (data->getDataPtr()),data->getBankSize());
                    } else {
                        char temp[256];
                        sprintf(temp,"wrong bank id on CPU %d (%d)",(int) cpuid , (int) data->getBankId());
                        LogAssembler->Error(temp);
                    }
                }
            } while(false);
            db->setEventTime (cpuid,levbData[i]->getEventTime());
            db->setReadoutTime(cpuid,levbData[i]->getReadoutTime());
            db->setLifeTime (cpuid,levbData[i]->getLifetime());
            db->setDeadTimePrevEvent(cpuid,levbData[i]->getDeadttimePrevEvent());
            db->sethardInterruptCounter(cpuid,0);
            db->setsoftInterruptCounter(cpuid,levbData[i]->getsoftInterruptCounter());
            db->setglobalBufferNumber(cpuid,levbData[i]->getglobalBufferNumber());
            db->setlocalBufferNumber(cpuid,levbData[i]->getlocalBufferNumber());
        }
    }
    db->commit();
};
```

Im gekoppelten Modus wird diese Routine aufgerufen:

```
unsigned int write2eventbuffer(char*EventData){}
```

Hierin werden die Daten von TAPS den vereinbarten AcquiIDs zugeordnet, unter denen das Acqui-System die TAPS Daten in den Gesamtdatenstrom einfügt.

EventProcessThread.h

Hier werden die Events in ein File geschrieben. Wenn das File eine Größe von 2GB überschreitet wird ein neues File angelegt.

```
void Run() {
    CEvent *event=0;
    unsigned char lastStatus = 0;
    setCancel(THREAD_CANCEL_IMMEDIATE);
    while(1) {
        event = EventStream->pop();
        if(event>0) {
            if(sampledEvent == 0) {
                LogStorage->Notice("sampledEvent!");
                lock.EnterMutex();
                sampledEvent = new CEvent(event);
                lock.LeaveMutex();
            }
        }
    }
}
```

A. Anhang

```
        EventPresent.Post();
    }
    if(db->OverflowStatus()<2) event->writeData(db);
    if(db->OverflowStatus()==1 & lastStatus!=db->OverflowStatus()) {
        LogStorage->Warning("the maximum file size of 2GB is nearly reached");
        lastStatus = db->OverflowStatus();
    } else if(db->OverflowStatus()==2 & lastStatus!=db->OverflowStatus()) {
        LogStorage->Error("the maximum file size of 2GB is reached, a new file will be created!");
        db->close();
        db->nextFile();
        //lastStatus = db->OverflowStatus();
    }
    delete event;
    Yield();
}
else break;
}
};
```

levbSession.h

In diesem Abschnitt wird ein Thread gestartet, der die von den Clients gesendeten Daten entgegen nimmt und in die Warteschleife für den Eventsaver integriert.

```
void ClevbSession::Run(void) {
    int c=0;
    bool disconnect = false;
    char temp[256];
    sprintf(temp,"Session for CPU %d started",CPUid);
    LogReceiver->Notice(temp);
    while ( !disconnect ) {
        CRawDataBuffer *buffer = (CRawDataBuffer *) BufferHandler->waitFreeBuffer();
        (*tcp()).read ( (void *) buffer->Buffer, 4 );
        if((*tcp()).gcount()>0&&(*tcp()).good()) {
            (*tcp()).read ( (void *) (buffer->Buffer+4), buffer->Header->DataSize+sRawDataBuffer-4 );
            BufferHandler->writeBuffer(buffer);
            Yield();
            c++;
        }
        else disconnect = true;
    }
    sprintf(temp,"Session for CPU %d stopped",CPUid);
    LogReceiver->Notice(temp);
    sprintf(temp,"%d blocks received for CPU %d",c, CPUid);
    LogReceiver->Notice(temp);
}
```

levbSessionThread.h

In diesem Abschnitt werden die Eventnummern der von den einzelnen Eventbuildern empfangenen Datenpakete verglichen und bei Übereinstimmung zu einem Gesamtevent zusammengesetzt. Falls es keine Übereinstimmung innerhalb eines Events gibt, wird dies markiert und eine Meldung im Logfile ausgegeben.

```
while(true) {
    CEvent *Event = new CEvent(activeCPUs);
    for(int i=0;i<clientscnt;i++) {
        if (missing[i]==0) {
            currentEvent[i] = (CRawDataBuffer *) fifos[i]->waitFullBuffer();
        } else missing[i]=0;
        if (currentEvent[0]->Header->hardInterruptCounter == 0x50505050) {
            eosnr++;
        }
    }
}
```

```

Event->addData(currentEvent[0]);
receivedBytes += currentEvent[0]->Header->DataSize+sRawDataBuffer;
missing[0]=2;
i=clientscnt;
currentEvent[0]->Header->hardInterruptCounter =0x0;
} else {
if (currentEvent[i]->Header->globalBufferNumber == currentEvent[0]->Header->globalBufferNumber) {
    Event->addData(currentEvent[i]);
    receivedBytes += currentEvent[i]->Header->DataSize+sRawDataBuffer;
} else {
if (currentEvent[i]->Header->globalBufferNumber < currentEvent[0]->Header->globalBufferNumber) {
if (abs(currentEvent[0]->Header->globalBufferNumber -
        currentEvent[i]->Header->globalBufferNumber) < 30) {
do {
    char temp[80];
    sprintf(temp,"Ev levb %i del!(clientEN: %i, masterEN: %i, locEN %i, locmasterEN %i)",i ,currentEvent
    LogAssembler->Error(temp);
    currentEvent[i]->reset();
    fifos[i]->releaseFreeBuffer((void *)currentEvent[i]);
    currentEvent[i] = (CRawDataBuffer *) fifos[i]->waitFullBuffer();
} while (currentEvent[i]->Header->globalBufferNumber <
        currentEvent[0]->Header->globalBufferNumber);
if (currentEvent[i]->Header->globalBufferNumber ==
        currentEvent[0]->Header->globalBufferNumber) {
    Event->addData(currentEvent[i]);
    receivedBytes += currentEvent[i]->Header->DataSize+sRawDataBuffer;
} else missing[i]=1;
} else {
char temp[80];
sprintf(temp,"Event from levb %i out of range! (clientEN: %i, masterEN:%i)",i,
        currentEvent[i]->Header->globalBufferNumber,
        currentEvent[0]->Header->globalBufferNumber);
    LogAssembler->Error(temp);
}
} else {
if (currentEvent[i]->Header->globalBufferNumber > currentEvent[0]->Header->globalBufferNumber) {
char temp[80];
sprintf(temp,"Ev levb %i miss!(clientEN: %i, masterEN: %i, locEN %i, locmasterEN %i)",i, currentEvent
    LogAssembler->Error(temp);
    missing[i]=1;
}
}
}
}
lastlocalBN[i] = currentEvent[i]->Header->localBufferNumber;
}
.....
Yield();
};

```

evs.cpp

In diesem Programmteil werden die grundlegenden Prozesse des Eventsavers gestartet und die Befehle, die durch das Steuerprogramm gegeben werden, verarbeitet. Einige Funktionen sind hier aufgeführt:

```

bool ConnectClient(ostream *Output) {
bool ConnectAcqu(ostream *Output) {
bool StartDataTakingProcess(ostream *Output) {
bool OpenRaw(const char *name,ostream *Output) {
bool processCommand(string cmdline,ostream *Output) {

```

A.6. Steuerungsprogramm-Code

In *donald.cpp* wird die Steuerungskonsole erstellt, mit der die Datenakquisition gestartet werden kann. Beim Auswählen der verschiedenen Menüpunkte werden einzelne Funktionen aufgerufen, die in der *daqctrl* Bibliothek implementiert sind. Diese Funktionen verbinden sich mit dem Eventsaver und den Eventbuildern und führen den entsprechenden Befehl aus.

Danksagung

Hiermit bedanke ich mich als erstes bei Ihnen, da Sie sich zumindest für die Danksagung dieser Arbeit interessieren!

Natürlich möchte ich mich in erster Linie bei Herrn Prof. Dr. V. Metag bedanken, der mir die Arbeit an dieser interessanten Aufgabe ermöglicht hat, bei Herrn Prof. Dr. A. Müller für die kurzfristige Bereitschaft zum 2. Gutachter und bei Herrn Priv. Doz. S. Leupold für die Bereitschaft als 3. Prüfer zu fungieren.

Einzelne Leute herauszugreifen bedeutet nur, andere zu vergessen, daher möchte ich mich bei der sehr netten Arbeitsgruppe bedanken, mit der ich sehr viele nette und unvergessliche Erlebnisse geteilt habe.

Der größte Dank gilt aber meiner Großfamilie, die für die nötige Ablenkung gesorgt und mich bestens unterstützt hat.

Versicherung

Ich erkläre: Ich habe die vorgelegte Dissertation selbständig und ohne unerlaubte fremde Hilfe und nur mit den Hilfen angefertigt, die ich in der Dissertation angegeben habe.

Alle Textstellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen sind, und alle Angaben, die auf mündlichen Auskünften beruhen, sind als solche kenntlich gemacht.

Bei den von mir durchgeführten und in der Dissertation erwähnten Untersuchungen habe ich die Grundsätze guter wissenschaftlicher Praxis, wie sie in der "Satzung der Justus-Liebig-Universität Gießen zur Sicherung guter wissenschaftlicher Praxis" niedergelegt sind, eingehalten.

Gießen, 4. Juli 2007

Ralf Gregor