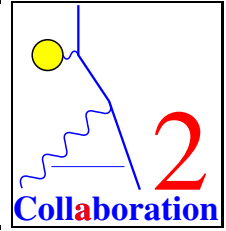




**Johannes Gutenberg–Universität
Mainz**
Institut für Kernphysik



Strahlungsbegleitete Pion-Photoproduktion am Proton

Dissertation

zur Erlangung des Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“
am Fachbereich Physik
der Johannes Gutenberg-Universität in Mainz

Matthias Rost
geboren in Wippra

2004

Tag der mündlichen Prüfung: 1. Februar 2005

Zusammenfassung

Im Jahre 1997 wurden von Tatischeff *et al.* bei der Reaktion $pp \rightarrow p\pi^+X$ resonanzartige Zustände im Spektrum der invarianten Masse des fehlenden Nukleons bei $M_X = 1004$, 1044 und 1094 MeV/ c^2 gefunden. In einem zweiten Experiment von Fil'kov *et al.* beobachtete man bei der Reaktion $pd \rightarrow ppX$ Resonanzstrukturen bei $M_X = 966$, 986 und 1003 MeV. Solche exotischen Resonanzen widersprechen etablierten Nukleonenmodellen, die die $\Delta(1232)$ -Resonanz als ersten Anregungszustand beschreiben. Zur Deutung der beobachteten Strukturen wurden Quarkcluster-Modelle mit und ohne Farb-Magnet-Wechselwirkungen entwickelt. L'vov *et al.* zweifelten die experimentellen Ergebnisse an, da keine Strukturen in den Daten zur reellen Comptonstreuung gefunden wurden. Als Gegenargument wurde von Kobushkin vorgeschlagen, dass diese Resonanzen eine total-antisymmetrische Spin-Flavour-Wellenfunktion haben und nur der $2\gamma N$ -Zerfall erlaubt wäre.

In dieser Arbeit wurde die Reaktion $\gamma p \rightarrow X^0\pi^+ \rightarrow n\gamma\gamma\pi^+$ zur Suche nach diesen exotischen Resonanzen verwendet. Die Daten wurden parallel zur Messung der Pion-Polarisierbarkeiten am Mainzer Beschleuniger MAMI genommen. Durch Bremsstrahlung der Elektronen an einer Radiatorfolie wurden reelle Photonen erzeugt, deren Energie von der A2-Photonenmarkierungsanlage (Glasgow-Tagger) bestimmt wurde. Als Protonentarget wurde ein 10 cm langes Flüssigwasserstoff-Target verwendet. Geladene Reaktionsprodukte wurden unter Vorwärtswinkeln $\theta < 20^\circ$ bezüglich der Strahlachse in einer Vieldraht-Proportionalzählkammer nachgewiesen, während Photonen im Spektrometer TAPS mit 526 BaF₂-Kristallen unter Polarwinkeln $\theta > 60^\circ$ detektiert wurden. Zum Nachweis von Neutronen stand ein Flugzeitdetektor mit insgesamt 111 Einzelmodulen zur Verfügung.

Zum Test der Analysesoftware und des experimentellen Aufbaus wurden zusätzlich die Reaktionskanäle $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow n\pi^0\pi^+$ ausgewertet. Für die Ein-Pion-Produktion wurden differentielle Wirkungsquerschnitte unter Rückwärtswinkeln bestimmt und mit theoretischen Modellen und experimentellen Werten verglichen. Für den Kanal $\gamma p \rightarrow n\pi^0\pi^+$ wurden Spektren invarianter Massen für verschiedene Teilchenkombinationen ermittelt und mit einer Simulation verglichen. Die Daten legen nahe, dass die Reaktion hauptsächlich über eine Anregung der $\Delta^0(1232)$ -Resonanz verläuft.

Bei der Suche nach exotischen Resonanzen wurden keine statistisch signifikanten Strukturen gefunden. Es wurden Obergrenzen für den differentiellen Wirkungsquerschnitt ermittelt.

Inhaltsverzeichnis

| | |
|--|------------|
| Zusammenfassung | iii |
| 1 Einleitung und Motivation | 1 |
| 2 Theoretische Grundlagen | 5 |
| 2.1 Das Konstituentenquarkmodell und SU(3)-Flavour-Symmetrie | 5 |
| 2.2 Die Symmetrie der Baryonwellenfunktion | 7 |
| 2.3 Nukleonenmodelle | 9 |
| 2.4 Exotische Resonanzen | 12 |
| 3 Experimenteller Aufbau | 15 |
| 3.1 Der Elektronenbeschleuniger MAMI | 15 |
| 3.2 Die Photonenmarkierungsanlage | 18 |
| 3.2.1 Markierungseffizienz | 19 |
| 3.3 Das Wasserstofftarget | 20 |
| 3.3.1 Die Massenbelegung | 21 |
| 3.4 Das Photonenspektrometer TAPS | 22 |
| 3.4.1 Aufbau eines TAPS-Modules | 23 |
| 3.4.2 Eigenschaften von BaF ₂ | 23 |
| 3.4.3 Datenauslese | 24 |
| 3.5 Der Flugzeitdetektor TOF | 27 |
| 3.5.1 Aufbau des TOF-Detektors | 27 |
| 3.5.2 Datenauslese | 28 |
| 3.6 Der Piondetektor | 29 |
| 3.6.1 Die Vieldraht-Proportionalkammern | 30 |
| 3.6.2 Die Plastik-Szintillatoren | 31 |
| 3.7 Der Experimenttrigger | 32 |
| 3.8 Die Datennahme | 33 |
| 4 Die Analyse der Daten | 37 |
| 4.1 Die Kalibration der Detektoren | 39 |
| 4.1.1 Die Zeiteichung | 39 |
| 4.1.1.1 Die Bestimmung des TDC-Gains | 39 |
| 4.1.1.2 Zeitabgleich zwischen Glasgow-Tagger und TAPS | 40 |
| 4.1.1.3 Zeitabgleich zwischen Piondetektor und TAPS | 41 |
| 4.1.1.4 Die Zeiteichung für den Flugzeitdetektor | 42 |
| 4.1.2 Die Energieeichung | 46 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 4.1.2.1 | Die Tagger-Energieeichung | 46 |
| 4.1.2.2 | Die TAPS-Energieeichung | 46 |
| 4.1.2.3 | Energieeichung der TAPS-LED-Schwellen | 47 |
| 4.2 | Die Teilchenrekonstruktion | 48 |
| 4.2.1 | Die Teilchenrekonstruktion im TAPS | 48 |
| 4.2.1.1 | Schauerrekonstruktion | 48 |
| 4.2.1.2 | Ortsbestimmung | 49 |
| 4.2.1.3 | Rekonstruktion von Photonen und neutralen π -Mesonen | 50 |
| 4.2.2 | Die Teilchenrekonstruktion im TOF | 52 |
| 4.2.3 | Die Teilchenrekonstruktion in der MWPC | 53 |
| 4.3 | Die Rekonstruktion physikalischer Reaktionen | 54 |
| 4.3.1 | Die Simulation der Detektor- und Analyseeffizienz | 54 |
| 4.3.2 | Einfach- π^0 -Produktion am Proton | 56 |
| 4.3.2.1 | Zeitschnitte | 56 |
| 4.3.2.2 | Weitere Analyse der Daten | 58 |
| 4.3.3 | Die Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^0\pi^+$ | 60 |
| 4.3.4 | Die Reaktion $\gamma p \rightarrow n\gamma\pi^+$ | 63 |
| 4.3.4.1 | Überblick | 63 |
| 4.3.4.2 | Identifikation des $n\gamma\pi^+$ -Reaktionskanals | 63 |
| 4.3.4.3 | Simulation des $n\gamma\pi^+$ -Reaktionskanals | 68 |
| 4.3.4.4 | Bestimmung der Obergrenzen für den differentiellen Wirkungsquerschnitt | 69 |
| 4.3.5 | Die systematischen Fehler | 70 |
| 5 | Ergebnisse und Diskussion | 73 |
| 5.1 | Einfach- π^0 -Produktion am Proton | 73 |
| 5.2 | Die Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^0\pi^+$ | 86 |
| 5.3 | Die Reaktion $\gamma p \rightarrow n\gamma\pi^+$ | 90 |
| A | Berechnung kinematischer Größen | 95 |
| A.1 | Berechnung des Pion-Polarwinkels im Schwerpunktsystem für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ | 95 |
| A.2 | Zwei-Körper-Kinematik | 96 |
| B | Eichungen | 97 |
| B.1 | Tagger-Energieeichung | 97 |
| C | Ergebnisse | 99 |
| C.1 | Winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte der Einfach- π^0 -Produktion | 99 |
| D | Blockschaltbilder | 101 |

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

Eine der grundlegenden Aufgaben der Kernphysik ist die Untersuchung des Nukleons in seinen beiden Formen als Proton und Neutron. Dabei werden im Rahmen der Nieder- und Mittelenergiephysik nukleare und nukleonische Freiheitsgrade und deren Wechselwirkung untereinander untersucht.

Einen ersten Hinweis, dass das Proton eine innere Struktur besitzen müsse, lieferten Messungen des magnetischen Momentes des Nukleons von O. Stern [Ste33] im Jahre 1933. Es wurde für das Proton erwartet, dass es ein magnetisches Moment von 1 in Einheiten des Kern-Magnetons $\mu_K = e\hbar/(2m_p c)$ besitzt. Das elektrisch neutrale Neutron sollte überhaupt kein magnetisches Moment besitzen. Jedoch führten die Messungen zu abweichenden Werten. Spätere, präzisere Messungen lieferten als Resultat für das Proton $\mu_p = 2,79\mu_K$ und für das Neutron $\mu_n = -1,91\mu_K$.

1951 führte eine Gruppe um Enrico Fermi [Fer52] Streuversuche mit geladenen Pionen am Proton durch. Sie stellte eine Überhöhung des Streuwirkungsquerschnittes fest, die sich als erste Anregungsresonanz des Protons, die sogenannte $\Delta(1232)$ -Resonanz, manifestierte. In weiteren Experimenten in den 50er Jahren wurde von einer Gruppe um R. Hofstadter [Hof56] die Kernstruktur mittels elastischer Elektronstreuung untersucht. Hier wurde über die Messung des elektrischen Formfaktors der mittlere Ladungsradius des Protons bestimmt. Spätere Messungen ergaben den Wert $\sqrt{\langle r_p^2 \rangle} = 0,86$ fm. Damit war die Nicht-Punktförmigkeit des Protons experimentell nachgewiesen.

Nach dem Standardmodell der Materie gehört das Nukleon zur Klasse der Hadronen, den stark wechselwirkenden Teilchen. Hadronen sind aus Quarks aufgebaut, die eine Farbladung tragen. Die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung werden Gluonen genannt. Die Quarks wurden bisher nie einzeln nachgewiesen, sondern nur in farbneutralen Konfigurationen, wie den Baryonen, die aus drei Quarks bestehen, und den Quark-Antiquark-Paaren, die Mesonen genannt werden. Das Nukleon gehört zu den Baryonen und ist ein komplexes System, das aus drei Konstituenten- oder Valenzquarks, einer Mesonenwolke aus Quark-Antiquark-Teilchen und Gluonen zusammengesetzt ist.

Die Quantenchromodynamik (QCD) ist die Theorie der starken Wechselwirkung. Sie beschreibt im Rahmen störungstheoretischer Rechnungen Phänomene der starken Wechselwirkung nur für hohe Energien und Impulsüberträge. Für kleine und mittlere Energien versagt der perturbative Ansatz. Hier ist man auf die Entwicklung von Konstituentenquarkmodellen (CQM) angewiesen. Diese Modelle haben gemein, dass Gluonenfreiheitsgrade verschwinden und durch effektive Quarkpotentiale ersetzt werden. Die Quarkmassen, die aus diesen Modellen berechnet werden, liegen zwischen 300 und 350 MeV, im

Unterschied zu den sogenannten Strommassen (engl. *current masses*) der Quarks, die beispielsweise für u - und d -Quarks mit $m_q < 9$ MeV [PDG00] angegeben werden.

Solche Modelle müssen die bekannten Eigenschaften des Nukleons wiedergeben können. Darüber hinaus müssen sie Vorhersagekraft über bisher nicht beobachtete Merkmale besitzen. Dann kann ein Experiment als Test dienen, um die Vorhersagen eines Modells zu bestätigen oder zu widerlegen. Durch Verfeinerung der Modelle und Verbesserung der experimentellen Datenbasis versucht man, den Zusammenhang zwischen dem Nukleon und seinen Freiheitsgraden, sowie deren Wechselwirkungen untereinander zu verstehen.

Exotische Resonanzen

Unter exotischen Resonanzen versteht man Resonanzen, die über Konstituentenquarkmodelle hinausgehen, wie z.B. Hybridzustände oder Pentaquarks. Die Suche nach solchen Zuständen wird dadurch erschwert, dass das CQM mehr Nukleonenzustände vorhersagt, als bisher gefunden wurden. Die erste Resonanz, die vom Konstituentenquarkmodell vorausgesagt wird, ist die $\Delta(1232)$ -Resonanz bei einer Masse von 1232 MeV. Sollten jedoch Zustände mit der Masse zwischen der Nukleonenmasse und der Δ -Masse gefunden werden, so haben sie ohne Zweifel eine exotische Struktur.

Die experimentelle Suche nach exotischen Resonanzen begann erst in der letzten Dekade. Am TRIUMF [Ram94] in Vancouver, Kanada wurde die Reaktion $pp \rightarrow nX^{++}$ untersucht, wobei für die Masse des hypothetischen Teilchens X^{++} $m_N \leq m_X \leq m_N + m_\pi$ gelten soll. Es wurde kein X^{++} nachgewiesen. Da ein X^{++} Isospin 3/2 gehabt hätte, schließt dieses Experiment die Existenz von Isospin-1/2-Teilchen (X^0 und X^+) nicht aus.

Erste Hinweise auf exotische Resonanzen unterhalb der $\Delta(1232)$ -Resonanz wurden in einem Experiment von Tatischeff et al. [Tat97] am Laboratoire National Saturne in Saclay, Frankreich gefunden. Hier wurde die Reaktion $pp \rightarrow p\pi^+X^0$ untersucht und kleine Piks in den X^0 -Massenspektren gefunden, die als neue Baryonen interpretiert wurden. Falls diese Interpretation korrekt ist, würden die gefundenen X^0 -Baryonen Isospin 1/2, Massen 1004, 1044 und 1094 MeV und Massenbreiten zwischen 4 und 15 MeV haben (siehe Abbildung 1.1). Die ersten beiden Resonanzen können nur radiativ zerfallen, während für die dritte Resonanz auch ein πN -Zerfall möglich ist.

Die Existenz solcher Zustände wird in [L'vov98] bezweifelt, da sie in der Compton-Streuung am Proton oder am Neutron nicht gesehen worden sind. In [Kob98] wird vorgeschlagen, die gefundenen Zustände könnten eine total antisymmetrische Spin-Flavour-Wellenfunktion haben. Dann wäre die Existenz von X möglich, aber der Zerfall $X \rightarrow \gamma N$, zumindest für die ersten zwei Resonanzen, verboten. Der einfachste Zerfall wäre dann $X \rightarrow \gamma\gamma N$.

Ein weiteres Experiment, in dem ebenfalls Resonanzstrukturen unterhalb der $\Delta(1232)$ -Masse beobachtet wurden, ist am INR in Moskau, Russland durchgeführt worden. Dort wurde die Reaktion $pd \rightarrow ppX$ benutzt, um nach sehr schmalen Dibaryon-Resonanzen zu suchen [Fil01]. Im Fehlende-Masse-Spektrum für M_X wurden Piks bei den Massen 940, 966, 986 und 1003 MeV gefunden. (Abbildung 1.2). Der erste Pik bei $M_X = 940$ MeV fällt mit der Neutronenmasse zusammen, die anderen wurden als Hinweis auf exotische Resonanzen gedeutet. Der Pik bei $M_X = 1003$ MeV deckt sich mit der Beobachtung der Resonanz bei 1004 MeV in [Tat97]. Jedoch wurde kein statistisch signifikanter Effekt bei einem zweiten Experiment [Tam02] am RCNP in Osaka, Japan mit der gleichen Reaktion,

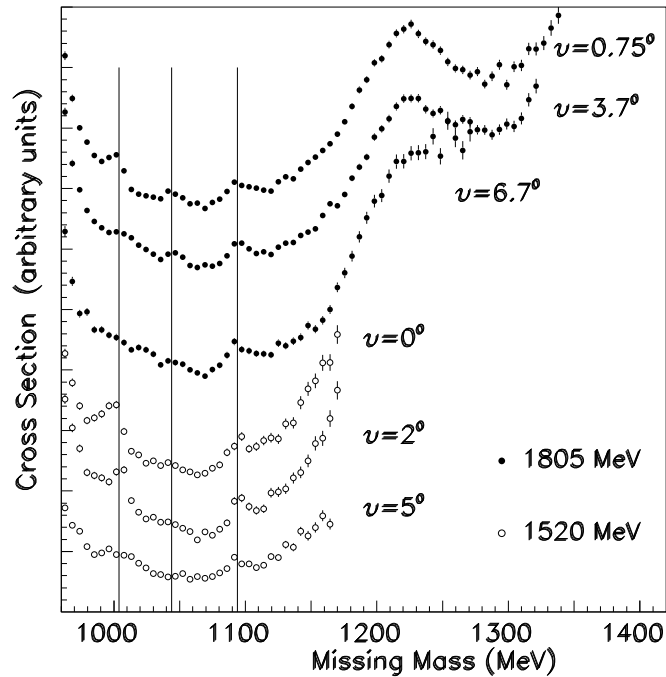


Abbildung 1.1: Fehlende-Masse-Spektrum M_X der Reaktion $pp \rightarrow p\pi^+X$ für die drei kleinsten Winkel mit $T_P = 1520$ und 1805 MeV. Datenpunkte wurden vertikal verschoben, um alle sechs Graphen in einer Abbildung zu zeigen. Die Linien deuten die mittleren Positionen der Strukturen an. (entnommen aus [Tat97])

aber besserer Massenauflösung gemessen.

Zwei weitere Experimente auf diesem Gebiet wurden mit elektromagnetischen Proben durchgeführt. Am JLAB (Hall A) in Newport News, USA wurde die Reaktion $ep \rightarrow e'\pi^+X^0$ [Jia02], an MAMI, im Hause, die Reaktionen $ep \rightarrow e'\pi^+X^0$ und $ed \rightarrow e'pX^0$ [Koh03] gemessen. Es wurden keine Resonanzen für $m_X < 1100$ MeV bis zu einer Stärke von 10^{-4} bezüglich der Höhe des Neutronen-Piks gefunden.

Die kürzliche Entdeckung des θ^+ (z. B. [Nak03]), einem Baryon mit positiver Strangeness, hat das Interesse an exotischen Baryonzuständen erneut entfacht. Das θ^+ , sollte es wirklich existieren, besteht aus vier Nicht-Strange-Quarks und einem Strange-Antiquark. Die Autoren von [Azi03] bezweifeln den Grundzustands-Charakter des θ^+ . Sie argumentieren, dass nach theoretischer Voraussage $J^P = 1/2^+$, also positive Parität für das θ^+ erwartet wird. Das Produkt der internen Paritäten von vier Quarks und einem Antiquark ist negativ, so dass die Raumwellenfunktion keine reine S-Welle sein kann, sondern mindestens P-Wellen enthält. Daher, so vermuten sie weiter, könnten Grundzustands-Pentaquarks mit $J^P = 1/2^-$ existieren, und zwar mit Massen von rund 1100 MeV, also in dem hier betrachteten Energiebereich.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Suche nach exotischen Resonanzen unterhalb der Pionschwelle. Dazu wird die Reaktion

$$\gamma + p \rightarrow X^0 + \pi^+, \quad X^0 \rightarrow \gamma + \gamma + n$$

verwendet. Die Untersuchung mit Hilfe von reellen Photonen bietet den Vorteil, dass der

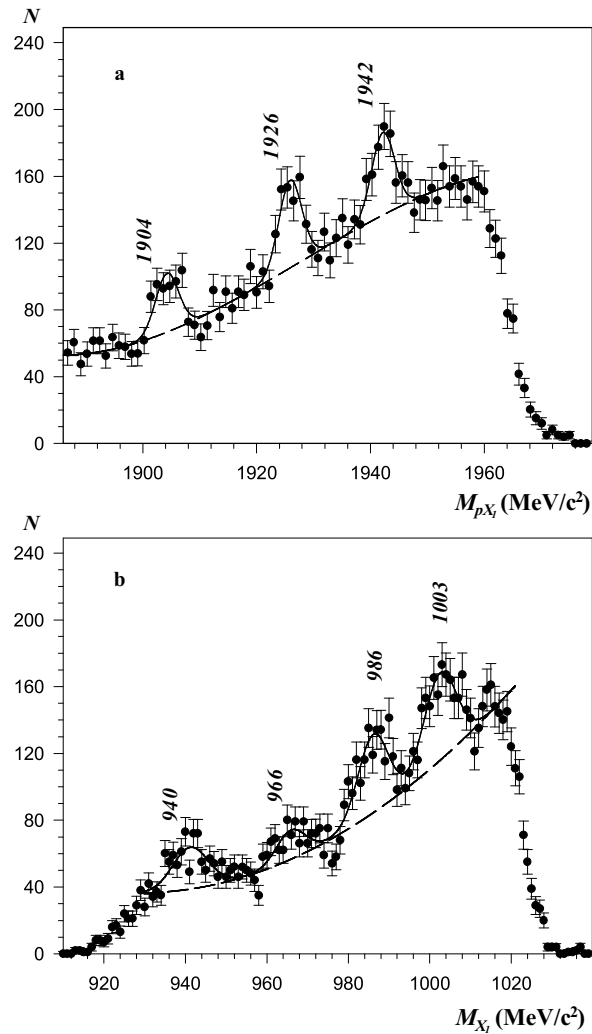


Abbildung 1.2: Fehlende-Masse-Spektren (a) M_{pX_1} und (b) M_{X_1} für die Reaktion $pp \rightarrow ppX_1$. Die gestrichelte Linie resultiert aus einer Polynom-Anpassung für den Untergrund, während die durchgezogene Linie zusätzliche Gauss-Funktionen für die Peaks enthält. (entnommen aus [Fil01])

Eingangskanal mit der QED exakt beschrieben werden kann. Damit ist es im Prinzip möglich, einen wohldefinierten Zustand zu präparieren, dessen hadronische Eigenschaften dann vermessen werden können.

Die Daten wurden parallel zum Experiment zur Bestimmung der Pion-Polarisierbarkeit genommen [Ahr04]. Der Aufbau des Experimentes wird in Kapitel 3 ab Seite 15 beschrieben. In Kapitel 4 ab Seite 37 folgt ein Überblick über die Datenanalyse, in der die Kalibration und Auswertung aller Detektorkomponenten dargestellt wird. Außerdem beschäftigt sich dieses Kapitel mit der Analyse und Simulation der rekonstruierten Reaktionskanäle. Die Ergebnisse der Untersuchung der Reaktionskanäle werden in Kapitel 5 ab Seite 73 präsentiert.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Sollten exotische Resonanzen existieren, so wäre das ein Widerspruch zu den Konstituentenquarkmodellen. Diese sagen die Δ -Resonanz $P_{33}(1232)$ als erste Anregung des Nukleons voraus. In diesem Kapitel soll deshalb auf die Quarkmodelle eingegangen werden. Die Informationen sind teilweise aus der Literatur [Clo79, Per90, Hey83, Tho01] entnommen, in der weiterführende Abhandlungen gefunden werden können.

2.1 Das Konstituentenquarkmodell und SU(3)-Flavour-Symmetrie

Die Basis vieler Konstituentenquarkmodelle ist die SU(3)-Flavour-Symmetrie. In den 50er und 60er Jahren ist durch verschiedene Experimente an Beschleunigern eine große Anzahl neuer Teilchen gefunden worden. Um diesen „Zoo“ von Teilchen zu ordnen, sind sie zuerst grob nach ihren Massen eingeteilt worden. Man unterscheidet die leichteren Mesonen¹ von den schwereren Baryonen². Mesonen bilden nur Singletts und Oktetts, während Baryonen in Singletts, Oktetts und Dekupletts auftreten, wenn man sie nach ihren Quantenzahlen Spin und Parität ordnet. Die 1-, 8- und 10-fachen Multipletts führen mit gruppentheoretischen Überlegungen zur SU(3)-Gruppe, bei der die zugrundeliegende Triplet-Repräsentation in der Natur nicht realisiert zu sein schien. Daher postulierten Gell-Mann und Zweig 1964 drei fundamentale Teilchen, die in dem Basis-SU(3)-Triplet enthalten seien. Diese Teilchen wurden Quarks genannt und kommen in drei verschiedenen Arten (*flavours*) vor. Aus den Kombinationsregeln für die SU(3) folgt:

$$q\bar{q} \equiv 3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1 \quad (2.1)$$

$$qqq \equiv 3 \otimes 3 \otimes 3 = 10 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 1 \quad (2.2)$$

Die Mesonen sind demnach aus Quark-Antiquark-Paaren ($q\bar{q}$) und die Baryonen aus drei Quarks (qqq) aufgebaut. Das Nicht-Vorhandensein des Meson-Dekupletts, und die Bildung von 1-, 8- und 10-fachen Multipletts für Baryonen ist eine direkte Folge der $q\bar{q}$ und der qqq -Struktur. In den Folgejahren wurden noch drei weitere Quarkflavours gefunden. Eine Übersicht über die Quarks ist in Tabelle 2.1 zu finden. Für die Beschreibung der leichtesten Baryonen und Mesonen in Quarkmodellen werden sie jedoch nicht weiter betrachtet.

¹griech.: mesos = mittel, mittlerer

²griech.: barus = schwer

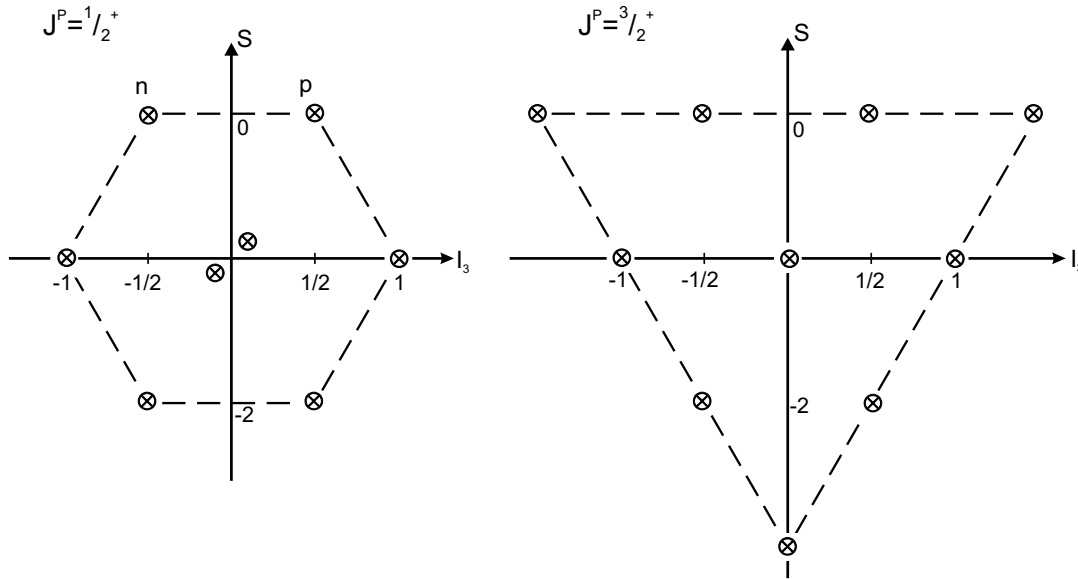


Abbildung 2.1: SU(3)-Baryonen Oktett und Dekuplett

| | Masse/MeV | Ladung/e | I_3 | S | C | B | T |
|-----------------|-----------|----------|-------|----|----|----|----|
| down (d) | 3-9 | -1/3 | -1/2 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| up (u) | 1-5 | +2/3 | +1/2 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| strange (s) | 75-170 | -1/3 | 0 | -1 | 0 | 0 | 0 |
| charm (c) | 1150-1350 | +1/3 | 0 | 0 | +1 | 0 | 0 |
| bottom (b) | 4000-4400 | -1/3 | 0 | 0 | 0 | -1 | 0 |
| top (t) | 174000 | +1/3 | 0 | 0 | 0 | 0 | +1 |

Tabelle 2.1: Quantenzahlen der Quarks. I_3 : z -Komponente des Isospins, S: Strangeness (Seltsamkeit), C: Charmness, B: Bottomness, T: Topness. Jedes Quark hat Spin $1/2$ und Baryonzahl $1/3$. Entnommen aus [PDG00].

Abbildung 2.1 zeigt das SU(3)-Baryonen-Oktett und -Dekuplett. In Klammern sind die Massen der einzelnen Teilchen angegeben. Bei exakter SU(3)-Flavour-Symmetrie müssten alle Massen in den beiden Multipletts gleich groß sein. Bei gleicher Strangenesszahl S unterscheiden sich die Massen im jeweiligen Multiplett nur im einige MeV. Daher kann die Isospinsymmetrie als annähernd erfüllt angesehen werden. Die Massenunterschiede zwischen Teilchen mit unterschiedlicher Strangeness betragen 120 bis 160 MeV. Sie werden durch die höhere Masse der s -Quarks erklärt. Der sehr große Massenunterschied zwischen dem Nukleon und dem $\Delta(1232)$ von 293 MeV kann jedoch hiermit nicht erklärt werden. Dazu werden in den verschiedenen Quarkmodellen unterschiedliche Ansätze gemacht, wie zum Beispiel die Einführung von Spin-Spin-Wechselwirkungen.

2.2 Die Symmetrie der Baryonwellenfunktion

Die Gesamtwellenfunktion der Baryonen Ψ wird aus den einzelnen Komponenten wie folgt zusammengesetzt:

$$\Psi = \xi(\text{Ort})\chi(\text{Spin})\zeta(\text{Flavour})\phi(\text{Farbe}) \quad (2.3)$$

Da Baryonen der Fermi-Dirac-Statistik gehorchen, muss die Wellenfunktion Ψ antisymmetrisch unter der Vertauschung von zwei beliebigen Quarks sein.

Der winkelabhängige Anteil der Ortswellenfunktion ξ kann nach den Kugelwellenfunktion $Y_L^m(\theta, \phi)$ entwickelt werden. Eine Vertauschung zweier Teilchen ist äquivalent zu der Ersetzung $\theta \rightarrow \theta' = \pi - \theta$ und $\phi \rightarrow \phi' = \phi + \pi$ und führt zur Multiplikation der Ortswellenfunktion mit $(-1)^L$, wobei L die Drehimpulsquantenzahl ist. Für den Grundzustand mit $L = 0$ ist die Ortswellenfunktion symmetrisch.

Der Spin mit seinen beiden Einstellungsmöglichkeiten (\uparrow, up) und ($\downarrow, down$) wird durch die $SU(2)$ -Gruppe repräsentiert. Aus der Kombination von drei Spins folgt:

$$2 \otimes 2 \otimes 2 = 4 \oplus 2 \oplus 2 \quad (2.4)$$

Es gibt vier symmetrische Spinkombinationen:

$$\uparrow\uparrow\uparrow \quad \frac{1}{\sqrt{3}}(\downarrow\uparrow\uparrow + \uparrow\downarrow\uparrow + \uparrow\uparrow\downarrow) \quad \frac{1}{\sqrt{3}}(\downarrow\downarrow\uparrow + \downarrow\uparrow\downarrow + \uparrow\downarrow\downarrow) \quad \downarrow\downarrow\downarrow \quad (2.5)$$

Desweiteren gibt es zwei Kombinationen, die beispielsweise symmetrisch unter Vertauschung der Teilchen $1 \leftrightarrow 2$ sind, jedoch keine Symmetrie unter Vertauschung $1 \leftrightarrow 3$ oder $2 \leftrightarrow 3$ haben:

$$\frac{1}{\sqrt{3}} \left[\frac{(\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow)\uparrow}{\sqrt{2}} - \uparrow\uparrow\downarrow \sqrt{2} \right] \quad \frac{1}{\sqrt{3}} \left[\frac{(\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow)\downarrow}{\sqrt{2}} - \downarrow\downarrow\uparrow \sqrt{2} \right] \quad (2.6)$$

sowie zwei Kombinationen, die antisymmetrisch unter $1 \leftrightarrow 2$ sind, aber keine weitere Symmetrie besitzen:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow)\uparrow \quad \frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow)\downarrow \quad (2.7)$$

Es ist wichtig zu wissen, dass keine total antisymmetrische Kombination existiert.

Die Flavourwellenfunktion wird, wie schon im vorherigen Abschnitt diskutiert, durch die $SU(3)$ -Gruppe repräsentiert. Für die drei Quarks gibt es die drei Einstellungsmöglichkeiten u , d und s . Insgesamt lassen sich 27 Kombinationen finden, von denen zehn symmetrisch unter Vertauschung zweier beliebiger Quarks sind:

$$\begin{aligned} ddd & \quad \frac{1}{\sqrt{3}}(ddu + dud + udd) & \quad \frac{1}{\sqrt{3}}(duu + udu + uud) & \quad uuu \\ & \quad \frac{1}{\sqrt{3}}(dds + dsd + sdd) & \quad \frac{1}{\sqrt{3}}(uds + dsu + sud) & \quad \frac{1}{\sqrt{3}}(suu + usu + uus) \\ & \quad \frac{1}{\sqrt{3}}(dss + sds + ssd) & \quad \frac{1}{\sqrt{3}}(uss + sus + ssu) & \\ & & \quad sss & \end{aligned} \quad (2.8)$$

Acht Kombinationen sind symmetrisch unter Vertauschung von Teilchen $1 \leftrightarrow 2$, haben aber keine Symmetrie unter Vertauschung anderer Teilchen, wie z.B.:

$$\frac{1}{\sqrt{6}}[(ud + du)u - 2uud] \quad (2.9)$$

Acht weitere Kombinationen sind antisymmetrisch unter Vertauschung von Teilchen $1 \leftrightarrow 2$, haben aber keine Symmetrie unter Vertauschung anderer Teilchen, wie z.B.:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(ud - du)u \quad (2.10)$$

Genau eine Kombination ist antisymmetrisch:

$$\frac{1}{\sqrt{6}}(uds + dsu + sud - usd - sdu - dus) \quad (2.11)$$

Die Farbwellenfunktion wird ebenfalls durch die SU(3)-Gruppe beschrieben, da es genau drei Farben rot (r), grün (g) und blau (b) als Einstellungsmöglichkeiten gibt. Daher gibt es formal die gleichen Repräsentationen wie für SU(3)-Flavour, wenn man (u, d, s) durch (r, g, b) ersetzt. Nur das antisymmetrische Singlett ist von der Natur realisiert:

$$\phi(\text{Farbe}) = \frac{1}{\sqrt{6}}(rgb + gbr + brg - rbg - bgr - grb) \quad (2.12)$$

Da im Grundzustand $\xi(\text{Ort})$ symmetrisch und $\phi(\text{Farbe})$ antisymmetrisch ist, muss die Kombination aus Spin- und Flavour-Wellenfunktion symmetrisch sein, um insgesamt eine antisymmetrische Wellenfunktion Ψ zu erzeugen.

Den einfachsten Fall erhält man, wenn sowohl Spin- als auch Flavour-Wellenfunktion symmetrisch sind. Dann wird zum Beispiel die Spinwellenfunktion für Spin $J = 3/2$ ($\uparrow\uparrow\uparrow$) mit dem Flavour-Dekuplett (2.8) kombiniert. Die Wellenfunktionen sind in (2.8) so angeordnet, wie die Spin-3/2-Baryonen in Abbildung 2.1, da sie deren Flavour-Wellenfunktionen angeben.

Im Falle der gemischten Symmetrie erhält man die Wellenfunktionen des Baryon-Oktetts. Die Diskussion ist jedoch komplizierter. Um beispielsweise die Proton-Wellenfunktion mit Spin- z -Komponente $J_z = +1/2$ zu konstruieren, kombiniert man (2.7, links) mit (2.10). Man erhält als Zwischenergebnis:

$$(u\uparrow d\downarrow - u\downarrow d\uparrow - d\uparrow u\downarrow + d\downarrow u\uparrow)u\uparrow .$$

Dieser Term ist symmetrisch unter Vertauschung des ersten und zweiten Quarks. Durch zyklische Vertauschung muss noch der ganze Ausdruck symmetrisiert werden. Man erhält schließlich:

$$\begin{aligned} \phi_{\text{Proton}}(J_z = +1/2) = & \frac{1}{\sqrt{18}}[2u\uparrow u\uparrow d\downarrow + 2d\downarrow u\uparrow u\uparrow + 2u\uparrow d\downarrow u\uparrow \\ & - u\downarrow d\uparrow u\downarrow - u\uparrow u\downarrow d\uparrow - d\uparrow u\downarrow u\uparrow \\ & - u\uparrow d\uparrow u\downarrow - u\downarrow u\uparrow d\uparrow - d\uparrow u\uparrow u\downarrow] \end{aligned} \quad (2.13)$$

Das antisymmetrische Flavour-Singlett (2.11) kann im Grundzustand nicht realisiert werden, da es mit einer antisymmetrischen Spinwellenfunktion kombiniert werden müsste, diese aber nicht existiert.

Um die Diskussion der Spin-Flavour-Wellenfunktion etwas zu vereinfachen, wird $SU(3)$ -Flavour \times $SU(2)$ -Spin zur $SU(6)$ -Spin-Flavour-Gruppe zusammengefasst. Als Elemente der Gruppe werden $\{u\uparrow, d\uparrow, s\uparrow, u\downarrow, d\downarrow, s\downarrow\}$ verwendet. Aus der Kombination von drei der Repräsentanten der Gruppe folgt:

$$6 \otimes 6 \otimes 6 = 56 \oplus 70 \oplus 70 \oplus 20 \quad (2.14)$$

Es gibt 56 symmetrische, 70 gemischt-symmetrische, 70 gemischt-antisymmetrische und 20 antisymmetrische Zustände. Das **20**-Multipllett enthält das Flavour-Singlett, das erst mit einer Ortswellenfunktion mit $L = 1$ als $\Lambda(1405)$ realisiert ist. Das symmetrische **56**-Multipllett enthält sowohl das Baryon-Oktett, als auch das Dekuplett. Bei exakter $SU(6)$ -Symmetrie wäre das **56**-Multipllett entartet, und alle Baryonen des Oktetts und des Dekupletts hätten gleiche Masse.

Durch Erweiterungen, wie die Einführung von Spin-Spin-Wechselwirkungen, in den Quarkmodellen, werden die Entartungen aufgelöst und Massen und andere Eigenschaften der Zustände vorausgesagt. Einige dieser Modelle und deren Ansätze sollen im nächsten Abschnitt kurz vorgestellt werden. Jedoch sind durch das $SU(3)$ -Oktett und Dekuplett alle leichtesten bekannten Baryonen beschrieben. Neue Resonanzen, wie die exotischen Resonanzen unterhalb der $\Delta(1232)$ -Resonanz, führen zu Schwierigkeiten in der Interpretation. In [Kob98] wird vorgeschlagen, diese könnten Resonanzen dem antisymmetrischen **20**-Multipllett angehören. Damit wird zwanglos erklärt, warum sie nicht in der Compton-Streuung zu sehen seien. Um den Pauli-Prinzip gerecht zu werden, muss die Drehimpulsquantenzahl ungeradzahlig sein, also mindestens $L = 1$ haben. Die erwarteten Massen jedoch würden um 1600 MeV und nicht bei 1000 MeV liegen.

2.3 Nukleonenmodelle

In diesem Abschnitt sollen Nukleonenmodelle vorgestellt werden, die über die $SU(6)$ -Symmetrie hinausgehen. Im betrachteten Energiebereich um 1 GeV kann keine störungstheoretische Behandlung der QCD vorgenommen werden, da die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung die Größenordnung $\alpha_s \simeq 1$ hat. Daher werden in den *nichtrelativistischen Quarkmodellen* Konstituentenquarks als effektive Freiheitsgrade verwendet. Ein Konstituentenquark kann man sich als ein „nacktes“ Quark vorstellen, von dem die Quantenzahlen übernommen werden, und das von Gluonen und virtuellen Quark-Antiquark-Paaren umgeben ist. Die Massen der Konstituentenquarks liegen bei ca. 300 MeV für u und d , und bei ca. 500 MeV für s . Sie liegen damit 1 bis 2 Größenordnungen höher als ihre Strom-Quarkmassen, die in Tabelle 2.1 angegeben ist. (Die Massen können zum Beispiel durch Anpassung an die magnetischen Momente der Nukleonen und des Λ -Hyperons bestimmt werden. [Tho01])

Neben der effektiven Quarkmasse hat diese Klasse von Modellen gemeinsam, dass durch ein geeignetes Potential der Einschluss der Quarks im Hadron (engl. *confinement*) modelliert wird. Der Hamilton-Operator hat in der Regel die Form:

$$H = \sum_{i=1}^3 \left(m_i + \frac{\vec{p}_i^2}{2m_i} \right) + V \quad (2.15)$$

wobei m_i die Quarkmasse ist und der erste Term die kinetische Energie der drei Quarks angibt. Die Modelle unterscheiden sich im Ansatz des Potentials V . In vielen Fällen ist in

V ein harmonischer Oszillator-Anteil $\frac{K}{2} \left(\sum_{i<j} r_{ij}^2 \right)$ enthalten. Ein Erfolg dieser Modelle liegt in einfachen Beschreibung der anomalen magnetischen Momente der Nukleonen und der Hyperonen. Des weiteren können sie recht gut das beobachtete Baryonspektrum beschreiben, wenn, je nach Modell, zusätzliche Spin-Spin-Wechselwirkungen eingeführt werden.

Im Modell von De Rújula, Georgi und Glashow [deR75] besteht der Hamilton-Operator aus einem langreichweitigen und einem kurzreichweitigen Anteil. Der langreichweitige Anteil ist unabhängig von den Quarkmassen und dem Spin der Quarks. Er hängt nur vom Abstand \vec{r}_{ij} ab und erzeugt das „Confinement“. Die Eigenzustände des langreichweitigen Teils des Hamiltonoperators sind SU(6)-Multipletts. SU(3)-Grundzustands-Oktett und Dekuplett sind noch entartet. Diese Entartung wird jedoch durch den kurzreichweitigen Anteil aufgehoben. Der kurzreichweitige Anteil wird durch einen Ein-Gluon-Austausch motiviert. Er enthält spinabhängige Wechselwirkungen (Spin-Spin-, Spin-Bahn- und Tensor-Wechselwirkung) und ist von den Quarkmassen abhängig. Für Quarks im niedrigsten S-Wellen-Orbital ($L=0$) trägt nur die Spin-Spin-Wechselwirkung (Hyperfein-Wechselwirkung) bei und führt zur Aufspaltung des Spin-3/2-Dekupletts vom Spin-1/2-Oktett. Man erhält eine Massenformel

$$M_{\Delta} - M_N = \frac{4}{3} \alpha_s \omega_0 \left(\frac{\omega_0}{2\pi m} \right)^{1/2}, \quad (2.16)$$

mit $\omega_0 \simeq 0,5$ GeV aus der Lösung für den harmonischen Oszillator-Anteil, und $m \simeq 0,34$ GeV die Masse der Konstituentenquarks. Um die beobachtete $\Delta-N$ Massendifferenz von 0,3 GeV zu erhalten, muss die Kopplungskonstante $\alpha_s \simeq 0,9$ angesetzt werden.

Das Modell besitzt vier freie Parameter, die an das Experiment angepasst werden müssen. Damit konnten de Rújula et al. eine Massenformel aufstellen, die acht Massen des **56**-Multipletts ($N, \Lambda, \Sigma, \Xi, \Delta, \Sigma^*, \Xi^*, \Omega^-$) gut beschreibt. Das besondere an diesem Modell ist, dass die SU(6)-Symmetriebrechung durch die Dynamik, nämlich durch den Ein-Gluon-Austausch, erreicht wird.

Einen sehr erfolgreichen Ansatz zeigen Isgur und Karl in ihrem Modell [Isg77, Isg78]. Ihr Hamilton-Operator besteht aus dem harmonischem Oszillator H_0 , einer anharmonischen Störung U und einer Hyperfein-Korrektur H_{hyp} ,

$$H = H_0 + U + H_{hyp} \quad (2.17)$$

mit

$$H_0 = \sum_i \left(\frac{\vec{p}_i^2}{2m_i} \right) + \frac{K}{2} \sum_{i<j} r_{ij}^2 \quad (2.18)$$

$$U = \sum_{i<j} U(r_{ij}) \quad (2.19)$$

Das Interessante an diesem Modell ist jedoch, dass Spin-Bahn-Wechselwirkungen hier vernachlässigt werden, während nur Spin-Spin- und Tensor-Wechselwirkungen in H_{hyp} berücksichtigt werden. Es sagt sogar mehr Resonanzen in höheren Anregungszuständen ($N = 2$) voraus, als bisher gefunden wurden. Außerdem erlaubt das Modell Berechnungen der Kopplungen dieser Resonanzen an den πN -Kanal. Es zeigt sich jedoch, dass die nicht beobachteten Resonanzen nur schwach an den πN -Kanal koppeln.

Eine weitere Konsequenz der gewählten Hyperfein-Wechselwirkung ist eine Beimischung von D-Wellenzuständen (Oszillatorquantum $N = 2$) in den Grundzustand (S-Welle, $N = 0$). So befindet sich das Nukleon nach diesem Modell zu 80 % im $N = 0$ Grundzustand und mit 20 % Wahrscheinlichkeit in $N = 2$.

Einen anderen Weg geht man bei der Entwicklung von sogenannten *Bag-Modellen*³, in denen masselose Quarks in Bags eingeschlossen werden und Randbedingungen dafür sorgen, dass die Quarks den Bag nicht verlassen können. Dies führt, ähnlich wie die Potentiale bei den nichtrelativistischen Quarkmodellen, zu Quark-Energieniveaus. Durch die Einführung zusätzlicher spinabhängiger Wechselwirkungen erhält man ebenfalls eine gute Beschreibung des Baryonspektrums [Gia90].

Das MIT-Bag-Modell [DeG75] ist wahrscheinlich der bekannteste Vertreter dieser Modellgruppe. Die hier angesetzte Lagrangedichte ist:

$$\mathcal{L} = \left(i\bar{\psi}\gamma^\mu D_\mu\psi - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} - B \right) \theta_V - \frac{1}{2}\bar{\psi}\psi\delta_S \quad (2.20)$$

Der erste Term in der Klammer beschreibt die Kopplung der Quarks untereinander und an das Gluonfeld. ($D^\mu = \partial^\mu - igA^\mu$ ist die kovariante Ableitung.) Der zweite Term beschreibt mit $G_{\mu\nu}^a = \partial^\mu A_\nu^a - \partial^\nu A_\mu^a + gf_{abc}A_b^\mu A_c^\nu$ die Gluonen-Selbstwechselwirkung. Die Energiedichte B kompensiert den Innendruck der Quarks im Bag. Ohne B würde der Bag-Radius gegen Unendlich gehen. θ_V ist Eins im Bag-Volumen und Null außerhalb. Die Deltafunktion δ_S ist nur Eins auf dem Rand des Bags. Um Spektroskopie zu betreiben, müssen vier Parameter festgelegt oder aus Messungen gewonnen werden. Dazu zählen die Kopplungskonstante $\alpha_s \simeq 2,2$, $B \simeq 58 \text{ MeV/fm}^3$, die Masse des Strange-Quarks $m_s = 279 \text{ MeV}$ und ein weiterer Korrektur-Parameter Z_0 . Damit erzielt man eine sehr gute Beschreibung der Massen der Grundzustandsbaryonen im Oktett und im Dekuplett, sowie der Vektormesonen.

Könnte man bei den Konstituentenquarkmodellen die Schwerpunktsbewegung durch geeignete Koordinatenwahl entfernen, so ist das bei den Bag-Modellen nicht möglich. Schwerpunktsbewegungen können hier zu unphysikalischen Anregungen führen. Jedoch gehen Bag-Modelle über die Konstituentenquarkmodelle hinaus, da sie auch Gluonanregungen zulassen. Es wird in diesem Zusammenhang vermutet, dass die Roperresonanz mit einer Anregung des Bags selbst verbunden ist.

Eine dritte Klasse von Nukleonmodellen stellen die *Soliton-Modelle* dar, bei denen das QCD-Vakuum als Farb-Dielektrikum mit $\kappa < 1$ angesehen wird. Eine Farbladung in diesem Vakuum produziert ein „Loch“ mit $\kappa = 1$. Wegen der Abstoßungskräfte zwischen Farbladung und induzierter Ladung an der Oberfläche des Loches muss Arbeit aufgewendet werden, um das Loch zu verkleinern. Wenn $\kappa \rightarrow 0$ geht, wird die Arbeit unendlich groß, so dass nur farb-neutrale Zustände physikalisch sinnvoll sind. Ein ideales Dielektrikum erzeugt dadurch das „Confinement“. Zur Konstruktion solcher Modelle werden skalare Confinement-Potentiale eingeführt. Die Lösung der Bewegungsgleichungen für diese Potentiale ist vom Soliton-Typ, nach dem diese Art von Modellen benannt ist.

Im Fall von masselosen Quarks (q) können allgemein rechts- (q_R) und linkshändige (q_L) Anteile mit Hilfe der Projektionsoperatoren

$$P_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5), \quad P_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)$$

³engl.: bag = Beutel, Tasche, Tüte

aus den Quarkfeldern herausprojiziert werden:

$$P_R q = q_R, \quad P_L q = q_L, \quad P_R q_L = P_L q_R = 0.$$

Aufgrund dieser Eigenschaft ist die QCD-Lagrangedichte im Falle verschwindender Quarkmassen invariant unter der sogenannten chiralen Symmetrietransformation, welche insbesondere die Händigkeit der masselosen Quarks unbeeinflusst lässt.

Für Oberflächenterme der Art wie in (2.20) bricht allerdings die chirale Symmetrie, so dass die Bag- und Soliton-Modelle geeignet erweitert werden müssen, beispielsweise durch Einführung von Pion-Feldern in der Lagrangedichte. Die Pionfelder sollen so an die Quarks koppeln, dass unter chiraler Transformation von Pionfeldern und Quarks, die Lagrangedichte invariant bleibt. So besteht beispielsweise im Cloudy-Bag-Modell das Nukleon aus den Valenzquarks, die von einer Pionwolke umgeben sind. In ähnlicher Weise werden auch die Solitonmodelle erweitert.

Diese Beschreibungen sind effektive Modelle, sie sind keine QCD. Als Beispiel erscheinen hier Pionen als elementare Felder. So lange die innere Struktur der Pionen vernachlässigt werden kann, können sie als effektive Freiheitsgrade angesehen werden. Jedoch ist dies nicht mehr gültig, wenn Prozesse mit hohem Energie- oder Impulsübertrag betrachtet werden.

Eine Sonderrolle spielen die Gitterrechnungen. Hierbei wird versucht, die Feldgleichungen der QCD modellunabhängig zu lösen. Da bei diesen Rechnungen der numerische Aufwand sehr groß ist, fließen hier ebenfalls viele Näherungen ein. Außerdem gibt es Beschränkungen in der Größe des Gitters und der Gitterkonstanten, auf dem die Berechnungen durchgeführt werden. [Tho01, Lip04]

2.4 Exotische Resonanzen

Exotische Resonanzen, deren Massen kleiner als die $\Delta(1232)$ -Masse ist, widersprechen diesen Nukleonenmodellen. Sie können nicht ohne erhebliche Schwierigkeiten in diese Modelle eingebaut werden. Dennoch gibt es Ansätze, die im Experiment gefundenen Strukturen mit $M = \{1004, 1044\}$ MeV [Tat97] und $M = \{966, 986, 1003\}$ MeV [Fil01] zu erklären.

Im Modell von Tatischeff et al. [Tat97, Tat03] wird angenommen, dass es sich bei den gefundenen Resonanzen um farbgeladene Quark-Gruppen (*cluster*) handeln könne. Hier wurde das MIT-Bag-Modell erweitert. Zwei Quark-Cluster befinden sich an den Enden eines ausgedehnten („*stretched*“) Bag, die farb-magnetisch wechselwirken. Eine phänomenologische Massenformel ist entwickelt worden. Als Ergebnis sind Massen von $M = 1005$ und 1039 MeV im Energiebereich unterhalb der Pionschwelle gefunden worden (siehe Tabelle 2.2). Darüber hinaus werden weitere Resonanzen mit $M > (M_n + M_\pi)$ vorausgesagt.

N. Konno hat ein ähnliches Modell entwickelt, in dem ein Nukleon aus einem Diquark (qq) und einem Quark (q) zusammengesetzt ist, deren Restwechselwirkung („*residual interaction*“) vernachlässigt werden könne. Darin lassen sich ebenfalls Massen berechnen, ohne Farbwechselwirkungen einzuführen [Kon98].

Eine weitere Massenformel ist von L. Fil'kov entwickelt worden, in der auch die experimentell gefundenen Resonanzen mit $M < 1004$ MeV berücksichtigt werden [Fil03]. Dieses Modell basiert auf einem Massen-Operator, der einen Pion-Baryon-Schleifenterm

| Experiment | | Modell | | | | |
|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|-----|----------------------|-----|
| [Fil01] M [MeV] | [Tat97] M [MeV] | [Tat97] M [MeV] | [Kon98] M [MeV] | P | [Fil03] M [MeV] | P |
| 966 | | | | | 963 | - |
| 986 | | | | | 987 | + |
| 1003 | 1004 | 1005 | 990 | - | 1010 | - |
| | | | 1050 | | 1033 | + |
| | 1044 | 1039 | 1060 | - | 1056 | - |
| | | | | | 1079 | + |

Tabelle 2.2: Exotische Resonanzen unterhalb der Pionschwelle

M bezeichnet die Masse der Resonanz und P dessen vorhergesagte Parität.

enthält. Mit Hilfe einer Dispersionsrelation und zwei Subtraktionen können Massen rekursiv berechnet werden. Mit jeder Rekursion ändert sich die Parität des neuen Zustands. Des weiteren sagt das Modell mehr Zustände voraus, als im Tatischeff-Experiment beobachtet worden sind. In [Wal01] wird darauf hingewiesen, dass aufgrund des Aufbaus des Experiments nur Zustände negativer Parität nachgewiesen werden können.

Aufgrund der nahezu gleichen Massenabstände bei den beobachteten Resonanz-Strukturen wird in der oben zitierten Veröffentlichung ([Wal01]) vorgeschlagen, dass ein hypothetisches leichtes Meson mit der Masse $m_{\pi,\text{leicht}} = 21$ MeV existieren könnte. Die exotischen Resonanzen könnten dann als gebundene Zustände zwischen einem Nukleon und diesen leichten Mesonen interpretiert werden. Ein solches leichtes Meson ist jedoch bisher nicht beobachtet worden.

All diese Modelle haben das Ziel, das experimentelle Spektrum der exotischen Baryonen zu beschreiben. Sie sind jedoch nur schwer mit der etablierten Hadron-Physik zu vereinen.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

Die Messung der Polarisierbarkeit des Pions ist Teil des Experimentierprogramms, das mit dem BaF₂-Spektrometer TAPS am Elektronenbeschleuniger MAMI 1999-2001 durchgeführt wurde. Ziel des Teilprojektes ist die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes der strahlungsbegleiteten Pion-Photoproduktion, aus der die Pionpolarisierbarkeit extrahiert werden kann [Ahr04].

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über den Gesamtaufbau des Experiments und beschreibt die Anlagen und Einrichtungen, die für das Experiment zur Verfügung standen. Elektronen werden vom Mainzer Elektronenbeschleuniger MAMI (Abschnitt 3.1) auf eine Energie von 883 MeV beschleunigt und führen Bremsstrahlungsprozesse an einer Radiatorfolie aus. Die Energie der entstandenen Bremsstrahlungsphotonen wird in der Photonenmarkierungsanlage (Glasgow-Tagger, Abschnitt 3.2) gemessen.

Die Photonen wechselwirken mit den Protonen des Flüssig-Wasserstofftargets (Abschnitt 3.3). Die Reaktionsprodukte der strahlungsbegleiteten Pion-Photoproduktion $\gamma p \rightarrow n\gamma\pi^+$ bzw. $\gamma p \rightarrow n\gamma\gamma\pi^+$ werden in verschiedenen Detektorsystemen nachgewiesen. Unterkapitel 3.4 beschreibt das Spektrometer TAPS, das für den Nachweis hochenergetischer Photonen konzipiert worden ist. Das geladene π^+ -Meson wird in einem Drahtkammer-System, beschrieben im Abschnitt 3.6, in Vorwärtsrichtung detektiert, während das Neutron im Flugzeitdetektor TOF (Abschnitt 3.5) gemessen wird. Abbildung 3.1 zeigt diesen Teil des Experimentaufbaus.

Die letzten Unterkapitel beschäftigen sich mit der Messelektronik und der Datenerfassung.

3.1 Der Elektronenbeschleuniger MAMI

Für Experimente mit reellen und virtuellen Photonen steht am Institut für Kernphysik der Universität Mainz der Elektronenbeschleuniger MAMI¹ zur Verfügung.

Elektronen aus einer thermischen Elektronenquelle werden in einem Injektor-Linearbeschleuniger (ILAC²) auf 3,5 MeV beschleunigt. Damit sind sie hinreichend relativistisch, um in eine Kaskade von drei Rennbahn-Mikrotronen injiziert zu werden. Ein Rennbahn-Mikrotron (RTM³) besteht im wesentlichen aus einer Linearbeschleuniger-

¹Mainzer Mikrotron

²engl.: Injector Linear Accelerator

³engl.: Race Track Microtron

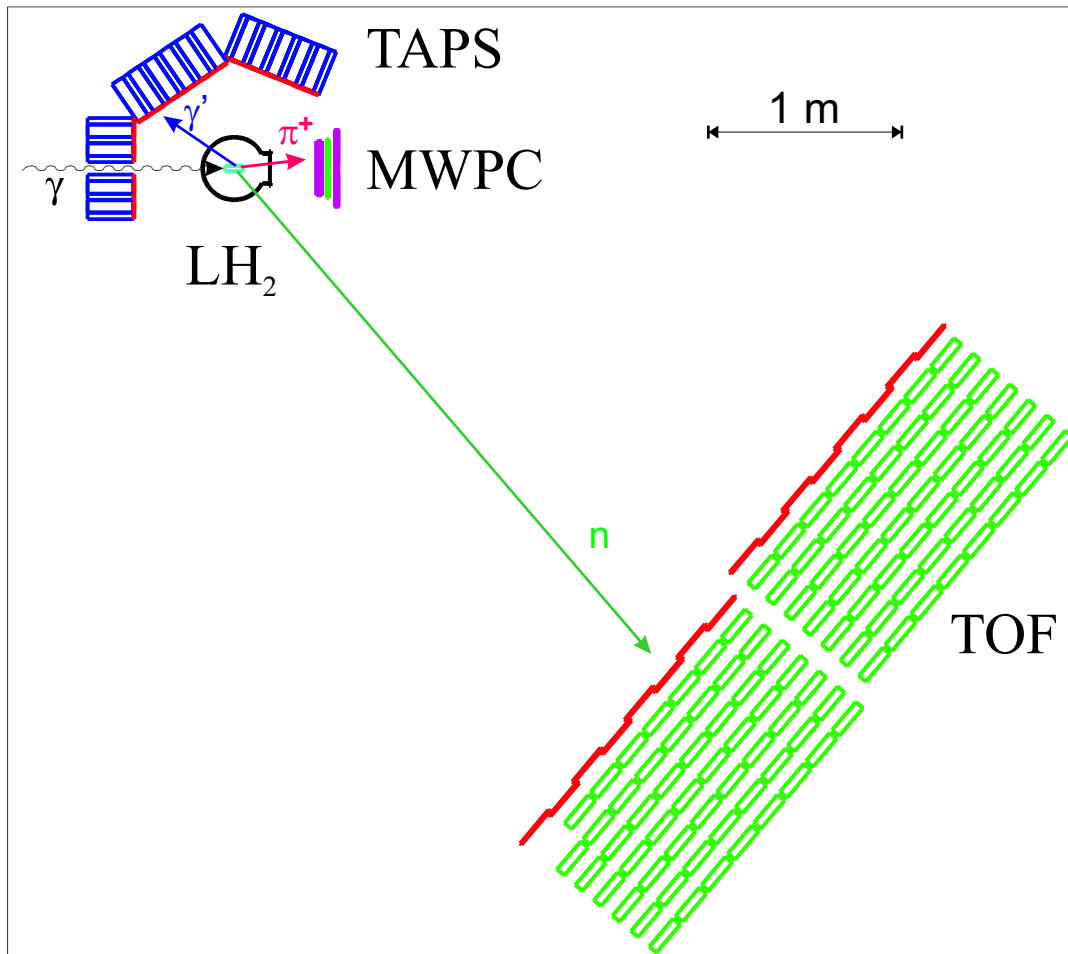


Abbildung 3.1: Aufbau des Pionpolarisierbarkeitsexperimentes

Sektion und zwei Dipolmagneten. Die Elektronen durchlaufen die Beschleunigungssektion und werden dann über zwei 180° -Umlenkdiplane und eine dazwischenliegende Driftstrecke wieder in die gleiche Sektion gelenkt, in der sie erneut beschleunigt werden. (Abb. 3.3) Bei jedem Durchgang wächst der Impuls der Elektronen an, so dass der Bahnradius im Magnetfeld ebenfalls zunimmt. Ist die letzte Rückführungsbahn erreicht, werden die Elektronen durch einen kleinen Extraktionsmagneten aus dem RTM ausgekoppelt.

In den einzelnen Mikrotronen werden die Elektronen auf 14, 180 und schließlich auf 855 MeV beschleunigt. In Tabelle 3.1 sind einige Betriebsparameter der einzelnen Stufen aufgeführt.

Die Endenergie kann in Schritten von 15 MeV zwischen 180 und 855 MeV gewählt werden, da es im dritten Mikrotron möglich ist, die Elektronen nach jedem zweiten Umlauf zu extrahieren. Für dieses Experiment wurde die Beschleunigerleistung und die Magnetfeldstärke in den Magneten über die Nominalwerte hinaus erhöht, so dass eine Endenergie von 883 MeV erreicht werden konnte. Über ein Strahlführungssystem wird dann der Strahl in die entsprechende Experimentierhalle gelenkt.

Die Beschleunigungssektionen werden mit einer Pulsfrequenz von 2,449 GHz betrieben. Das entspricht einem Mikrobunchabstand von 400 ps, die nicht mehr vom Ex-

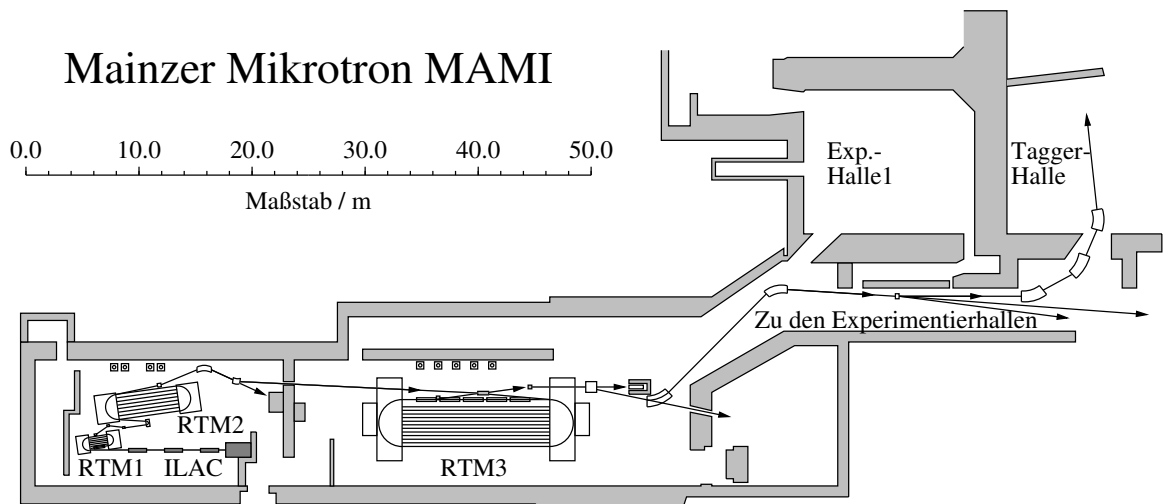


Abbildung 3.2: Überblick über die Beschleunigeranlage am Mainzer Mikrotron

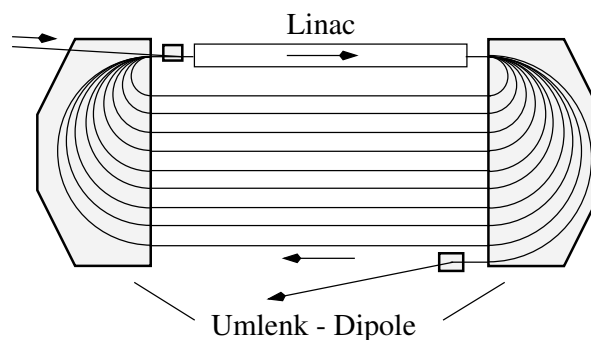


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau eines Rennbahn-Mikrotrons

periment aufgelöst werden kann. Der Strahlstrom erscheint als kontinuierlicher Strahl. Das Tastverhältnis des Beschleunigers ist 100 %. Dies ist zur Durchführung von Koinzidenzexperimenten und zur Bestimmung kleiner Wirkungsquerschnitte sehr von Vorteil, da hierdurch der Untergrund durch zufällige Koinzidenzen niedrig gehalten werden kann.

Am MAMI steht zusätzlich eine Quelle für einen polarisierten Elektronenstrahl zur Verfügung. Die Elektronen werden hier mittels zirkular polarisiertem Laserlicht durch Photoeffekt aus einem Galliumarsenid-Kristall herausgelöst. Das ermöglicht Ströme von über $10 \mu\text{A}$ mit einem Polarisationsgrad bis zu 80 %.

Zur Zeit befindet sich eine weitere Stufe für den Beschleuniger (MAMI C) im Aufbau. Diese wird als Harmonisches Doppelseitiges Mikrotron⁴ (HDSM) ausgeführt. Nach ihrer Fertigstellung, die für das Jahr 2005 geplant ist, können Elektronen auf eine Endenergie von 1,5 GeV beschleunigt werden.

⁴Doppelseitig, da zwei gegenüberliegende Beschleunigungsstrecken aufgebaut werden und harmonisch, da zwei verschiedene Frequenzen – die Grundfrequenz von MAMI B und die erste harmonische – verwendet werden.

| | ILAC | RTM 1 | RTM 2 | RTM 3 |
|--------------------------|-------|--------|-------|--------|
| Anzahl der Klystrone | 3 | 1 | 2 | 5 |
| Eingangsenergie [MeV] | 0,1 | 3,455 | 14,35 | 179,5 |
| Endenergie [MeV] | 3,455 | 14,35 | 179,5 | 854,6 |
| Umläufe | | 18 | 51 | 90 |
| maximaler Bahnradius [m] | | 0,482 | 1,083 | 2,216 |
| Magnetfeld [T] | | 0,1026 | 0,555 | 1,2842 |
| Masse eines Magneten [t] | | 1,3 | 43 | 450 |

Tabelle 3.1: Betriebsparameter des Beschleunigers MAMI

3.2 Die Photonenmarkierungsanlage

Die Elektronen werden nach ihrer Beschleunigung im MAMI auf einen dünnen Radiator ($4 \mu\text{m}$ Nickelfolie) gelenkt, um über den Bremsstrahlungsprozess reelle Photonen zu erzeugen. Dazu wird das Elektron im Coulomb-Feld eines Kerns beschleunigt. Es kann dabei ein Photon in Vorwärtsrichtung abstrahlen und verliert entsprechend Energie. Die Rückstoßenergie des Kerns kann wegen seiner großen Masse vernachlässigt werden. Mit der bekannten Elektroneneinschussenergie E_0 gilt demnach die Energiebilanz:

$$E_0 = E_{e^-} + E_\gamma \quad (3.1)$$

wobei E_{e^-} die Energie des gestreuten Elektrons und E_γ die Energie des abgestrahlten Photons ist.

Die Photonenmarkierungsanlage (auch Glasgow-Tagger oder kurz Tagger⁵ genannt) hat nun die Aufgabe, die Energie der auslaufenden Elektronen E_{e^-} zu messen und damit die Photonenenergie zu markieren. Sie ist in Abbildung 3.4 schematisch dargestellt.

Nach Passieren des Radiators durchlaufen die Elektronen ein Dipolfeld, in dem sie impulsselektiert abgelenkt werden. In der Fokalebene des Dipols befindet sich ein ortsauflösendes Detektorsystem, die sogenannte Elektronenleiter, die zum Nachweis der Elektronen dient. Die Elektronenleiter besteht aus 353 einzelnen, überlappend angeordneten Szintillatoren. Damit können Elektronen in einem Akzeptanzbereich von $5\% \leq (E_{e^-}/E_0) \leq 92\%$ detektiert werden. Jeweils 2 benachbarte Szintillatoren in Koinzidenz bilden einen Taggerkanal. Die Energieauflösung beträgt etwa 2 MeV bei $E_0 = 883 \text{ MeV}$. Die Elektronen, die ohne Wechselwirkung den Radiator passiert haben, werden vom Dipolfeld an der Elektronenleiter vorbei gelenkt und in einem Faradaybecher gestoppt. Eine ausführliche Beschreibung der Photonenmarkierungsanlage findet man zum Beispiel in [Ant91] oder [Hal96].

Die Energie der Bremsstrahlungsphotonen liegt zwischen Null und der Einschussenergie der einlaufenden Elektronen E_0 , wobei die Energieverteilung die charakteristische $1/E_\gamma$ -Abhängigkeit aufweist. Die Winkelverteilung der in Vorwärtsrichtung abgestrahlten Photonen wird durch den charakteristischen Winkel Θ_{char} beschrieben, für den näherungsweise gilt:

$$\Theta_{\text{char}} \approx \frac{m_e c^2}{E_0} = 0,6 \text{ mrad} \quad \text{für } E_0 = 883 \text{ MeV}$$

⁵engl.: to tag = markieren

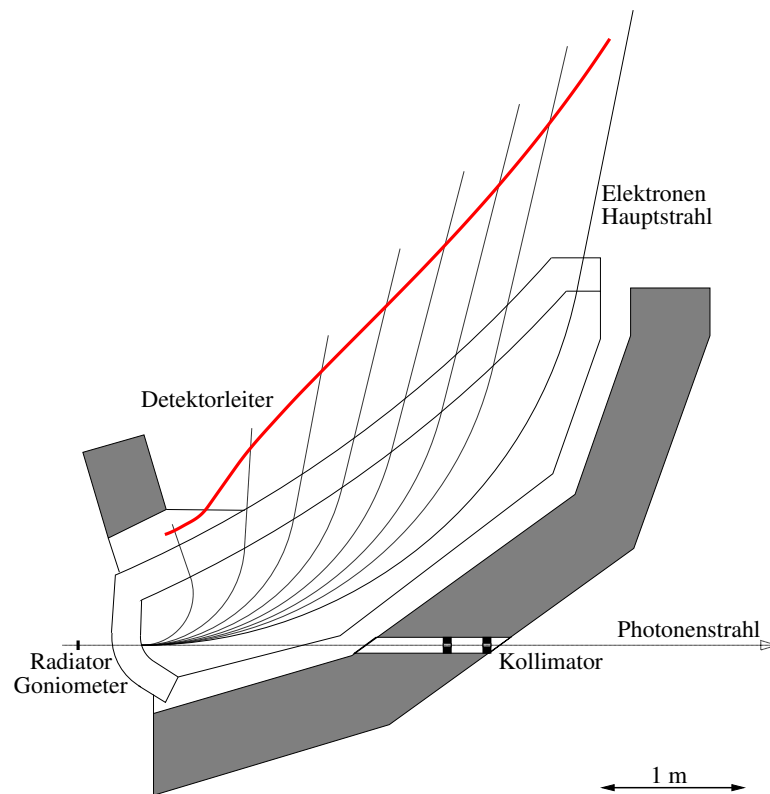


Abbildung 3.4: Die Photonenmarkierungsanlage

Innerhalb dieses Winkels sind etwa die Hälfte aller Photonen enthalten.

3.2.1 Markierungseffizienz

Um einen definierten Strahlfleck am Target zu erhalten, wird der Photonenstrahl kollimiert. Hierfür wird ein Kollimator mit 5 mm Durchmesser verwendet, der sich in 2,5 m Abstand vom Radiator im Joch des Dipolmagneten befindet. Das begrenzt die Markierungseffizienz ε_{tag} der Anlage. Sie ist definiert durch das Verhältnis der koinzident mit einem Elektron nachgewiesenen Photonen N_{γ} am Target zu der Anzahl der nachgewiesenen Elektronen N_{e^-} im entsprechenden Kanal des Taggers:

$$\varepsilon_{\text{tag}} = \frac{N_{\gamma}}{N_{e^-}}$$

Die Markierungseffizienz ε_{tag} wird in unregelmäßigen Abständen gemessen. Dazu wird das eigentliche Experiment unterbrochen und ein Bleiglasdetektor in den Photonenstrahl gefahren. Dieser Detektor hat eine Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen von nahezu 100 %, wodurch eine Absolutbestimmung der Markierungseffizienz möglich ist. Sie liegt bei etwa 57 %.

Zur Überwachung der Effizienz, die sich im Verlauf des Experiments verändern kann, benutzt man eine Ionisationskammer vom Typ P2 als Relativmonitor. Sie steht unmittelbar vor dem Photonstrahlfänger und liefert mit dem Verhältnis ihres Signals zur Elektronenzählrate ein relatives Maß (P2/Scaler) für die zeitliche Änderung der Markierungseffizienz. Eine alternative Methode zur Überwachung der Markierungswahrscheinlichkeit aus den Produktionsdaten ergibt sich, wenn man beispielsweise für eine feste Anzahl detektierter Elektronen die Zahl der nachgewiesenen neutralen Pionen betrachtet.

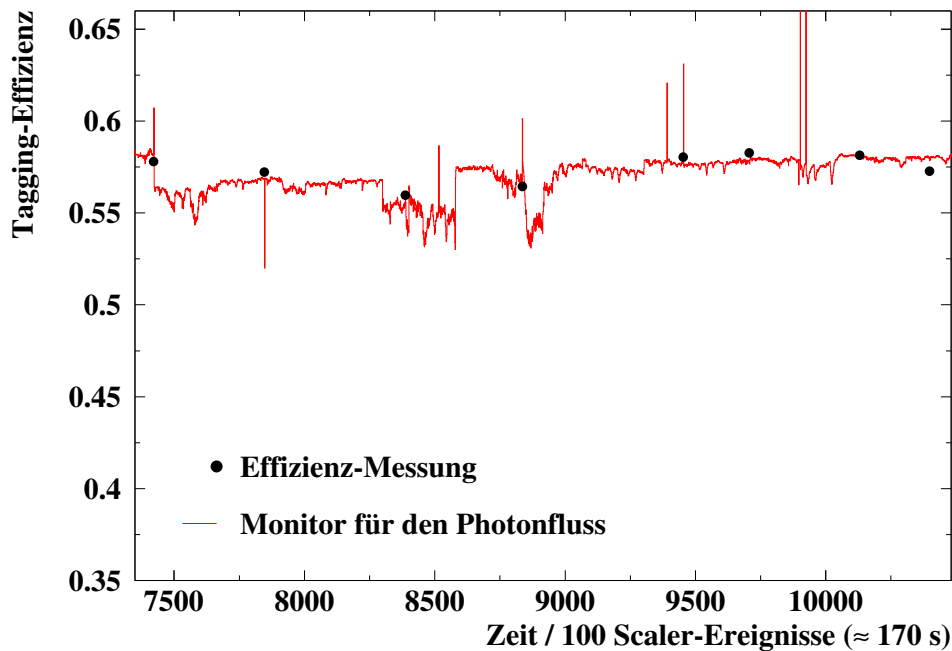


Abbildung 3.5: Photonenmarkierungseffizienz der Absolutmessungen (●) im Vergleich zum zeitlichen Verlauf des P2/Scaler-Verhältnisses für die dritte Messperiode

Abbildung 3.5 zeigt den zeitlichen Verlauf des (P2/Scaler)-Monitors. Hier wurde bereits das Relativsignal an die Absolutmessungen angepasst. Mit dieser Anpassung ist es möglich, aus der Information der Elektronenzähler den Photonfluss, trotz Schwankungen in der Markierungseffizienz, zu berechnen.

Die systematische Unsicherheit des einlaufenden Photonflusses beträgt bei konservativer Abschätzung maximal 2 %.

3.3 Das Wasserstofftarget

Das Target hat die Aufgabe, möglichst viele Streuzentren, mit hoher Reinheit auf möglichst kleinem Raum bereitzustellen. Dazu bietet sich flüssiger Wasserstoff (LH_2) als Reaktionstarget an.

Um ein Experiment mit kleinen Wirkungsquerschnitten, guter Statistik und in vertretbarer Zeit durchzuführen, benötigt man eine hohe Luminosität, die sich aus dem Produkt aus dem Photonfluss und der Massenbelegung der Targets berechnet. Da der Photonfluss durch die Photonenmarkierungsanlage begrenzt ist, muss die Massenbelegung so

groß wie möglich sein. Diese ist proportional zur Dichte des Targetmaterials. Beim Einsatz von Gastargets wären daher hohe Drücke und damit dicke Targetwände notwendig. Dicke Targetwände würden zu höheren Energieverlusten geladener Teilchen und zu erhöhter Photoabsorption führen. Die Verwendung von chemisch gebundenem Wasserstoff, zum Beispiel in flüssigen oder festen Kohlenwasserstoffen, würde zu Untergrundreaktionen am Kohlenstoff führen, die ebenfalls vermieden werden sollen.

Unter Normaldruck hat Wasserstoff seinen Siedepunkt bei 21 K. Um diese Temperatur zu erreichen, wird eine Helium-Kältemaschine verwendet, die nach dem Gifford-McMahon-Prinzip arbeitet. Gasförmiger Wasserstoff wird an der Expansionseinheit (Kaltkopf) vorbeigeführt, an der er kondensiert. Eine Gegenheizung, die über den Dampfdruck geregelt wird, sorgt für ein Gleichgewicht zwischen der flüssigen und der gasförmigen Phase und hält somit den Füllstand in der Targetzelle konstant.

Die Targetzelle ist aus einer 120 μm dünnen Kaptonfolie gefertigt, die Drücken bis zu 6 bar standhalten kann. Sie hat die Form eines Zylinders mit abgerundeten Endkappen. Die geometrische Länge beträgt 114 mm bei einem Durchmesser vom 31 mm. Damit ist der Zellendurchmesser groß genug, um den kollimierten Photonenstrahl (2 cm Durchmesser bei Verwendung eines 5 mm Kollimators) vollständig aufzunehmen.

Die Targetzelle ist in einer evakuierten Streukammer montiert. Das Hochvakuum der Kammer (10^{-7} mbar) dient hauptsächlich der thermischen Isolation der Targetzelle. Darüber hinaus werden Reaktionen der ein- und auslaufenden Teilchen an Luft in Targetnähe vermieden. Das Wasserstofftargetsystem ist in [Hae91] und [Hae96] ausführlich beschrieben.

3.3.1 Die Massenbelegung

Zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten wird die Massenbelegung N_P des Targets benötigt. Darunter versteht man die Anzahl der Streuzentren pro cm^2 . Sie berechnet sich aus:

$$N_P = \frac{N_A}{A} \cdot \rho \cdot L_{\text{eff}} \quad (3.2)$$

N_A ist die Avogadro-Konstante und A die molare Masse des Targetmaterials. Die Dichte des Wasserstoffs beträgt $\rho = 0,0708 \text{ g/cm}^3$ mit einem systematischen Fehler von 1,5 % ([Hae96]). Die geometrische Länge der Targetzelle kann nicht zur Berechnung der Massenbelegung herangezogen werden, da durch die abgerundeten Endkappen die Länge vom Radius abhängig und der Strahlfleck auf dem Target ausgedehnt ist. Vielmehr muss eine effektive Targetlänge L_{eff} bestimmt werden, indem die Targetzellengeometrie mit der Verteilung der Bremsstrahlungsphotonen gefaltet wird. Jedoch ist diese Korrektur kleiner als die Unsicherheit in der Messung der Geometrie ($\Delta l = \pm 1 \text{ mm}$). Eine untere Grenze für die effektive Targetlänge wurde mit 11,2 cm bestimmt. Daher gilt für die effektive Targetlänge:

$$L_{\text{eff}} = (11,3 \pm 0,1) \text{ cm}$$

Der systematische Fehler hierfür beträgt 0,9 %.

Damit kann die Massenbelegung mit (3.2) berechnet werden:

$$N_P = \frac{6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}}{1,00795 \text{ g mol}^{-1}} \cdot 0,0708 \text{ g cm}^{-3} \cdot 11,3 \text{ cm} = 4,78 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-2} \quad (3.3)$$

Der quadratisch addierte Gesamtfehler beträgt $\frac{\Delta N_P}{N_P} = 1,5 \%$ und geht in die Fehlerrechnung zum systematischen Fehler ein.

3.4 Das Photonenspektrometer TAPS

Das elektromagnetische Kalorimeter TAPS⁶ wurde als transportables Detektorsystem konzipiert, das schon an verschiedenen Orten (Mainz, Darmstadt, Groningen, Bonn) zum Einsatz gekommen ist. Es ist hervorragend dazu geeignet, neutrale Mesonen (π^0, η) über ihren 2γ -Zerfall nachzuweisen. Darüberhinaus können auch geladene Teilchen und Neutronen detektiert werden. In diesem Experiment wurden jedoch nur Photonen mit TAPS nachgewiesen.

Das Detektorsystem besteht aus 526 Bariumfluorid-Modulen (BaF_2), die in drei Blöcken angeordnet sind. Zwei Blöcke (A, B) enthalten jeweils 192 Module. Sie befinden sich unter einem Polarwinkel von 68° bzw. 124° bezüglich der Strahlachse und sind 55 bzw. 50 cm vom Target entfernt. Der dritte Block (C) mit 142 Modulen steht unter einem Polarwinkel von 180° und ist 55 cm vom Target entfernt. In der Mitte enthält er eine Lücke von der Größe eines Kristalles für den Durchgang des primären Photonstrahles. (siehe Abbildungen 3.6 und 3.9)

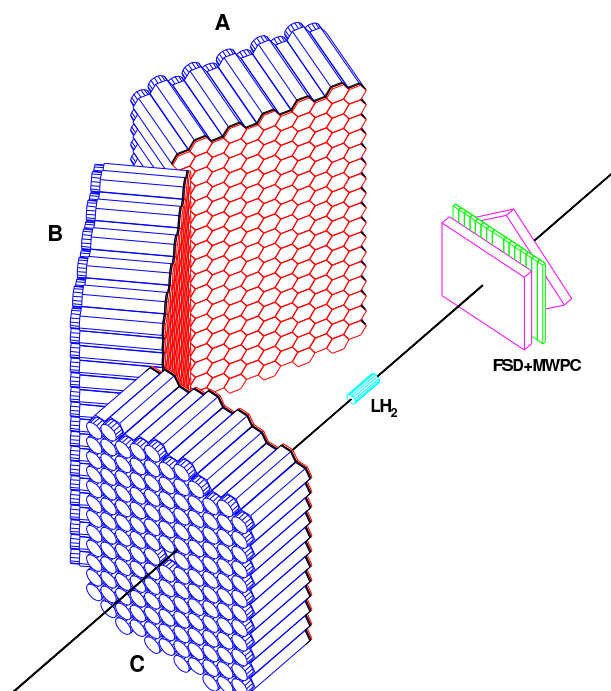


Abbildung 3.6: Geometrie des TAPS-Detektors und des Piondetektors. Der Piondetektor wird in Abschnitt 3.6 beschrieben.

⁶Two Arm Photon Spectrometer, bezeichnet nach der zuerst an der GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt) verwendeten Geometrie

3.4.1 Aufbau eines TAPS-Modules

Ein einzelnes Szintillationsmodul besteht aus einem 25 cm langen Bariumfluorid-Kristall. Das entspricht etwa 12 Strahlungslängen. Der Kristall hat einen hexagonalen Querschnitt mit 5,9 cm Schlüsselweite, der auf einer Länge von 2,5 cm zu einem Zylinder mit 5,4 cm Durchmesser verjüngt ist (Abbildung 3.7). Daran koppelt ein Photomultiplier (Hamamatsu R2059-01), der zur Gewährleistung der Linearität zwischen der im Kristall produzierten Lichtmenge und der im Photomultiplier gelieferten Ladung von einem aktiven Spannungsteiler versorgt wird.

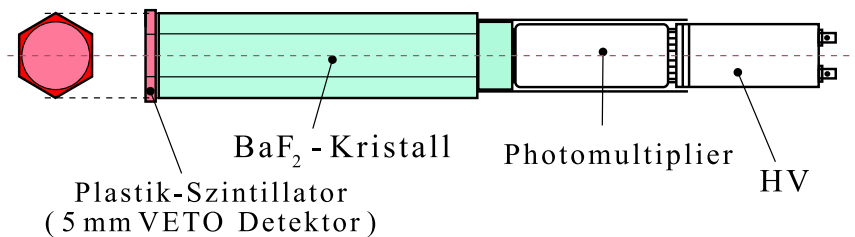


Abbildung 3.7: Aufbau eines BaF₂-Modules

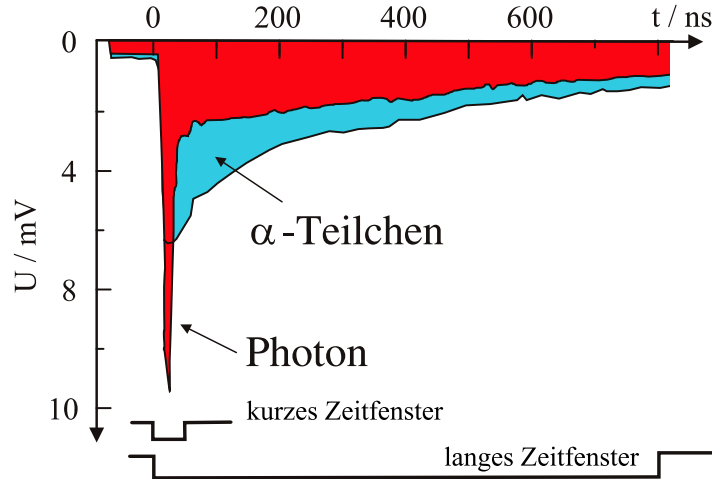
Der granulare Aufbau der TAPS-Blöcke ermöglicht eine gute Ortsauflösung des Detektorsystems und somit die Bestimmung der Impulsrichtung des auftreffenden Teilchens. Eine zu feine Segmentierung des Detektors führe jedoch zu Schwierigkeiten in der Handhabung des Detektors und in der erreichbaren Energieauflösung, da der elektromagnetische Schauer sich über mehrere Nachbarmodule ausbreitet. Die gewählte Geometrie ist daher ein Kompromiss zwischen guter Orts- und Energieauflösung.

Zur Unterscheidung von neutralen und geladenen Teilchen ist jedem BaF₂-Kristall ein 5 mm dicker Plastik-Szintillator vorgelagert, der über eine dünne Glasfaser von einem Multianoden-Photomultiplier⁷ (Hamamatsu H6568) ausgelesen wird. In dieser Experimentierphase wurden erstmalig neue Vetodetektoren verwendet, die in der Diplomarbeit von S. Janssen [Jan98] beschrieben sind. Durch die Verwendung von dünnen Glasfasern anstatt Lichtleitern zur Auslese der Szintillatoren, ist es möglich nahezu jede beliebige Anordnung auch dieser Detektoren zu realisieren. Die ältere Variante der Vetodetektoren konnte aufgrund der Konstruktion der Lichtleiter nur zusammen mit herkömmlichen TAPS-Blöcken zu je 8×8 Modulen verwendet werden. Für den Einsatz vor größeren TAPS-Blöcken sind die älteren Vetodetektoren ungeeignet. Ein weiterer Vorteil der neuen Vetodetektoren ist, dass die Materialbelegung, die durch die alten Lichtleiter vor den eigentlichen BaF₂-Detektoren entstand, deutlich vermindert ist.

3.4.2 Eigenschaften von BaF₂

Als Detektormaterial für das Kalorimeter wurde Bariumfluorid (BaF₂) gewählt, das eine Reihe vorteilhafter Eigenschaften besitzt. Es ist nur schwach hygroskopisch und gegen Strahlungsschäden resistent. Der Einfangquerschnitt für thermische Neutronen ist gering.

⁷Über einen Photomultiplier werden bis zu 16 Vetodetektoren ausgelesen.

Abbildung 3.8: Pulsform für verschiedene Teilchen im BaF₂

Die hohe Lichtausbeute erlaubt eine gute Energieauflösung, die mit

$$\frac{\sigma(E_\gamma)}{E_\gamma} = \frac{0,79\%}{E_\gamma} + 1,8\% \quad (3.4)$$

(E_γ in GeV) für Photonenenergien im Bereich $E_\gamma = 45 - 790$ MeV bestimmt wurde [Gab94]. Die wesentlichen Eigenschaften liegen aber in der sehr guten Zeitauflösung und in der Möglichkeit einer Pulsformanalyse. Ersteres liegt an der steilen Anstiegsflanke der BaF₂-Signalform. Sie ermöglicht es, eine Zeitauflösung von FWHM $\Delta t < 200$ ps [Nov91] zu erreichen. Da BaF₂ zwei Szintillationslichtkomponenten mit unterschiedlichem Abklingverhalten besitzt, ist eine Pulsformanalyse möglich. Dieses Abklingverhalten ist von der Teilchenart abhängig (siehe Abb. 3.8). Für hadronische Teilchen ist die Abklingzeit deutlich länger als für Photonen. Wird das Signal einmal über ein kurzes und ein langes Zeitintervall integriert, lassen sich verschiedene Teilchensorten unterscheiden. Von dieser Möglichkeit wird jedoch in diesem Experiment keinen Gebrauch gemacht.

3.4.3 Datenauslese

Die BaF₂- bzw. Veto-Photomultiplier werden mit einer Hochspannung versorgt. Das Ausgangssignal eines BaF₂-Photomultiplier wird für verschiedene Aufgaben benötigt. Deshalb wird es in einem Splitter-Modul⁸ kopiert, so dass vier Signale zur Verfügung stehen.

Das Originalsignal wird zur Energiemessung in einen QDC⁹ geleitet. Hier wird die elektrische Ladung über zwei verschiedenen lange Zeitintervalle integriert und digitalisiert, so dass die kurze und die lange Szintillationslicht-Komponente ausgelesen werden können.

Ein zweites Signal wird in einem CFD¹⁰ auf seine Signalthöhe geprüft. Überschreitet ein Signal die eingestellte Schwelle, wird ein logisches Signal generiert, das zum einen

⁸Das ist ein Signalverteiler. engl.: *to split* = aufteilen, spalten

⁹engl.: Charge(Q) to Digital Converter

¹⁰engl.: Constant Fraction Discriminator

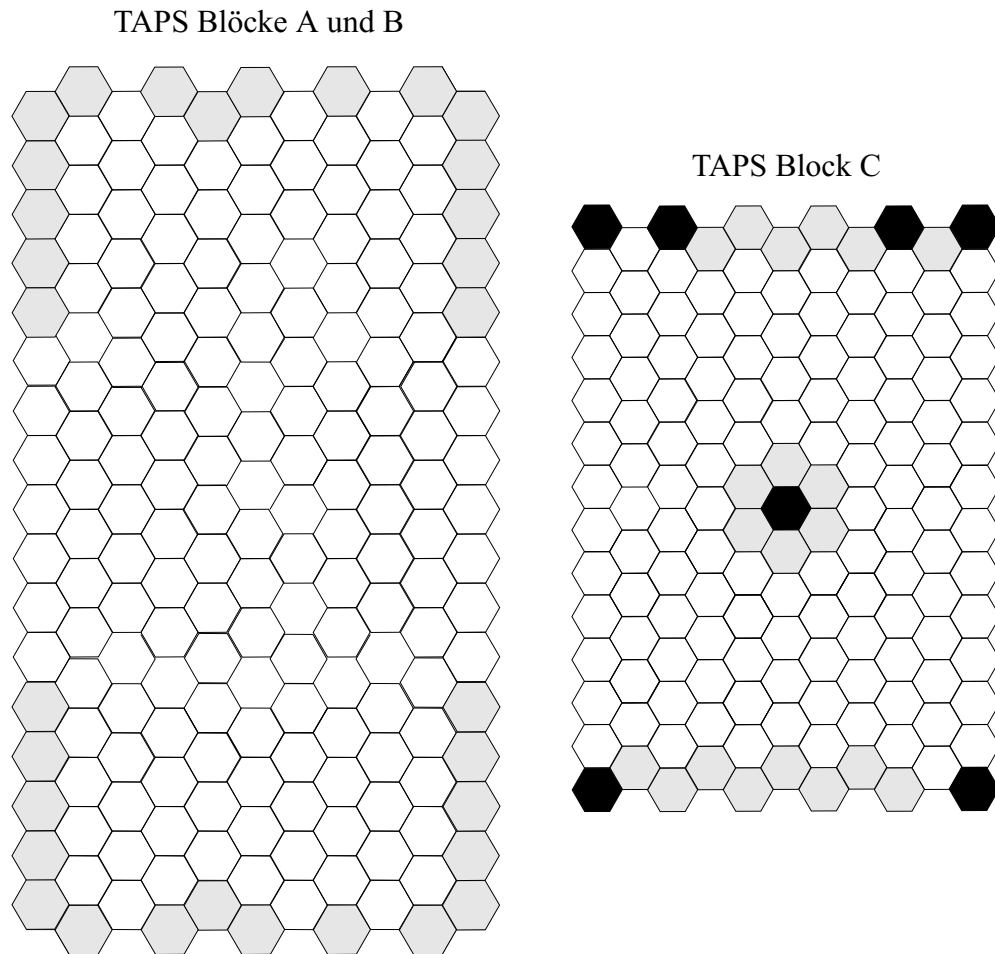


Abbildung 3.9: Aufbau der TAPS-Blöcke (vom Target aus gesehen). Grau unterlegte Hexagone markieren BaF_2 -Module ohne Leading-Edge-Diskriminatoren. Positionen ohne BaF_2 -Kristalle sind schwarz dargestellt.

zum Stoppen der Zeitmessung im TDC¹¹ und zum anderen zur Erzeugung der Integrationsfenster (Gates) der QDCs verwendet wird.¹² Dafür ist ein CFD besonders geeignet, weil sein logisches Ausgangssignal zeitlich nahezu unabhängig von der Höhe des Eingangssignals ist. Weiterhin zeigt dieses logische Signal an, dass der entsprechende BaF_2 überhaupt ein Signal erzeugt hat und ausgelesen werden muss. Es werden nur Daten von Detektoren aufgezeichnet, deren Signale über der sehr niedrigen CFD-Schwelle ($\approx 1,5$ MeV) liegen. Das reduziert erheblich sowohl die Datenmenge, als auch die Auslesezeit.

Die beiden verbleibenden Kopien des BaF_2 -Signals werden auf LEDs¹³ mit verschiedenen hohen Schwellen geführt, deren logisches Ausgangssignal zur Erzeugung von Trigger¹⁴-Signalen verwendet wird. Jedoch sind nicht alle BaF_2 -Module mit einem LED ver-

¹¹engl.: Time to Digital Converter

¹²Das geschieht mit Hilfe eines Retard-Durée-Variable-Gategenerators (RDV)

¹³engl.: Leading Edge Discriminator

¹⁴engl.: trigger = Auslöser

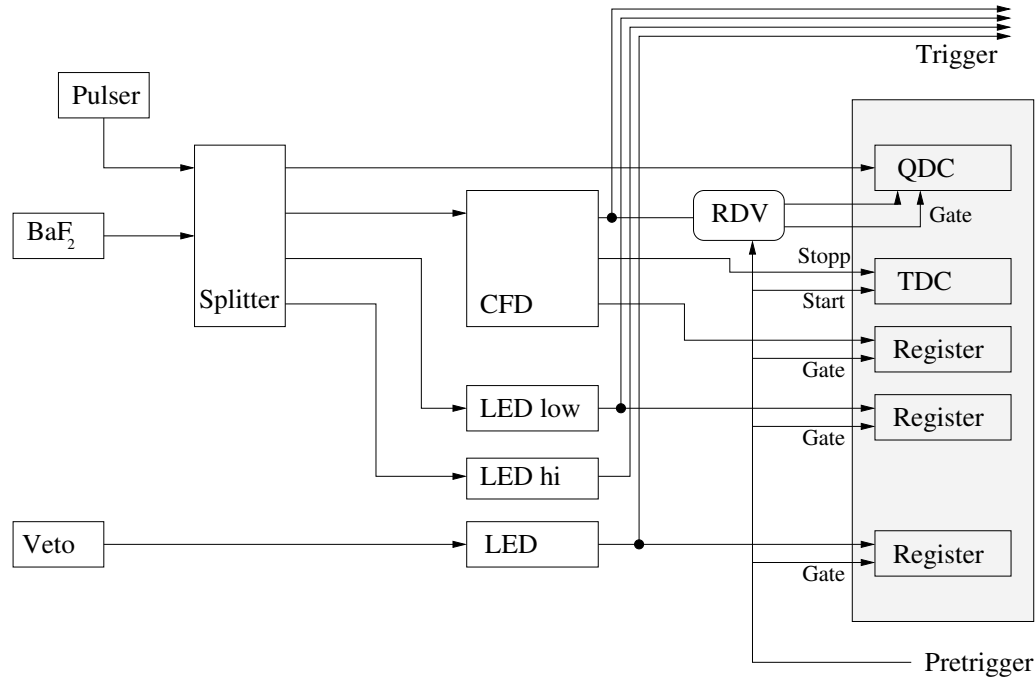


Abbildung 3.10: Schematischer Signallauf für einen TAPS-Detektor.

Die Daten der grau unterlegten Module werden ausgelesen und gespeichert.

sehen und damit am Trigger beteiligt (siehe Abbildung 3.9). Der innerste Ring vom Block C detektiert eine große Rate von Teilchen, die direkt von der Strahlführung kommen und ist deshalb nicht in die Triggerbildung eingeschlossen. Außerdem sind einige Randmodule ohne LEDs, da nicht genügend Diskriminatoren zur Verfügung standen. Die Erzeugung des Triggers wird in Kapitel 3.7 beschrieben. Zusätzlich wird in das Splitter-Modul ein Pulsersignal ($\nu=0,1$ Hz) gegeben, das direkt zum CFD weitergeleitet wird, um den Integrationswert der QDCs für die Energie Null (Pedestal) zu bestimmen.

Das Ausgangssignal des Veto-Photomultipliers wird nur dann in einem LED in ein logisches Signal umgewandelt, wenn dessen Schwelle überschritten wird. Alle logischen LED-Signale und CFD-Signale werden in sogenannten Koinzidenzregistern erfasst. Dort wird ein Bit auf 1 gesetzt, wenn ein logisches Eingangssignal in einem vorgegeben Zeitfenster anliegt. Zur Auslese durch einen Rechner stehen dann die QDC- und TDC-Informationen, sowie die Inhalte der Koinzidenzregister bereit.

In Abbildung 3.10 ist dieser Signallauf schematisch wiedergegeben. Jedoch ist er nicht vollständig. So wurde bisher nicht auf Signalverzögerungen eingegangen. Es ist aber selbstverständlich, dass zum Beispiel das Analogsignal auf dem Weg vom Splitter zum QDC so lange verzögert werden muss (und wird), bis in dem RDV die Integrationsfenster erzeugt sind und am QDC anliegen. Ein zweiter Punkt, der bisher nicht erwähnt wurde, ist, dass die Triggerlogik (Kapitel 3.7) die Zeitmessung starten und die Zeitfenster für die Koinzidenzregister generieren muss. Auch dafür muss genügend Zeit zur Verfügung stehen.

3.5 Der Flugzeitdetektor TOF

Da Neutronen elektrisch neutral sind, können sie nur über Sekundärprozesse nachgewiesen werden. Je nach betrachteten Energiebereich stehen verschiedene Methoden zur Verfügung. In diesem Experiment erfolgt der Nachweis hauptsächlich über elastische Stöße mit den Protonen des Szintillatormaterials. Die dabei auf das Proton übertragene kinetische Energie liegt zwischen Null und der kinetischen Energie des Neutrons. Das Proton wird im Szintillator abgebremst und das entstehende Szintillationslicht detektiert. Jedoch kann man aus der Lichtausbeute nicht mehr auf die Neutronenenergie schließen. Daher wird die kinetische Energie des Neutrons über seine Flugzeit bestimmt. Der in diesem Experiment verwendete Flugzeitdetektor (TOF¹⁵) wurde gemeinsam von unseren Kollaboranden der Universität Tübingen und der Universität Glasgow (Schottland) konzipiert und gebaut [Gra98].

3.5.1 Aufbau des TOF-Detektors

Die TOF-Balken wurden aus dem Szintillationsmaterial NE-110¹⁶ mit den Maßen $300 \times 20 \times 5 \text{ cm}^3$ hergestellt. Grund für die Wahl von NE-110 war die mit $\approx 4 \text{ m}$ hohe Abschwächlänge des Materials. Die Dicke der TOF-Balken wurde so gewählt, um die Unsicherheit in der Flugbahn klein zu halten. Da die Neutronen in jeder beliebigen Tiefe im Szintillator wechselwirken können, muss die Dicke der Balken klein sein, um die Flugstrecke genau bestimmen zu können. Dies widerspricht jedoch dem Wunsch nach einer hohen Neutronennachweis-Effizienz. Um das Problem zu lösen, wurden in diesem Experiment mehrere TOF-Balken hintereinander aufgestellt.

Alle Balken werden beidseitig mit Photomultipliern¹⁷ ausgelesen. Da diese jedoch einen runden Querschnitt (Durchmesser 3 Zoll) haben und an einen rechteckigen Szintillator ankoppeln müssen, ist ein Lichtleiter nötig. Dieser ist aus Lucite (GS222) gefertigt und an allen Seiten poliert. Die Form des Lichtleiters ist in Abbildung 3.11 zu sehen. Das Verhältnis der Fensterfläche des Photomultipliers zu der Stirnfläche des Szintillators

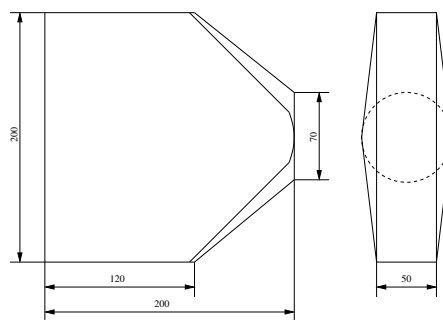


Abbildung 3.11: Geometrie des TOF-Lichtleiters (entnommen aus [Gra98])

begrenzt die Transmission des Lichtes, da der Strom pro Querschnittsfläche konstant ist. Die maximale Transmission beträgt für den Lichtleiter $\approx 46 \%$. Die Verbindung zwischen

¹⁵engl.: Time of Flight

¹⁶auch: BC-412

¹⁷Philips XP 2312

Szintillator und Lichtleiter wurde mit optischem Kleber¹⁸ hergestellt, während die Verbindung zwischen Lichtleiter und Photomultiplier mittels transparenten Silikonkautschuk¹⁹ erreicht wurde.

Das Detektorsystem besteht aus zwei Blöcken mit jeweils sieben Lagen. Jede Lage ist mit acht Balken bestückt.²⁰ Vor den Blöcken befindet sich jeweils eine Lage dünner Szintillationsdetektoren ($300 \times 23 \times 1 \text{ cm}^3$), die als Vetodetektoren dienen. Auch hier gibt es in jeder Lage acht Module, die überlappend angeordnet sind (Abbildung 3.12).

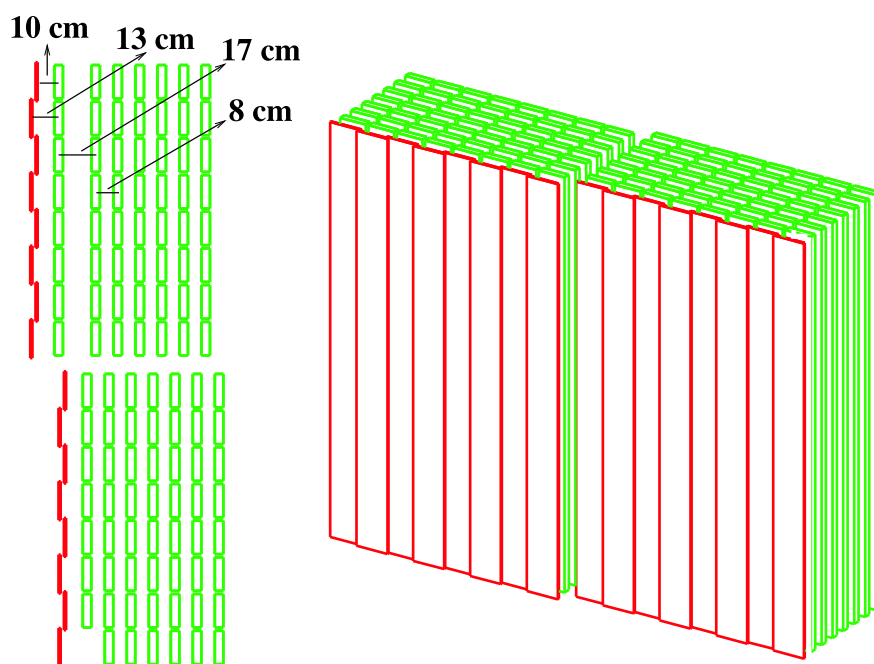


Abbildung 3.12: Aufbau des Flugzeitdetektors

Die Energie der Neutronen wird mit Hilfe der Flugzeitmethode bestimmt. Die Zeitinformation der Photomultiplier-Signale an beiden Enden des Szintillators liefert sowohl die Flugzeit als auch die vertikale Position des Wechselwirkungsortes (siehe Abschnitt 4.1.1.4).

3.5.2 Datenauslese

Das Signal eines jeden Photomultipliers wird in einem Teiler in zwei Signale aufgeteilt. Ein Signal wird verzögert und zu einem QDC²¹ geleitet. Das zweite Signal vom Splitter wird in einem Leading Edge Discriminator²² in ein Digitalsignal umgewandelt. Das hat zwei weitere Aufgaben. Zum einen stoppt es den individuellen TDC²³, zum anderen fließt es in die Trigger-Logik ein.

¹⁸NE-561

¹⁹Rhône Poulenc, CAF3

²⁰Da insgesamt nur 111 Balken zur Verfügung stehen, ist eine Lage nur mit sieben Balken bestückt. (Abb. 3.12)

²¹Philips 10c2 FASTBUS

²²LRS4413 CAMAC

²³Philips 10c6 FASTBUS

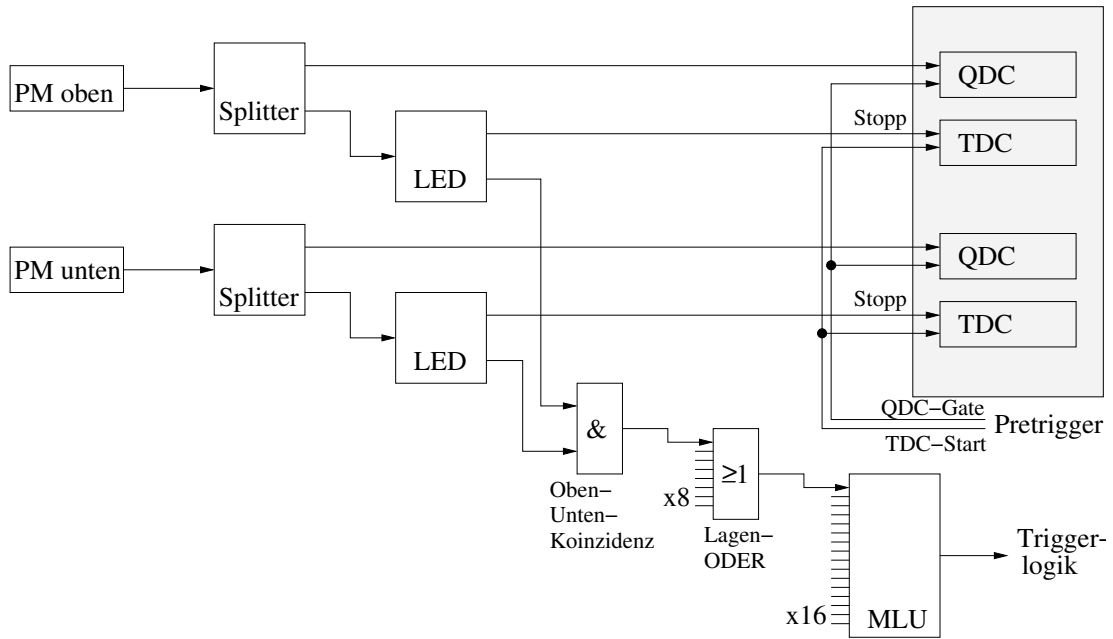


Abbildung 3.13: Schematischer Signallauf für einen TOF-Detektor.

Die Daten der grau unterlegten Module werden ausgelesen und gespeichert.

Für die Trigger-Logik wird zuerst eine *Oben-Unten-Koinzidenz* für jeden Balken gebildet. Die Koinzidenz-Signale aller 8 Balken einer Lage werden zu einem Signal (*Lagen-ODER*) zusammengefasst. Dieses Signal zeigt an, ob es in der betreffenden Lage mindestens eine Koinzidenz gegeben hat. Alle Lagen-ODER-Signale stehen einem programmierbaren Speicher-Modul (MLU²⁴) zur Verfügung. Hier können Bedingungen definiert werden, wann ein Signal für den Experimenttrigger erzeugt wird. Im Experiment wurde *mindestens eine Koinzidenz in einer beliebigen Lage* gefordert, während in dem in [Kra01] beschriebenen Kalibrationsexperiment verlangt wurde, dass *mindestens in den letzten 4 Lagen eines Blockes je eine Koinzidenz* aufgetreten ist. (Siehe auch Abbildung 3.13.) Die Kalibration des TOFs, sowie das Kalibrationsexperiment, sind in Kapitel 4.1.1.4 auf Seite 42 beschrieben.

Um genügend Zeit für die Triggerentscheidung und die Erzeugung der QDC-Gates zu haben, werden die Signale für den QDC um 200 ns verzögert. Der Experimenttrigger und die Datennahme werden in den Abschnitten 3.7 und 3.8 beschrieben.

3.6 Der Piondetektor

Der Piondetektor dient zum Nachweis geladener Pionen, die in Vorwärtsrichtung emittiert werden. Dazu hat er zwei Aufgaben zu erfüllen. Zum einen soll er mit hoher Ortsauflösung und Effizienz zwei Punkte zur Spurrekonstruktion liefern. Zum anderen soll er ein schnelles Signal für den Trigger liefern. Dieses Signal muss eine gute Zeitauflösung ha-

²⁴LRS2373 Memory Lookup Unit

ben, um zufällige Koinzidenzen zu reduzieren.

Um beide Aufgaben zu erfüllen, besteht der Detektor aus zwei Teilen. Für die Spurrekonstruktion werden Vieldraht-Proportionalkammern (MWPC²⁵) verwendet, während Zeitinformationen aus Plastiksintillatoren bezogen werden. Da der Detektor in Vorwärtsrichtung²⁶ aufgestellt ist, müssen beide Teile hohe Raten vertragen können. Beide Subsysteme werden in den folgenden Unterkapiteln besprochen. Abbildung 3.14 zeigt den Aufbau des vom JINR²⁷ in Dubna gebauten Piondetektors.

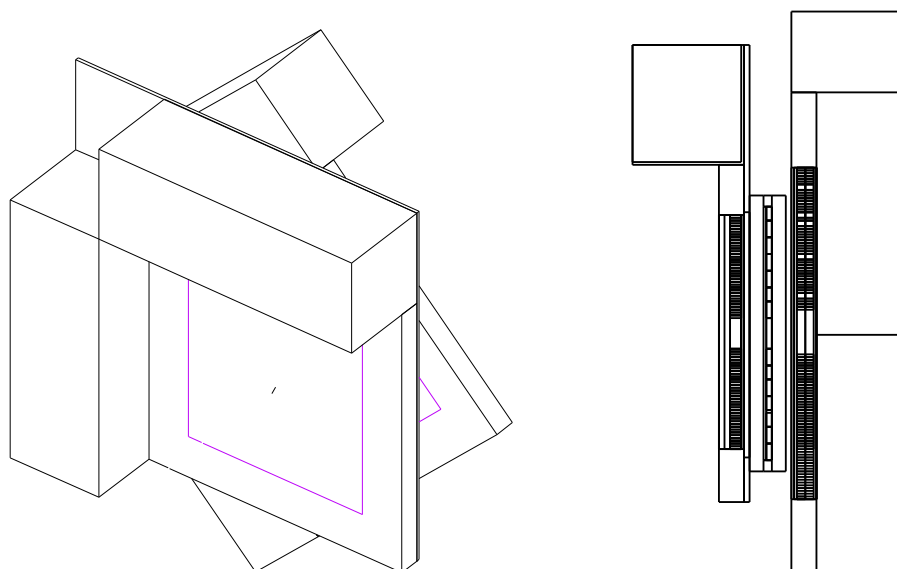


Abbildung 3.14: Schematischer Aufbau des Piondetektors

3.6.1 Die Vieldraht-Proportionalkammern

Für die Spurrekonstruktion der Pionen stehen vier MWPCs zur Verfügung. Jede Kammer besteht aus einem $24 \times 24 \text{ cm}^2$ großen Rahmen, der mit 128 parallelen Platin-Drähten bespannt ist. In der Mitte ist ein 4 cm breiter Streifen ohne Drähte, um den Photonenstrahl passieren zu lassen (Abbildung 3.15). Die 1 cm dicke Kammer ist mit einem Gasgemisch von 66,6 % Argon/Methan und 33,3 % Iso-Butan gefüllt. Eine einzelne Kammer hat eine Nachweiseffizienz von 98 % für geladene Teilchen [Cas02]. Jeweils zwei Kammern sind zu einem Paar zusammengefasst, in dem die Drähte senkrecht zueinander ausgerichtet sind. Die beiden Paare sind wiederum um 45° gegeneinander verdreht. Alle vier Kammern sind senkrecht zur Strahlachse montiert und haben einen Abstand von 50,2, 51,2, 59,7 und 60,7 cm vom Target.

²⁵engl.: Multi Wire Proportional Chamber

²⁶um den Polarwinkel 0°

²⁷Joint Institute for Nuclear Research

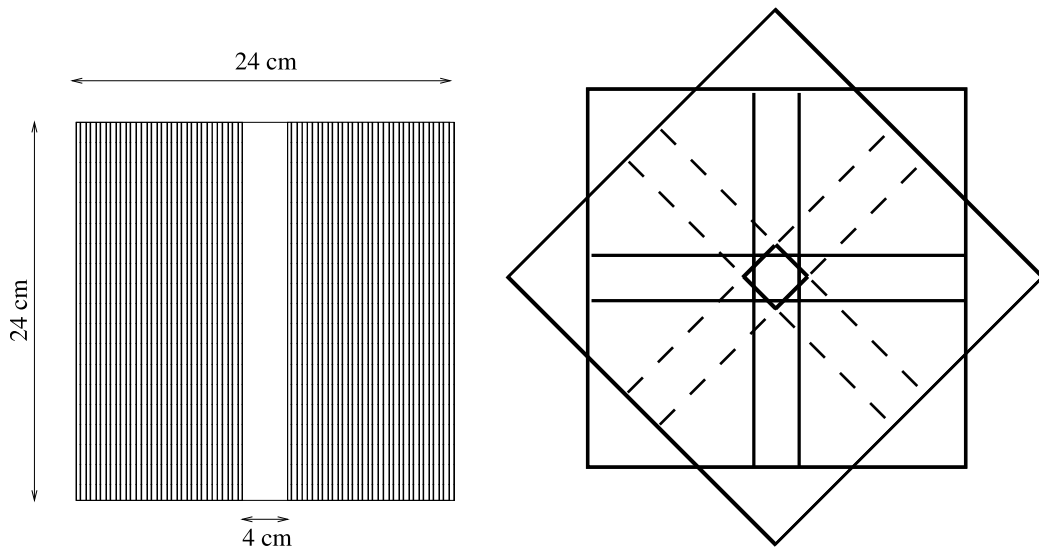


Abbildung 3.15: Aufbau der Drahtkammern

Funktionsweise der MWPCs

Die Drähte der MWPC liegen auf einer positiven Hochspannung von 3,25 kV. Beim Durchgang geladener Teilchen wird das Gas entlang der Teilchenspur ionisiert. Die freigesetzten Elektronen driften zu den Drähten. Da das elektrische Feld in der Nähe der Drähte sehr groß ist, erreichen die Elektronen so hohe Energien, dass sie wiederum Gasatome ionisieren. Dadurch entsteht ein Schauer von Elektronen, der zu messbaren Spannungspulsen an den Drähten führt.

Durch Kenntnis der Drahtpositionen liefert ein Paar von zwei Kammern, deren Drähte senkrecht zueinander stehen, den Ort des Teilchendurchganges, zwei Paare liefern die Trajektorie des geladenen Teilchens. Dabei liegt die Ortsauflösung in der Größenordnung eines Drahtabstandes. Da jeder Draht als unabhängiger Detektor angesehen werden kann, ist es möglich mehrere Teilchen in einer Kammer nachzuweisen [Leo87, Pov95].

3.6.2 Die Plastik-Szintillatoren

Zwischen den Drahtkammern 2 und 3 sind 16 Plastik-Szintillatoren installiert, die ein schnelles Triggersignal mit guter Zeitauflösung liefern sollen. Mit Ausnahme der beiden mittleren Streifen, sind die Szintillatoren 32 cm lang, 2 cm breit und 1 cm dick. Die mittleren Streifen haben eine Länge von nur 14 cm und sind 4 cm breit. Die Anordnung der Szintillatorstreifen ist der Abbildung 3.16 zu entnehmen.

Jeder Szintillatorstreifen ist aus einem NE102-ähnlichen Material²⁸ gefertigt und wird von einem Photomultiplier ausgelesen. Für geladene Teilchen erreicht man eine Nachweiswahrscheinlichkeit von nahezu 100 %.

²⁸Polymethylmethacrylate + Popop

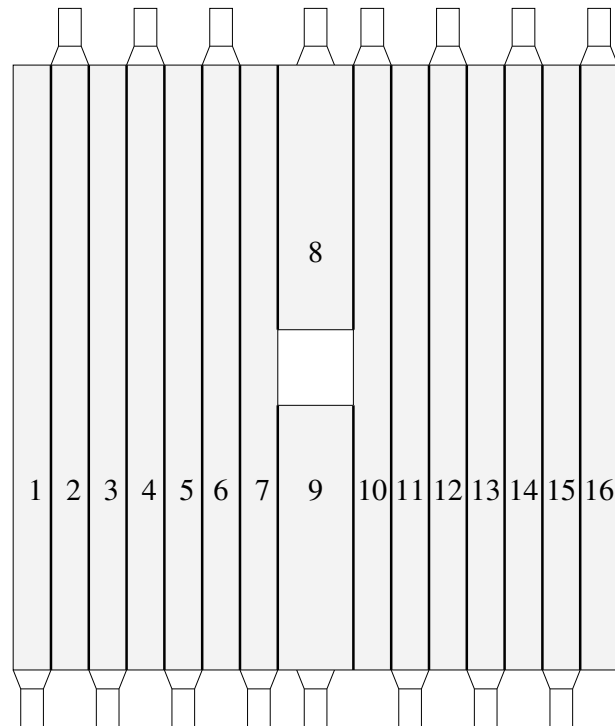


Abbildung 3.16: Geometrie der Plastik-Szintillatoren

3.7 Der Experimenttrigger

Die Triggerlogik hat die Aufgabe, aus der Vielzahl der stattfindenden Ereignisse die interessantesten herauszufiltern und die Datenaufnahme, also das Speichern der Ereignisse auf Band, auszulösen. Das ist ein zweistufiger Prozess. In einer ersten Stufe wird die Datennahme eines Ereignisses vorbereitet. Man spricht dabei von einem *Pretrigger*-Signal. Vom Pretrigger wird die zweite Stufe aktiviert, in der nun die Entscheidung getroffen werden muss, ob ein Ereignis ausgelesen oder verworfen werden soll. Dazu ist eine aufwändige Logik aufgebaut, die mehrere verschiedene Triggerbedingungen mit unterschiedlicher Gewichtung zulässt. Sollte auf der zweiten Stufe keine Triggerbedingung erfüllt sein, dann wird ein *fast clear*-Signal²⁹ an alle Module gesendet. Alle Einträge in den Modulen werden zurückgesetzt, und die Detektoren sind wieder bereit ein neues Ereignis zu registrieren.

Ist aber eine Triggerbedingung erfüllt, beginnen die Datenerfassungsrechner mit der Auslese der Daten aus den Modulen. Um Zeit und Speicherressourcen zu sparen, werden nur die Module ausgelesen, die am Ereignis beteiligt sind. Für den TAPS-Detektor steht diese Information in den Koinzidenzregistern zur Verfügung (siehe Kapitel 3.4.3). Bei den anderen Detektoren senden die Module nur Daten an den Ausleserechner, wenn ein definierter Schwellenwert überschritten worden ist. Für diese Zeit wird der Triggerelektronik verboten, weitere Ereignisse aufzunehmen (*Inhibit*-Signal³⁰). Danach werden alle Module wieder zurückgesetzt und das Inhibit-Signal zurückgenommen.

²⁹engl.: schnelles Zurücksetzen

³⁰engl.: blockieren, hemmen, verhindern

Das Pretrigger-Signal in diesem Experiment wird nur von TAPS und den Plastik-Szintillatoren des Piondetektors abgeleitet. TAPS erzeugt ein TAPS-Pretrigger-Signal, wenn in mindestens einem Block mindestens ein BaF_2 über der LED-Schwelle (≈ 15 MeV) liegt. Dann wird ein 200 ns langes Koinzidenzfenster erzeugt. Wird in diesem Zeitfenster ein Plastik-Signal erzeugt, so wird der Pretrigger ausgelöst. Es wird dann ein allgemeines Referenzsignal für die Zeitmessung erzeugt. Die TDCs von TAPS, TOF und Piondetektor werden gestartet (*common start*), während die Tagger-TDCs gestoppt werden (*common stop*). Zusätzlich werden Integrationsfenster für alle QDCs und die TAPS-Koinzidenzregister generiert. Das heißt, dass das Zeitverhalten des Plastikdetektors auf den Pretrigger übertragen wird. Dies muss beachtet werden, wenn in der Datenauswertung mit Zeitinformationen gearbeitet wird. (siehe Kapitel 4.1.1.2 und 4.1.1.4)

Für das Experiment stehen mehrere Triggerbedingungen zur Verfügung:

- Der eigentliche Experimenttrigger für das Pionpolarisierbarkeits-Experiment wird aus einer Dreifach-Koinzidenz aus Pion-Plastik-, TAPS- und TOF-Detektor aufgebaut, wobei in jedem Detektor mindestens ein Signal vorhanden sein muss. Da TAPS und Piondetektor schon den Pretrigger auslösen, wird für den Experimenttrigger zusätzlich noch ein Signal vom TOF-Detektor erwartet. (siehe Kapitel 3.5.2) Der Tagger wurde nicht mit in den Trigger einbezogen, da aufgrund der hohen Elektronenrate in jedem Ereignis Einträge im Tagger vorhanden sind.

Zur Messung der Ein- π^0 -Produktion am Proton wurde der TOF aus dem Trigger herausgenommen. Es wurden jeweils mindestens ein Signal von TAPS und vom Pion-Plastik-Detektor, in dem das Proton nachgewiesen wird, verlangt.

- Für Untersuchungen zur Dileptonenproduktion ($\gamma p \rightarrow e^+ e^- p$) gibt es weitere Triggerbedingungen, die den TOF-Detektor ignorieren, dafür im TAPS Signale in mindestens zwei Blöcken verlangen, wovon mindestens eins ein geladenes Ereignis sein muss. Diese Reaktion wurde in der Diplomarbeit von David Trnka [Trn02] ausgewertet.
- Der TAPS-Pedestal-Pulser ($\nu = 0,1$ Hz) zur QDC-Nullpunktsbestimmung erzeugt Pretrigger- und Trigger-Signal.

Diese drei Trigger sind während der regulären Datennahme aktiv. Zusätzlich sind noch weitere für Kalibrationsmessungen erforderliche Triggerbedingungen definiert. Hier seien nur die Messung der kosmischen Höhenstrahlung (Abschnitt 4.1.2.2) und der Photonmarkierungseffizienz (Abschnitt 3.2.1) erwähnt.

3.8 Die Datennahme

Wird ein Trigger ausgelöst, so startet die Datenaufnahme. Für diese Zeit bleibt das Inhibit-Signal bestehen, welches die Aufnahme von weiteren Daten blockiert. Damit soll die Vermischung von Daten verschiedener Ereignisse verhindert werden.

Zur Datenauslese werden zwei verschiedene Systeme verwendet. Tagger, Piondetektor und Flugzeitdetektor werden von ACQU ([Ann00]) ausgelesen, während das TAPS-Spektrometer sein eigenes Datennahmesystem ([Hej98]) besitzt. Beide Systeme bereiten die Daten zunächst unabhängig voneinander auf.

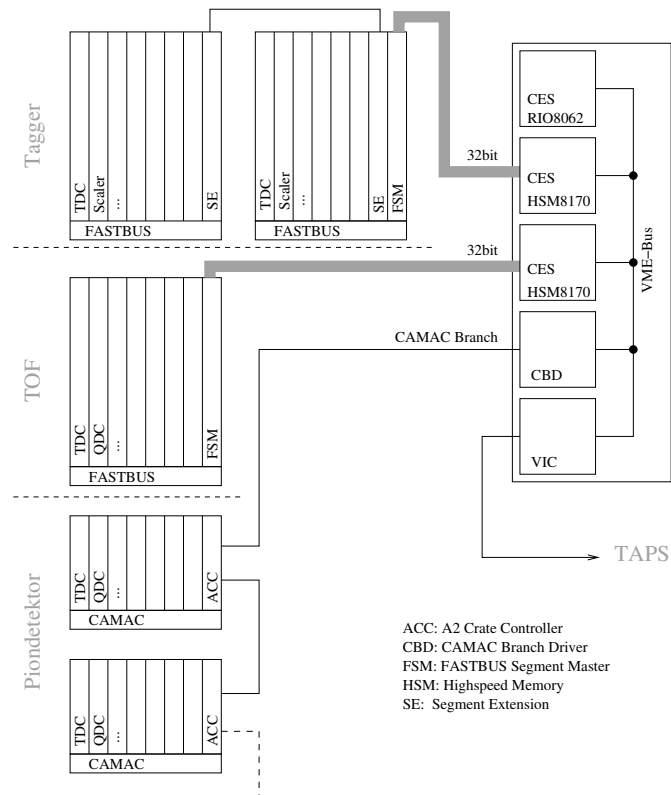


Abbildung 3.17: Skizze der ACQU-Datenaufnahme. Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind die Datenflüsse zur Initialisierung der Module nicht dargestellt. Ebenfalls weggelassen wurden CAMAC-Crates, die Module der Trigger-Elektronik enthalten. Diese hängen am gleichen CAMAC-Branch wie der Piondetektor. Weitere Erläuterungen befinden sich im Text. Detailliertere Diagramme sind im Anhang zu finden.

Abbildung 3.17 zeigt den schematischen Aufbau des ACQU-Datenaufnahmesystems. Die Module der Tagger- und TOF-Elektronik arbeiten nach dem FASTBUS-Standard. Sie senden ihre Daten über einen FASTBUS Controller (FSM) an Hochgeschwindigkeitsspeicher (CES HSM8170), die wiederum über einen VME-BUS mit einem Rechner (CES RIO8062) verbunden sind. Für den Piondetektor werden CAMAC³¹-Module verwendet, die über einen CAMAC-Branch-Driver mit dem ACQU-Ausleserechner kommunizieren. Der ACQU-Ausleserechner sendet seine Daten via VIC-Bus an die TAPS-Auslese.

Auf der TAPS-Seite arbeiten alle Module, die zur Datenauslese bestimmt sind (TDC, QDC, Koinzidenzregister), mit dem CAMAC-Standard. Sie sind in 16 Crates³² untergebracht. Jedes Crate enthält einen Rechner (CVC-Controller), der die Daten der Module selbständig ausliest und vorstrukturiert. Jeder Controller ist wiederum über einen differentiellen Daten-Bus (VSB) mit einem Eltec-Rechner verbunden. Insgesamt sind 2 Eltec-Rechner (ein E6 und ein E7) für die Auslese der TAPS-Crates zuständig, die annähernd gleich große Datenmengen zu verarbeiten haben. Ein weiterer Eltec-E6-Rechner stellt die

³¹Computer Applicated Measurement And Control

³²engl. wörtlich: Kiste

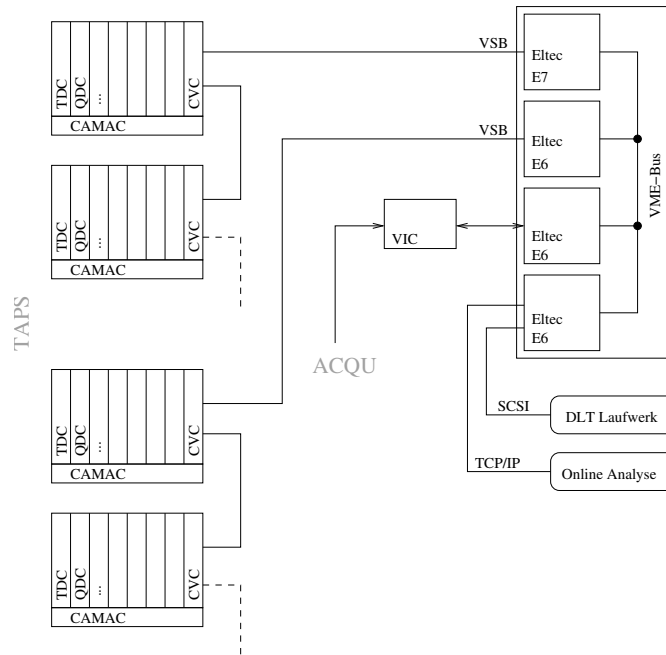


Abbildung 3.18: Skizze der TAPS-Datenaufnahme. Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind die Datenflüsse zur Initialisierung und Kontrolle der Module nicht dargestellt. Weitere Erläuterungen befinden sich im Text.

Verbindung zum ACQU-System her. Über einen VIC-Bus liefert ACQU TOF-, Tagger- und Piondetektor-Informationen an die E6. Ein vierter Eltec-Rechner nimmt alle Daten entgegen und speichert sie auf Band. Außerdem werden Daten an ein Online-Analyse-Programm gesendet, das eine Kontrolle des Experiments gestattet. (Abbildung 3.18)

Messzeiten

Die Daten wurden von September 2000 bis Januar 2001 in sechs Messperioden genommen:

| | | |
|----------------|---------------------------|--------------------------------------|
| Messperiode 1: | 15.09.2000 bis 04.10.2000 | 267 Stunden |
| Messperiode 2: | 11.10.2000 bis 23.10.2000 | 244 Stunden |
| Messperiode 3: | 14.11.2000 bis 24.11.2000 | 145 Stunden |
| Messperiode 4: | 08.12.2000 bis 13.12.2000 | 100 Stunden |
| Messperiode 5: | 03.01.2001 bis 14.01.2001 | 240 Stunden |
| Messperiode 6: | 18.01.2001 bis 29.01.2001 | 138 Stunden |
| | | +60 Stunden Ein- π^0 -Produktion |

Dabei fielen mehr als ein Terrabyte an Daten an, die auf 145 DLT (III) Bänder geschrieben wurden.

Datenkompression

Nach der Kalibration und der Teilchenrekonstruktion (siehe nächstes Kapitel) wurden die Daten komprimiert, das heißt, es wurden Ereignisse entfernt, die eindeutig nicht zu ei-

nem der zu untersuchenden Reaktionskanäle gehören. Insbesondere wenn kein Neutron-Kandidat im TOF oder keine geladene Spur in den Drahtkammern rekonstruiert werden konnte, wurde das Ereignis verworfen. Dadurch konnte die Datenmenge auf 130 GB reduziert werden.

Kapitel 4

Die Analyse der Daten

Die Datenanalyse hat die Aufgabe, aus den digitalisierten Detektorsignalen physikalische Observablen zu gewinnen. Eine dieser physikalischen Größen ist der Wirkungsquerschnitt. Der totale Wirkungsquerschnitt einer Reaktion gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der diese Reaktion stattfindet. Die Messung totaler Querschnitte setzt voraus, dass der Raumwinkelbereich idealerweise vollständig vom Detektorsystem abgedeckt wird. Da bei diesem speziellen Aufbau der Detektoren Photonen nur unter einem Polarwinkel von $\theta_\gamma > 60^\circ$ und geladene Teilchen nur unter Vorwärtswinkeln $\theta_{\pi^+/p} < 20^\circ$ nachgewiesen werden, können nur winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte bezüglich des Polarwinkels θ_Y eines Teilchen Y extrahiert werden. Sie berechnen sich zu:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(E_\gamma, \theta_Y) &= \frac{1}{2\pi \sin(\theta_Y)} \cdot \frac{d\sigma}{d\theta_Y}(E_\gamma) \\ &= \frac{1}{2\pi \sin(\theta_Y)} \cdot \frac{N_X(E_\gamma, \theta_Y)}{N_\gamma(E_\gamma) \cdot N_p \cdot \epsilon_X(E_\gamma, \theta_Y) \cdot \Gamma_{BR}} \end{aligned} \quad (4.1)$$

Dabei bezeichnen:

| | |
|---|--|
| N_X | Anzahl der nachgewiesenen Reaktionen X , |
| ϵ_X | die Nachweiseffizienz für die Reaktion X , |
| $N_\gamma = N_{e^-} \cdot \epsilon_{tag}$ | die Anzahl der Photonen, die das Target treffen, und somit eine Reaktion auslösen können (vgl. Abschnitt 3.2.1 auf Seite 19), |
| N_p | die Massenbelegung des Targets (siehe Abschnitt 3.3.1 auf Seite 21), |
| Γ_{BR} | das Verzweigungsverhältnis, mit dem ein nachzuweisendes Teilchen Y in weitere Teilchen zerfällt (z.B. $\Gamma_{\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma} = 0,988$). |

Durch die Analyse der Daten muss die betrachtete Reaktion X rekonstruiert, sowie N_X und N_γ bestimmt werden. Die Nachweiseffizienz ϵ_X folgt aus der Simulation der Reaktion X .

Die Datenanalyse kann in drei wesentliche Abschnitte unterteilt werden.

1. **Kalibration der Detektoren:** Die Rohdaten liegen in Form von QDC- oder TDC-Kanälen vor. Diese müssen zuerst in physikalische Einheiten umgerechnet werden. Das geschieht im einfachsten Fall durch Multiplikation eines Umrechnungsfaktors

| Detektorsystem | physikalische Größe | Methode |
|----------------|---|--|
| Tagger | Zeit (gain) Zeit (offset) Energie | direkte Messung Abgleich mit TAPS-Zeitwerten mit Kenntnis der Magnetfeldkarte berechnet |
| TAPS | Zeit (gain) Zeit (offset) Energie | direkte Messung Abgleich mit Tagger-Zeitwerten Messung der Höhenstrahlung invariante π^0 -Masse Nullpunktmessung (<i>pedestal</i>) |
| Piondetektor | Zeit (gain) Zeit (offset) | direkte Messung Abgleich zu TAPS und TOF |
| TOF | Zeit (gain) Zeitdifferenz (offset) Zeitsumme (offset) | direkte Messung direkte Messung Gamma-Pik aus Messdaten |

Tabelle 4.1: Detektor-Kalibration

(*gain*) und anschließender Bestimmung eines Nullpunktwertes (*offset*). Beide Werte müssen für jedes Detektormodul aller Detektorsysteme bestimmt werden. Verschiedene Verfahren kommen hier zum Einsatz. Zum einen werden zusätzliche Messungen durchgeführt (zum Beispiel Messung der kosmischen Höhenstrahlung zur Energiekalibration), Kalibrationswerte aus den Experimentdaten rekonstruiert (Bestimmung der invarianten Masse des π^0 -Mesons) oder durch Berechnung ermittelt (Tagger-Energiekalibration). Tabelle 4.1 listet auf, welche physikalischen Größen kalibriert werden.

2. **Teilchenrekonstruktion:** Mit den kalibrierten Werten werden dann Eigenschaften der Teilchen rekonstruiert. Ziel ist es, das nachgewiesene Teilchen möglichst vollständig zu beschreiben. Dazu wird, wenn möglich, der Vierer-Vektor unter Annahme einer bestimmten Teilchensorte bestimmt. Des weiteren werden neutrale und geladene Teilchen unterschieden. Hierfür werden für die einzelnen Detektorsysteme unterschiedliche Verfahren eingesetzt:

Tagger: Durch den angesprochenen Taggerkanal liegt die Energie des einlaufenden Photons fest. Da das Photon per Definition in z -Richtung propagiert, ist der Vierer-Vektor vollständig bekannt.

TAPS: In diesem Experiment werden mit TAPS nur Photonen nachgewiesen. Die Energiedeposition wird gemessen. Des weiteren ist der Nachweisort aufgrund der granularen Struktur des Detektors gut bekannt. Durch Verwendung des Veto-Signals können geladene Teilchen von ungeladenen unterschieden werden. Auch hier werden Vierer-Vektor-Informationen unter Photonenhypothese gebildet.

Piondetektor: Der Piondetektor dient zur Erfassung geladener Teilchen (Protonen, π^+ -Mesonen) in Vorwärtsrichtung. Die Drahtkammer liefert nur die Ortsinformation (Azimut- und Polarwinkel) des nachgewiesenen Teilchens.

TOF: Im Flugzeitdetektor TOF werden Neutronen nachgewiesen. Vetodetektoren dienen zur Ladungsdiskriminierung. Alle Szintillatorbalken werden beidseitig ausgelesen. Die Zeitdifferenz dieser Signale enthält die Einschlaghöheninformation (y -Koordinate), die Position des Balkens den Ort in der (x, z) -Ebene. Die Summe beider Zeiten enthält die Flugzeitinformation, die, zusammen mit der Ortsinformation, zur Berechnung der Teilchengeschwindigkeit benutzt wird. Unter Neutronenhypothese kann der Vierer-Vektor bestimmt werden.

3. **Bestimmung des Reaktionskanals:** Liegen alle Teilcheninformationen vor, kann nun versucht werden, mit kinematischen Überlegungen den zu untersuchenden Reaktionskanal aus den Daten herauszufiltern. Dazu gehört auch die Rekonstruktion zerfallener Teilchen aus ihren Zerfallsprodukten. So können bei Ereignissen mit zwei oder mehr Photonen neutrale π -Mesonen rekonstruiert werden.

Ist der zu untersuchende Kanal mit hinreichender Wahrscheinlichkeit identifiziert, können weitere Auswertungsschritte, bis zur Berechnung von differentiellen Wirkungsquerschnitten, unternommen werden.

In den folgenden Unterkapiteln werden diese drei Abschnitte der Analyse ausführlicher beschrieben.

4.1 Die Kalibration der Detektoren

Wie eingangs erwähnt, werden zuerst die Rohdaten, die nur QDC- und TDC-Kanalnummern enthalten, in physikalische Größen umgerechnet. Die nächsten Unterkapitel beschäftigen sich mit den Zeit- und Energiekalibrationen der einzelnen Detektorsysteme.

4.1.1 Die Zeiteichung

Die Kalibration der Zeitdaten erfolgt in zwei Schritten. Zuerst wird für jedes TDC-Modul ein Faktor (*gain*) bestimmt, mit dem TDC-Kanalnummern in Nanosekunden umgerechnet werden können. Danach wird die Lage des Zeitnullpunktes so festgelegt, dass Teilchen, die in Koinzidenz aufgetreten sind, zur Zeit Null nachgewiesen werden. Eine Ausnahme davon ist natürlich der Flugzeitdetektor. Hier wird die Photonenflugzeit zur Nullpunkt-festlegung verwendet.

4.1.1.1 Die Bestimmung des TDC-Gains

Die Prozedur zur Bestimmung des Gain-Faktors ist bei allen Detektoren gleich. Ein quarz-stabilisierter Puls erzeugt Signale mit bekanntem Zeitverhalten. Durch den ersten Puls werden alle TDCs gestartet und mit dem zweiten gestoppt. Die aufgebauten Zeitspektren zeigen einen auf wenige TDC-Kanäle ausgedehnten Pik. Die Messung wird mit unterschiedlich langen, über den gesamten TDC-Bereich verteilten Pulsintervallen wiederholt. Trägt man dann die Zeitintervalle gegen die zugehörigen TDC-Kanalnummern auf, so ergibt die Steigung der Geraden den gesuchten Umrechnungsfaktor von Kanälen in Nanosekunden.

Für die TOF-Kalibration, die im Rahmen von [Kra01] durchgeführt wurde, lieferte der Pulser¹ Signale im Abstand von $n \times 20$ ns, wobei n ganzzahlig ist. In Abbildung 4.1 ist ein Kalibrationsspektrum (links) und die dazugehörige Eichgerade (rechts) für einen einzelnen TDC zu sehen. Die Gain-Faktoren liegen für den TOF-Detektor alle im Bereich von 0,40 ns/Kanal. Mit dem gleichen Pulser sind auch die TDCs der Pion-Plastik-Detektoren kalibriert worden. Man erhält hier Gains von 0,16 ns/Kanal.

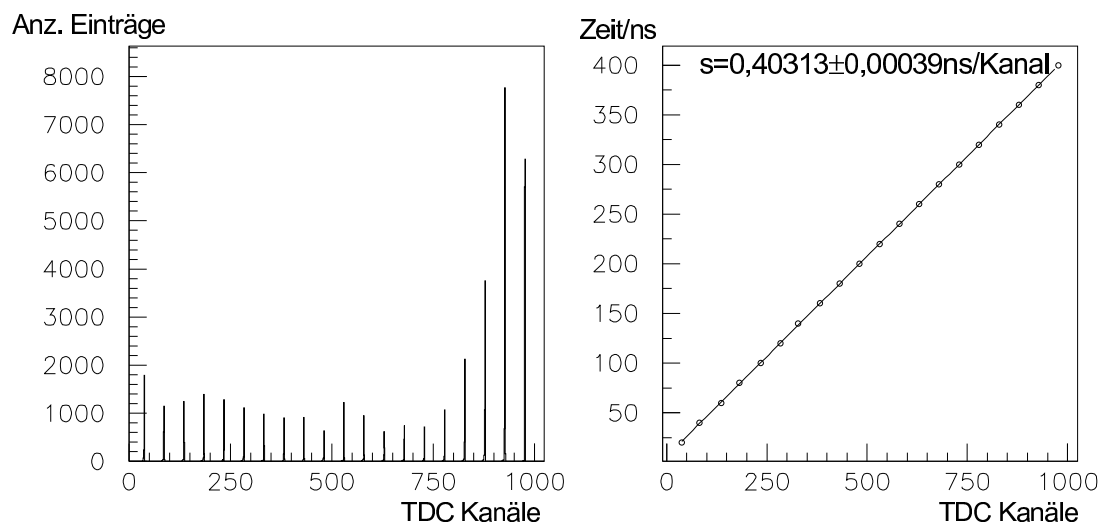


Abbildung 4.1: TOF TDC Kalibration (entnommen aus [Kra01])

links: Zeitkalibrationsspektrum für einen einzelnen TDC

rechts: Regressionsgerade zur Bestimmung des Gains

Das gleiche Verfahren ist auch für die Tagger-TDCs benutzt worden. Der verwendete ORTEC Time Calibrator liefert definierte Zeitsignale zwischen 10 ns und 100 ns im Abstand von 10 ns. Die Gains liegen bei 0,19 ns/Kanal.

Anstatt einen Time Calibrator zu benutzen, wurde für die TAPS-TDC-Kalibration ein einfacher Pulser verwendet, dessen Signal in zwei Signale aufgeteilt wurde. Das zweite Signal wurde durch Kabel verschiedener Längen verzögert. Damit wurden Doppelpulse mit Abständen zwischen 10 und 80 ns erreicht, die mit einem Oszilloskop gemessen wurden. Es können somit ähnliche Spektren für TAPS wie für TOF und Tagger aufgebaut werden. Die ermittelten Gain-Faktoren der TAPS-TDCs liegen bei 0,035 ns/Kanal.

4.1.1.2 Zeitabgleich zwischen Glasgow-Tagger und TAPS

Durch Einstellen der TDC-Eichfaktoren (*gains*) ist die Zeitinformation noch nicht vollständig. Es muss zusätzlich noch ein Zeitbezugspunkt gewählt werden. Hierfür bietet sich die Koinzidenz zwischen einem im Tagger nachgewiesenen Elektron und einem in TAPS detektierten Photon an. In Koinzidenz nachgewiesene Teilchen erscheinen in einem TAPS-Tagger-Zeitdifferenz-Spektrum als Pik, während nicht korrelierte Ereignisse sich gleichmäßig über das ganze Koinzidenzfenster verteilen. Durch Verschieben der Koinzidenzpiks auf Null wird der Zeitbezugspunkt festgelegt. Die TAPS-Tagger-Zeitdifferenz

¹Time-Calibrator TC850 der Firma Tennelec

erhält man durch Addition der TAPS- und Taggerzeitinformationen:

$$\begin{aligned} t_{\text{TAPS-Tagger}} &= (t_{\text{TAPS-CFD}} - t_{\text{pretrigger}}) + (t_{\text{pretrigger}} - t_{e^-}) \\ &= t_{\text{TAPS-CFD}} - t_{e^-} \end{aligned}$$

Aus dieser Gleichung sieht man auch, dass diese Zeitdifferenz nicht vom Pretrigger-Zeitverhalten abhängt.

Da die Zeitsignale unterschiedliche Kabel und TDC-Module durchlaufen, ergeben sich für verschiedene Kombinationen von TAPS-Modulen und Tagger-Kanälen verschiedene Lagen der Koinzidenzpiks. Mit 528 TAPS-Modulen und 148 Tagger-Kanälen ist es unpraktisch jede einzelne Kombination abzugleichen. Statt dessen wird ein iteratives Verfahren verwendet, in dem in jedem Schritt abwechselnd TAPS- und Taggerzeiten gegeneinander verschoben² werden.

- Zuerst wird eine Markierungseffizienz-Messung (Kap. 3.2.1) benutzt, um die Spektren der 148 Taggerkanäle aufeinander zu schieben. Dies ist möglich, da bei dieser Messung nur ein Detektor (der Bleiglasdetektor) als Referenz verwendet wird.
- Als nächstes werden TAPS-Tagger-Zeitdifferenz-Spektren für jedes einzelne TAPS-Modul aufgebaut und ebenfalls verschoben. Das heißt, jedes TAPS-Modul wird gegen eine gemittelte Tagger-Zeit verschoben. Dafür werden keine Markierungseffizienz-Daten, sondern Standard-Experimentdaten verwendet.
- Danach werden TAPS-Tagger-Zeitdifferenz-Spektren für jeden einzelnen Taggerkanal erzeugt und verschoben. Dafür wird eine gemittelte TAPS-Zeit als Referenz verwendet.

Durch den letzten Schritt haben sich die Zeitdifferenz-Spektren für die TAPS-Detektoren wieder leicht gegeneinander verschoben, so dass sie nochmals übereinandergelegt werden müssen. Da diese erneute Korrektur kleiner ist als die vorangegangene Tagger-Zeitverschiebung, ergibt sich insgesamt eine bessere Auflösung für die TAPS-Tagger-Zeitinformation. Die letzten beiden Schritte werden so lange wiederholt, bis keine weitere Verbesserung der Auflösung eintritt. Nach maximal zwei Iterationen konnte das Verfahren abgebrochen werden. Die erreichte Zeitauflösung (FWHM) beträgt 1,7 ns (Abbildung 4.2 links).

4.1.1.3 Zeitabgleich zwischen Piondetektor und TAPS

Es hat sich gezeigt, dass durch den beschriebenen Zeitabgleich zwischen TAPS und Tagger die TAPS-Module untereinander gut abgeglichen werden. Die relative Zeitauflösung zweier nachgewiesener Photonen beträgt nur 0,84 ns (siehe Abbildung 4.2 rechts).

Um nun auch ein gutes Zeitverhalten zwischen Piondetektor und TAPS zu bekommen, werden auch diese beiden Detektoren abgeglichen. TAPS dient hierfür als Referenz. Es werden Offset-Werte für jeden der 16 Plastik-Szintillatoren bestimmt, so dass alle 16 Koinzidenz-Piks übereinander liegen. Das bedeutet, unabhängig davon, welcher Plastik den Trigger, und damit den Start der TAPS-TDCs ausgelöst hat, liegt der Koinzidenz-Pik immer bei $t = 0$ ns.

²Verschieben heißt in diesem Falle, dass für jeden Kanal aus der Lage des Koinzidenzpiks ein Korrekturwert bestimmt wird. Dieser Korrekturwert (*offset*) wird zur Zeitinformation addiert und verschiebt die Lage des Piks auf Null.

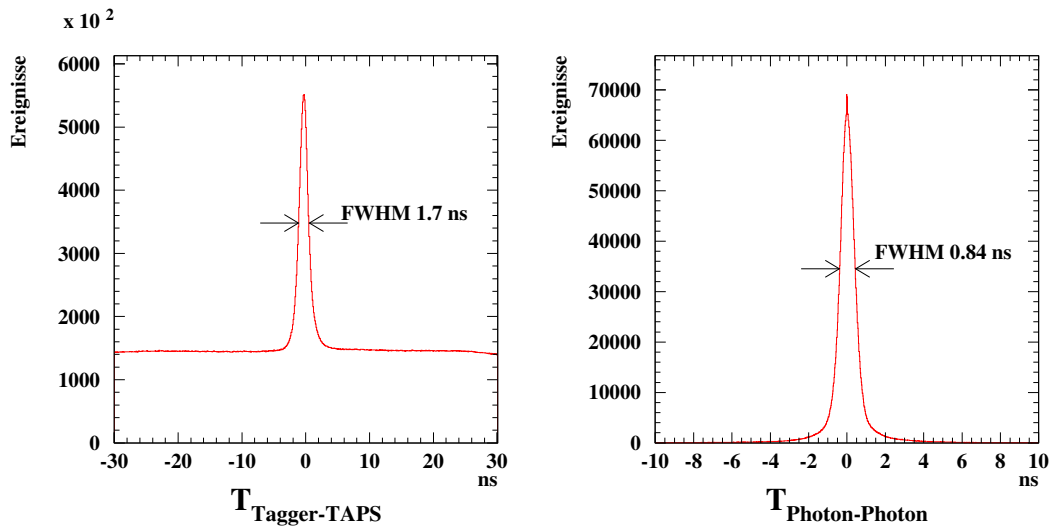


Abbildung 4.2: links: Relativzeit zwischen TAPS-Detektor und Tagger
rechts: Relativzeit zweier Photonen in TAPS

4.1.1.4 Die Zeiteichung für den Flugzeitdetektor

Bei einem Flugzeitdetektor werden die Zeitinformationen nicht benutzt, um Koinzidenzen festzustellen, sondern hier soll die Energie der nachgewiesenen Teilchen aus den gemessenen Zeiten extrahiert werden. Daher ist eine gute Zeiteichung essentiell.

In Kapitel 3.5 wurde bereits erwähnt, dass jeder Szintillatorbalken des TOF-Detektors beidseitig von Photomultipliern ausgelesen wird. Man erhält zwei Zeitinformationen t_{oben} und t_{unten} , die für sich genommen keine Aussagekraft besitzen. Nur die Differenz und Summe der beiden Größen enthalten Informationen, die weiter verwendet werden. Deshalb werden auch nur Offset-Werte für diese Linearkombinationen gebildet.

Zeitdifferenzkalibration Die gemessenen t_{oben} und t_{unten} werden mit den nach Kapitel 4.1.1.1 bestimmten Umrechnungsfaktoren in Nanosekunden umgewandelt. Das setzt voraus, dass die Zeitmessung unabhängig von der Energie des gemessenen Teilchens sei. Durch die verwendeten Diskriminatoren kommt aber eine Energieabhängigkeit der Zeitinformation zustande. Zur Korrektur des sogenannten *Walk*-Effektes wird die in [Gra98] beschriebene Methode verwendet. Die korrigierte Zeit t_i^{korrr} berechnet sich danach für jeden Photomultiplier i als:

$$t_i^{\text{korrr}} = t_i + r_i \left(1 - \sqrt{\frac{a_i}{q_i}} \right) \quad (4.2)$$

Dabei sind t_i die gemessene Zeit, r_i die Signalanstiegszeit (5 ns für alle Kanäle), a_i die Energie-Schwelle des entsprechenden QDCs und q_i die im QDC gemessene Ladung.

Aus der Zeitdifferenz

$$t_{\text{diff}} = t_{\text{unten}} - t_{\text{oben}}$$

wird nach der Charpak-Methode [Cha62] die y -Koordinate des Nachweisortes des Teil-

chens berechnet mit:

$$y = \frac{(t_{\text{diff}} - t_{\text{offset}}) \times v_{\text{eff}}}{2} \quad (4.3)$$

Dazu muss ein Offsetwert t_{offset} für die Zeitdifferenz so bestimmt werden, dass $y = 0$ gilt, wenn ein Teilchen in der Strahlebene nachgewiesen wird. Diese Offset-Werte, wie auch die effektiven Lichtgeschwindigkeiten v_{eff} der entsprechenden Szintillatoren, wurden in der schon zitierten Diplomarbeit [Kra01] ermittelt. Dafür wurden in einer Testmessung vier zusätzliche Szintillatoren (Q_1 bis Q_4) horizontal in den Höhen $y_1 = 132$ cm, $y_2 = 67$ cm, $y_3 = 0$ cm und $y_4 = -70,1$ cm unmittelbar vor den TOF-Detektor montiert, die als Triggerdetektoren dienen (siehe Abbildung 4.3). Ein so erstelltes Zeitdiffe-

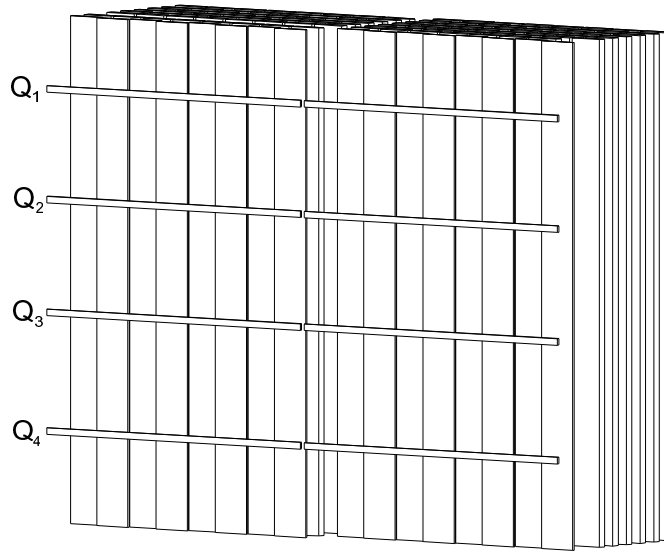


Abbildung 4.3: Testaufbau zur Zeitkalibration des Flugzeitdetektors (entnommen aus [Kra01])

renzspektrum zeigt vier Piks an den Positionen μ_1 bis μ_4 (Abbildung 4.4). Die effektive Lichtgeschwindigkeit berechnet sich dann aus:

$$v_{\text{eff}} = \frac{y'_a - y'_b}{\mu_a - \mu_b} \quad a, b \in \{1, 2, 3, 4\}; a \neq b, \quad (4.4)$$

wobei y'_a die mittels Strahlensatz ermittelten Projektionen sind. Für die dazugehörigen Offsets hingegen gilt:

$$t_{\text{offset}} \equiv \mu_3.$$

Letzteres ist zwar nicht in [Kra01] erwähnt, aber hierin lag die Absicht, einen der Querdetektoren (Q_3) in der Strahlebene ($y = 0$) zu platzieren.

Flugzeitkalibration Ist die Zeitdifferenz kalibriert, kann mit Gleichung (4.3) die y -Koordinate berechnet, und mit der bekannten Geometrie die Flugstrecke vom Target zum TOF-Balken bestimmt werden. Diese Information wird unter anderem auch zur Kalibration der Flugzeit t_{tof} benötigt.

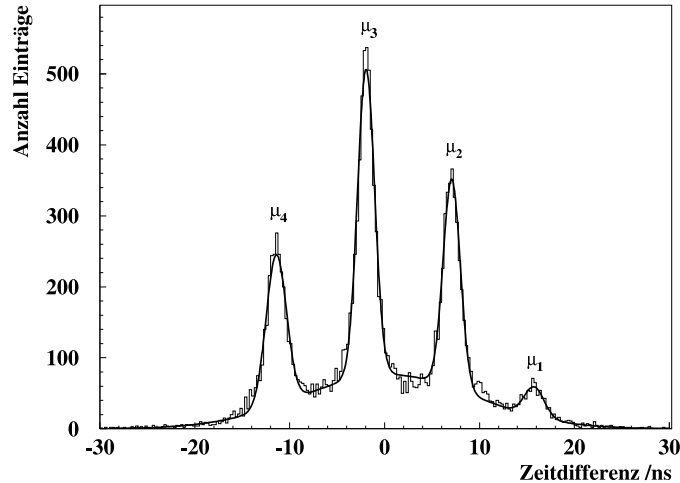


Abbildung 4.4: Zeitdifferenzspektrum zur Kalibrierung des Flugzeitdetektors (entnommen aus [Kra01]).

An das Spektrum wurden fünf überlagernde Gauss-Kurven (inklusive Untergrund) angepasst (durchgezogene Linie). Aus den Abständen der Piks μ_i und der Position der dazugehörigen Querdetektoren (Q_i) wird die effektive Lichtgeschwindigkeit bestimmt. Die Lage des Piks μ_3 bestimmt den *Offset* der Zeitdifferenz.

Die Flugzeit berechnet sich aus:

$$t_{\text{tof}} = \underbrace{\frac{t_{\text{oben}} + t_{\text{unten}}}{2}}_{t_{\text{gemessen}}^{\text{tof}}} - t_{\text{TOF-offset}} - t_{\text{trigger-offset}} \quad (4.5)$$

Es hat sich gezeigt, dass der Offset zur Flugzeit zwei verschiedene Anteile besitzt, die korrigiert werden müssen. In den ersten Anteil gehören alle Effekte, die abhängig vom TOF-Balken sind. Das sind vor allem die Lichtausbreitungszeit im TOF-Balken, sowie die individuellen Signallaufzeiten in Kabeln und Elektronik für die einzelnen TOF-Module. Sie sind in $t_{\text{TOF-offset}}$ zusammengefasst. Der zweite Anteil resultiert aus der Tatsache, dass nicht das Zeitverhalten eines einzigen Pion-Plastiksintillators, sondern das von 16 Szintillatorstreifen das Startsignal der TOF-TDCs bestimmt (vergleiche Kapitel 3.7). Dieser Anteil ist in $t_{\text{trigger-offset}}$ enthalten.

Diese Offsets sind nicht unabhängig voneinander. Es werden daher zuerst TOF-Offsetwerte für jeden Balken bestimmt. Dazu werden nur Ereignisse benutzt, bei denen ein festgelegter Pion-Plastikstreifen den Trigger ausgelöst hat. Pion-Plastiksintillator Nummer 10 wurde hierfür als Referenz gewählt, da er mit größter Rate Ereignisse produziert. In einem zweiten Schritt werden dann die Abweichungen der anderen Plastiksintillatoren zum Referenzmodul ermittelt.

Betrachtet man ein Zeitsummenspektrum eines einzelnen TOF-Balkens, so ist ein Photonenpik klar erkennbar (Abbildung 4.5). Da Photonen eine bekannte konstante Geschwindigkeit haben, können diese Ereignisse zur Kalibrierung der Flugzeit herangezogen werden. Für Photonen kann die Flugzeit aus der Nachweisposition berechnet werden. Es werden für jeden TOF-Balken Kalibrierungsspektren erzeugt, in denen die gemessene

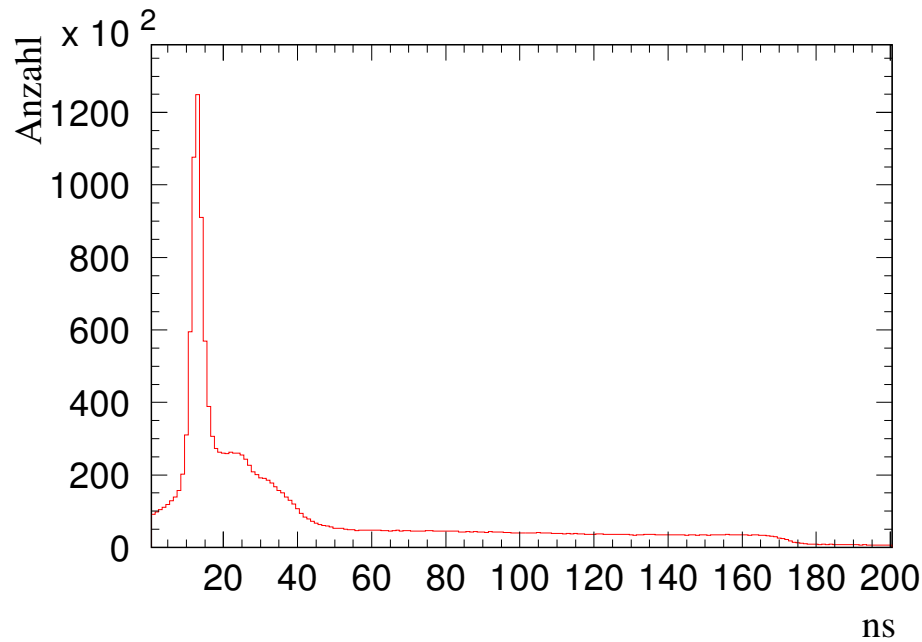


Abbildung 4.5: Flugzeitspektrum für einen TOF-Balken (B3)

Flugzeit $t_{\text{tof}}^{\text{gemessen}}$ abzüglich der berechneten Flugzeit für Photonen $t_{\gamma}^{\text{berechnet}}$ eingetragen wird, also:

$$t_{\text{kalib}} = t_{\text{tof}}^{\text{gemessen}} - t_{\gamma}^{\text{berechnet}}$$

Für Photonenergebnisse muss $t_{\text{kalib}} = 0$ sein. Abbildung 4.6 zeigt solch ein Spektrum. Eine Gauss-Kurve wird an den Photonenpik angepasst. Die Lage des Piks entspricht dem gesuchten Parameter $t_{\text{TOF}-\text{offset}}$.

Danach kann auch der Einfluss des Starts der Zeitmessung durch das Piondetektor-system bestimmt werden. Es werden nochmals Kalibrationsspektren aufgebaut, jedoch diesmal bezüglich jedes Pion-Plastikstreifens, der den Trigger ausgelöst hat. Auch hier ist der Photonpik zu erkennen und dessen Lage wird mittels Fit ermittelt. In diesem Falle ist nicht die absolute Lage der Piks entscheidend, sondern nur die Abweichung zur Lage des Photonpiks des Referenzdetektors Nummer 10. Sie ist als zusätzliche Korrektur $t_{\text{trigger}-\text{offset}}$ anzubringen.

Um die Flugzeitkalibration durchzuführen, wird verlangt, dass nur neutrale Ereignisse in die Spektren eingetragen werden. Das heißt, es wird verlangt, dass die Veto-Module keine Einträge haben. Daher lassen sich aber die Vetos auf diese Weise nicht kalibrieren. Für sie muss ein anderer Weg gegangen werden. Hier werden Spektren von Zeitdifferenzen der Flugzeiten zwischen den Veto-Balken und dem dahinterstehenden TOF-Balken genommen. Dann wird der Veto-Offset so bestimmt, dass das Spektrum genau so aussieht wie ein Differenzspektrum zwischen zwei hintereinander stehenden TOF-Balken.

Diese Methode ist weniger genau, jedoch ist es für die Vetos nur wichtig zu wissen, ob sie koinzident zu den dahinterliegenden Balken angesprochen haben. Es werden keine Energieinformationen aus den Vetozeitdaten ermittelt.

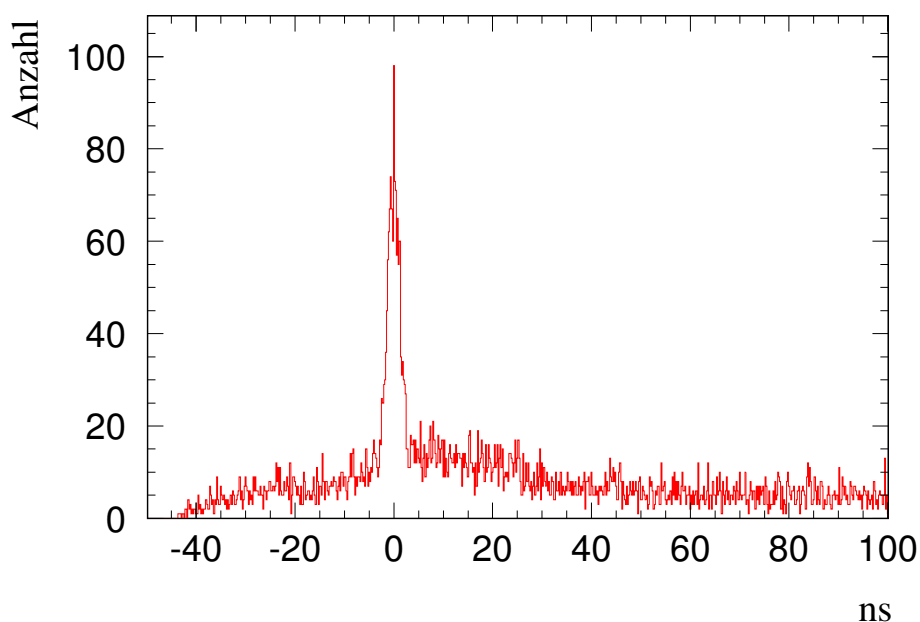


Abbildung 4.6: Kalibrationsspektrum für die Flugzeit neutraler Teilchen eines TOF-Balkens (B3)

4.1.2 Die Energieeichung

4.1.2.1 Die Tagger-Energieeichung

Die Tagger-Energieeichung verbindet jeden Taggerkanal mit der Energie der primären Photonen. Zur Bestimmung dieser Zuordnung existiert ein Programm, welches die Eichung anhand der anliegenden Magnetfeldstärke vornehmen kann. Anhang B.1 enthält die für dieses Experiment gültige Zuordnungstabelle.

4.1.2.2 Die TAPS-Energieeichung

Die Energieeichung des TAPS-Detektors erfolgt in zwei Schritten. Zuerst wird eine Relativeichung mit kosmischer Myonenstrahlung durchgeführt. Eine Feinabstimmung erfolgt später über die Lage rekonstruierter π^0 -Mesonenmasse.

Aus [Gab94] u.a. geht hervor, dass mit dem verwendeten Photomultiplier und der Ausleseelektronik zwischen der Energiedeposition und dem QDC-Ausgangssignal ein linearer Zusammenhang besteht. Es genügt daher für eine erste Energiekalibration zwei Stützpunkte einer Kalibrationsgeraden zu benutzen. Diese Stützpunkte bekommt man aus Energiespektren der kosmischen Höhenstrahlung, die vor und nach jeder Messperiode aufgenommen wurden. Der erste Punkt ist durch die Lage des Nullpunktes (*Pedestal*) bestimmt. Den zweiten Punkt erhält man aus der Lage des minimalionisierenden Piks für kosmische Myonen, der nach [Röb91] bei 37,7 MeV liegt. Die Kalibrationsmessungen vor und nach einer Messperiode erlauben zudem eine Kontrolle der Zeitstabilität der Kalibration. Zusätzlich läuft während der Messung der Pedestal-Pulser. Er triggert die Datenauslese unabhängig vom eigentlichen Experiment (vergleiche Abschnitt 3.7 auf Seite 32).

Dadurch werden Werte ausgelesen, die der Energie Null entsprechen, mit der die Lage des Pedestals überwacht wird.

Diese Kalibration führt zu einer relativen Eichung der BaF_2 -Kristalle untereinander, die es erlaubt, die Energiedepositionen einzelner Module in einem Schauer zu addieren [Gab94]. Die endgültige Eichung wird auf der Basis dieser Kalibration zu einem späteren Zeitpunkt durchgeführt und ist von der Teilchensorte abhängig. Für die Kalibration der Photonenergien ist es notwendig, die invariante Masse neutraler Pionen zu rekonstruieren. Das Verfahren wird im Abschnitt 4.2.1.3 auf Seite 50 beschrieben.

4.1.2.3 Energieeichung der TAPS-LED-Schwellen

Im Abschnitt 3.7 zum Experimenttrigger ist beschrieben, dass ein TAPS-Pretrigger-Signal erzeugt wird, wenn in mindestens einem BaF_2 -Modul die deponierte Energie über der Schwelle seines Leading-Edge-Diskriminators liegt. Diese Schwellen spielen eine wesentliche Rolle bei der Bestimmung der TAPS-Nachweiswahrscheinlichkeit. Es ist daher wichtig, diese Schwellen genau zu kennen, und ihren Einfluss auf die TAPS-Effizienz zu simulieren.

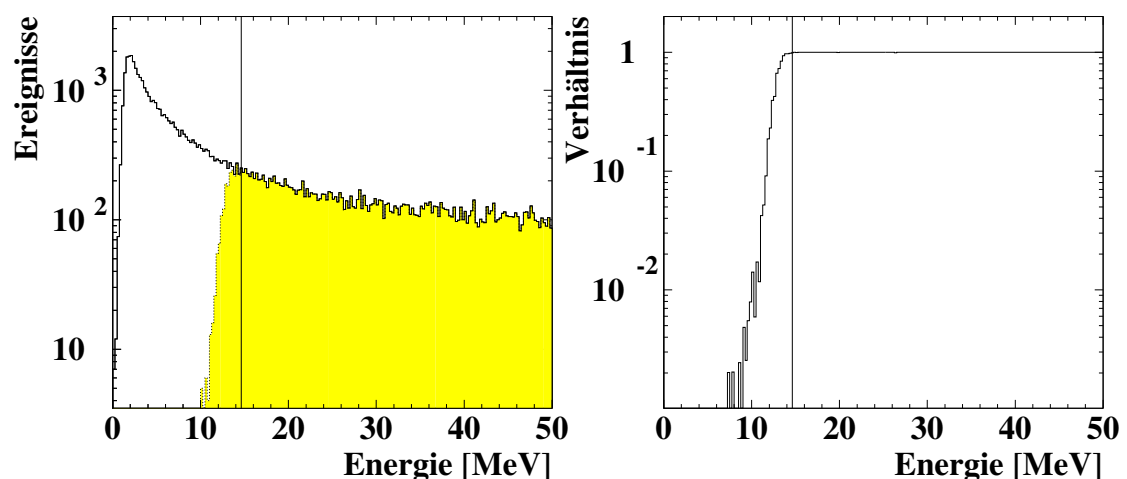


Abbildung 4.7: Energieeichung der TAPS-LED-Schwellen.

links: Energieverteilung für ein individuelles TAPS-Modul ohne LED-Bedingung (durchgezogene Linie) und mit LED-Bedingung (gepunktete, farblich unterlegte Linie)

rechts: der Quotient aus beiden Verteilungen

Die senkrechte Linie markiert die ermittelte Energieschwelle.

Vor Beginn des Experimentes sind die LED-Schwellen anhand einer vorläufigen Kalibration eingestellt worden. Die genaue Energieschwelle kann direkt aus den Experimentdaten bestimmt werden. Zur individuellen Eichung werden für alle BaF_2 -Module zwei Energiespektren aufgebaut. Das erste Spektrum wird immer gefüllt, wenn in dem Modul Energie ab der CFD-Schwelle deponiert wurde (vergleiche Abschnitt 3.4.3). Das zweite Spektrum wird nur dann gefüllt, wenn zusätzlich die LED-Schwelle überschritten ist

(Abbildung 4.7, links). Dividiert man das LED-Spektrum durch das CFD-Spektrum, erhält man die rechts in Abbildung 4.7 dargestellte Ansprechwahrscheinlichkeit des LEDs. Als Schwelle wird die Energie betrachtet, ab der der Quotient mindestens 99 % beträgt.

Die gefundenen LED-Schwellen variieren zwischen 14 und 20 MeV. Deshalb wird von der Analysesoftware verlangt, dass mindestens ein BaF₂-Modul, das über einen LED verfügt, über 20 MeV liegt, um ein gültiges Ereignis zu definieren. Bei der Analyse von Reaktionskanälen, in denen neutrale Pionen in TAPS nachgewiesen werden ($\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow n\pi^0\pi^+$), hat es sich gezeigt, dass diese Bedingung immer erfüllt ist.

4.2 Die Teilchenrekonstruktion

4.2.1 Die Teilchenrekonstruktion im TAPS

Trifft ein Teilchen den TAPS-Detektor, so entsteht im BaF₂ ein elektromagnetischer Schauer, der sich auf mehrere Kristalle verteilen kann. Deshalb ist der erste Schritt auf dem Weg zur Teilchenidentifikation die Schauerrekonstruktion.

4.2.1.1 Schauerrekonstruktion

Zur Schauerrekonstruktion werden örtlich und zeitlich zusammenhängende Modulgruppen gesucht und zu Clustern³ zusammengefasst. Alle Cluster werden auf Bedingungen untersucht und in Teilchenklassen eingeteilt. Des Weiteren sind Regeln definiert, wie mit Clustern und Modulen zu verfahren ist, die den Bedingungen nicht gerecht werden. Diese können für verschiedene Teilchenklassen unterschiedlich sein. Es ist unter Umständen möglich, dass ein Cluster in mehrere Teilchenklassen aufgenommen wird. Es ist dann Aufgabe der weiteren Analyse sicherzustellen, dass jedes Cluster nur einmal verwendet wird. Das Analysepaket stellt eine Vielzahl von Kombinationen der Bedingungen zur Verfügung, auf die hier nicht im einzelnen eingegangen werden soll. Hier sei zum Beispiel auf [Hej98] verwiesen.

Für jeden Schauer wird der Detektor mit der höchsten Energiedeposition als zentrales Modul definiert. Für den Nachweis von Photonen werden folgende Bedingungen an jedes Modul gestellt:

- Die Zeitdifferenz zum zentralen Modul darf nur zwischen -4 und +4 ns liegen.
- Der Vetodetektor vor einem BaF₂-Kristall darf nicht angesprochen haben.

Der gesamte Schauer wird nicht als Photonkandidat gewertet, wenn

- das zentrale Modul oder einer seiner direkten Nachbarn den genannten Bedingungen nicht genügt. Andere nicht passende Module werden als Verunreinigung angesehen und verworfen.
- das zentrale Modul am Rand eines Blockes liegt, das heißt, wenn es weniger als fünf Nachbarmodule besitzt.
- weniger als 5 MeV im Schauer nachgewiesen werden.

³engl.: Haufen, Menge

Die Vetodetektoren haben eine recht unterschiedliche Effizienz. Sie schwankt von 35 bis 90 %. Daher wären die Vetos kein gutes Kriterium, Schauer geladener Teilchen zu identifizieren. Hingegen schadet es nicht, die Vetoinformation zur Photonen-Identifikation heranzuziehen, da trotz der geringen Effizienz einige geladene Teilchen unterdrückt werden können.

Die Clusterenergie wird durch die Addition aller Energien der beteiligten Kristalle bestimmt. Als Zeitinformation des Clusters dient die Zeit des zentralen Moduls.

4.2.1.2 Ortsbestimmung

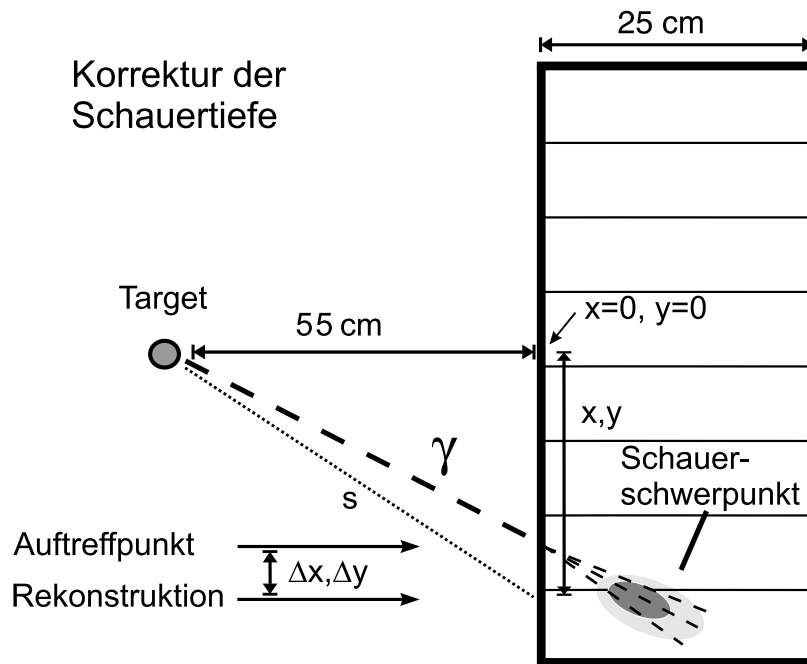


Abbildung 4.8: Schematische Darstellung zur Ortsrekonstruktion eines Schauers

Der Ort des Clusters wird durch ein gewichtetes Mittel der Koordinaten x_i, y_i aller Module des Clusters bestimmt, wobei der Logarithmus der im jeweiligen Modul deponierte Energie als Gewicht verwendet wird [Mol92]. Die Clusterkoordinaten berechnen sich durch:

$$x = \frac{\sum x_i W_i}{\sum W_i}, \quad y = \frac{\sum y_i W_i}{\sum W_i},$$

mit den Gewichten

$$W_i = \max \left\{ 0, 5 + \ln \frac{E_i}{\sum E_i} \right\}.$$

Durch diese Rekonstruktion des Auftreffortes wird der Schauer-schwerpunkt auf die Kristalloberfläche projiziert. Fällt, wie in Abbildung 4.8, ein Teilchen schräg in den Detektor ein, so wird sein Auftreffort systematisch zu weit vom Blockmittelpunkt entfernt bestimmt. Um das zu vermeiden, ist der Auftreffpunkt in Abhängigkeit zur Schauer-Eindringtiefe zu korrigieren. Die Tiefe des Schauer-schwerpunktes d berechnet sich nach

[PDG00]:

$$d = X_0 \left(\ln \frac{E}{E_C} + 1,2 \right)$$

E steht hier für die Schauerenergie, $E_C = 12,7$ MeV ist die kritische Energie und $X_0 = 2,05$ cm die Strahlungslänge von BaF₂. Daraus und aus den in Abbildung 4.8 angegebenen Größen lässt sich folgende näherungsweise geltende Korrektur angeben:

$$\frac{\Delta x}{x} = \frac{\Delta y}{y} = \left(\frac{s}{d} + 1 \right)^{-1} \quad (4.6)$$

Gleichung (4.6) wird im Anhang B.1 in [Hej98] hergeleitet.

4.2.1.3 Rekonstruktion von Photonen und neutralen π -Mesonen

Die oben beschriebene Schauerrekonstruktion liefert eine Liste möglicher Photonenkandidaten. Erst die Überprüfung kinematischer Variablen (Kapitel 4.3) legt die Identität für die weiteren Analyseschritte fest.

π^0 -Rekonstruktion Das neutrale π^0 -Meson zerfällt zu 98,8 % in zwei Photonen. Durch die Berechnung der invarianten Masse zweier koinzident nachgewiesenen Photonen lassen sich die Pionen identifizieren. Für die invariante Masse gilt:

$$m_{\gamma\gamma}^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 \quad (4.7)$$

$$= 2E_1E_2(1 - \cos \psi_{12}) \quad (4.8)$$

E und \vec{p} stehen für Energie und Impuls des jeweiligen Photons, während ψ_{12} der Öffnungswinkel der beiden ist. Die Verteilung der rekonstruierten invarianten Massen ist in Abbildung 4.9 zu sehen.

Endgültige Photonenenergie-Bestimmung Nach der relativen Energiegleichung (Kapitel 4.1.2.2 auf Seite 46), die die Addition der Einzelenergien in einem Schauer zulässt, gilt es nun die Photonenenergie absolut zu eichen. Nach [Gab94] genügt dafür ein energieunabhängiger Faktor, um Schauerverluste auszugleichen, die durch die 1,5 MeV-CFD-Schwelle entstehen. Der Korrekturfaktor lässt sich aus der Lage des Invariante-Masse-Piks berechnen.

Wenn $m_{\gamma\gamma}^{\text{unkorr}}$ die unkorrigiert rekonstruierte invariante Pionmasse ist, dann folgt aus Gleichung (4.8) für die Photonenergie:

$$E_\gamma = \left(\frac{m_{\pi^0}}{m_{\gamma\gamma}^{\text{unkorr}}} \right) \cdot E_S \quad (4.9)$$

$$= 1,1607 \cdot E_S \quad (4.10)$$

Es hat sich jedoch gezeigt, dass doch eine leichte Energieabhängigkeit besteht. Die CFD-Schwelle scheint bei größeren Energien eine geringere Rolle zu spielen, da die höheren Photonenenergien zu größeren Clustern, und damit zu einer höheren mittleren Energiedeposition führen ([Kot01]). Um das Problem zu lösen, wird ein zweidimensionales Spektrum aufgebaut, in dem die invariante Masse $m_{\gamma\gamma}^{\text{unkorr}}$ gegen die Schauerenergie der Photonen aufgetragen wird. Es werden vier Schnittbereiche definiert, bei $E_{S,i}$ gleich 50, 150,

250 und 350 MeV. Jeder Bereich ist 20 MeV breit. Für jeden Bereich wird ein Korrekturfaktor bestimmt, so dass man vier Wertepaare $\left(E_{S,i}, \frac{m_{\pi^0}}{m_{\gamma\gamma,i}^{\text{unkorr}}}\right)$ erhält. Durch eine lineare Regression bekommt man dann die endgültige Eichung der Photonenenergie

$$E_{\gamma} = (1,1676 - 0,0000672 \cdot E_S) \cdot E_S \quad (4.11)$$

Diese Eichung wird für alle sechs Messperioden unabhängig voneinander durchgeführt. Die angegebenen Werte in den Gleichungen (4.10) und (4.11) gelten für die erste Messperiode im Januar 2001.

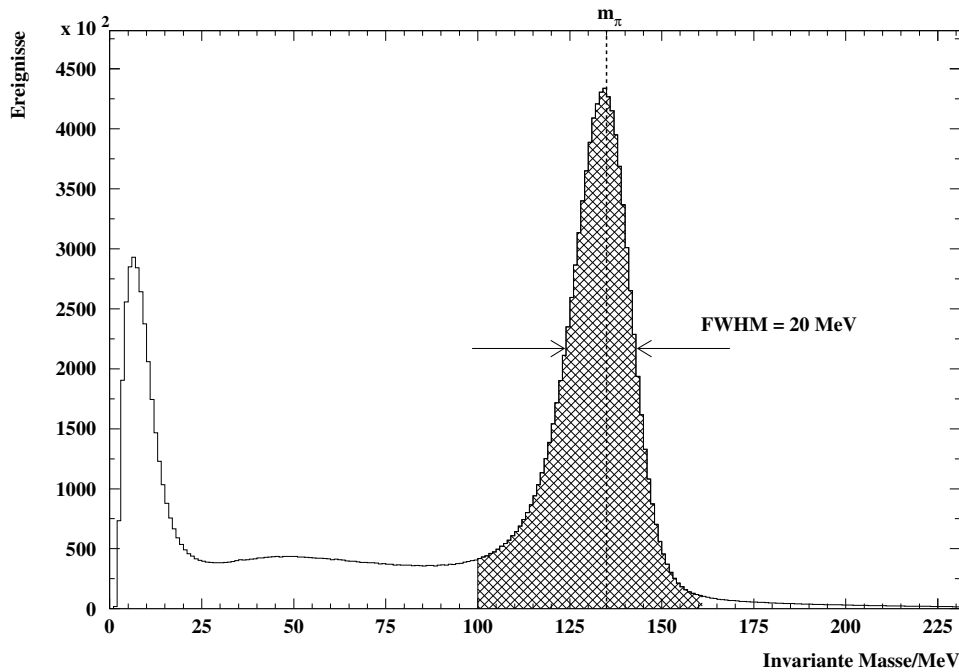


Abbildung 4.9: Verteilung der rekonstruierten invarianten Massen. Alle Ereignisse im schraffierten Bereich werden als π^0 -Kandidaten angesehen. Außer dem π^0 -Signal erkennt man noch kombinatorischen Untergrund aus Ereignissen mit $N_{\gamma} > 2$. Der Pik für $m_{\gamma\gamma} < 25$ MeV stammt aus Ereignissen, in denen Partikel aus der Strahlung direkt in die Rückwärtswand (Block C) geflogen sind.

Verbesserung der π^0 -Energieauflösung Alle Ereignisse, für die $100 \text{ MeV} < m_{\gamma\gamma} < 160 \text{ MeV}$ gilt, werden als rekonstruierte Pionen gewertet. Ihre kinematischen Größen berechnen sich wie folgt:

$$\begin{aligned} E_{\pi} &= E_{\gamma,1} + E_{\gamma,2} \\ \vec{p}_{\pi} &= \vec{p}_{\gamma,1} + \vec{p}_{\gamma,2} \end{aligned} \quad (4.12)$$

Im Allgemeinen stimmt die invariante Masse nicht mit der realen Pion-Masse überein:

$$m_{\pi}^2 \neq m_{\gamma\gamma}^2 = E_{\pi}^2 - \vec{p}_{\pi}^2$$

Durch einen kinematischen Fit

$$\chi^2 = \frac{(E'_1 - E_1)^2}{\sigma_{E_1}^2} + \frac{(E'_2 - E_2)^2}{\sigma_{E_2}^2} + \text{analoge Terme für } \phi_1, \phi_2, \theta_1, \theta_2$$

mit der Forderung

$$m_\pi^2 = m_{\gamma\gamma}^2$$

kann die Energieauflösung weiter verbessert werden. Da die Winkelauflösung bei TAPS besser ist als die Energieauflösung, können die Fehler in den Photonenwinkeln ϕ und θ vernachlässigt werden [Kru95]. Die Minimierungsbedingung lässt sich dann analytisch lösen (siehe Anhang B.2 in [Hej98]) und man erhält:

$$E'_{1,2} = \frac{m_\pi}{m_{\gamma\gamma}} \cdot E_{1,2}$$

und damit:

$$\begin{aligned} E'_\pi &= \frac{m_\pi}{m_{\gamma\gamma}} \cdot E_\pi \\ p_\pi^2 &= E_\pi'^2 - m_\pi^2 \end{aligned} \tag{4.13}$$

Die nach Gleichung (4.13) korrigierten Pionenergien und daraus resultierenden Impulse werden für die weiteren kinematischen Berechnungen verwendet.

4.2.2 Die Teilchenrekonstruktion im TOF

Die Rekonstruktion der Teilchen im Flugzeitdetektor TOF ist ein zweistufiger Prozess. Zuerst werden alle Ereignisse in den einzelnen Szintillatorbalken ausgewertet. Dazu wird überprüft, ob alle Informationen vollständig vorliegen. Für die Berechnung der Flugzeit werden sowohl die TDC- als auch die QDC-Information von beiden Photomultipliern verlangt.

Es kann bei kleinen Signalen vorkommen, dass es einen Energieeintrag im QDC gibt, aber der dazugehörige TDC-Eintrag fehlt, da die Amplitude kleiner als die Diskriminatorschwelle war (vergleiche Kapitel 3.5.2 auf Seite 28). Umgekehrt ist es auch möglich, TDC-Einträge ohne zugehörige QDC-Einträge zu bekommen. Das passiert dann, wenn ein Modul A den Trigger auslöst und Gates (140 ns) für die QDCs generiert werden, und Modul B ein Ereignis nachweist, nachdem das Gatesignal wieder erloschen ist. Solche Ereignisse sind jedoch sehr selten. Eine weitere Einschränkung liegt darin, dass für einige Detektoren keine Kalibrationsdaten ermittelt werden konnten. Die Gründe hierfür sind in [Kra01] genannt. Abhängig von der Art der verfügbaren Information werden die Balken in drei Klassen eingeteilt:

1. Es liegen sowohl alle QDC- und TDC-Informationen, als auch Kalibrationsdaten vor. Auftreffort und Flugzeit werden mit Hilfe der Gleichungen (4.3) und (4.5) berechnet.
2. Die vorliegende Information ist nicht vollständig, aber es gibt eine Koinzidenz zwischen oberem und unterem Photomultiplier. Zu dieser Klasse zählen auch Module ohne vollständige Kalibration. Diese Module können nur zur Schauerrekonstruktion verwendet werden, jedoch nicht zur Flugzeitbestimmung.

3. Es gibt keine Oben-Unten-Koinzidenz. Das Modul wird verworfen.

In einem zweiten Schritt werden Schauer im TOF-Detektor rekonstruiert, aus denen dann die Teilcheninformation gewonnen wird. Ähnlich wie bei TAPS werden nun örtlich und zeitlich zusammenhängende Module der ersten beiden Klassen zu Clustern zusammengefasst. Für jeden Schauer wird das Modul mit der kürzesten Flugzeit herausgesucht. Es wird angenommen, dass dieser vom primären Teilchen direkt getroffen worden ist und der Schauer sich von diesem Balken aus entwickelt hat. Vom Auftreffort des primären Teilchens wird der Impulseinheitsvektor bestimmt und die Geschwindigkeit

$$\beta = \frac{r}{t_{\text{tof}} \cdot c} \quad (4.14)$$

berechnet. Dabei ist r die Flugstrecke vom Target zum TOF-Modul. Außerdem wird festgehalten, ob ein Veto angesprochen hat. Aus allen gefundenen Primärteilchen werden Neutronenkandidaten herausgefiltert. Dafür wird verlangt, dass kein Veto angesprochen hat und dass β im physikalischen Bereich ($0 < \beta < 1$) liegt. In der weiteren Analyse werden für die Neutronen Energie E_n und Impuls p_n berechnet:

$$E_n = \frac{m_n}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (4.15)$$

$$p_n = \sqrt{E_n^2 - m_n^2} \quad (4.16)$$

wobei m_n die Masse des Neutrons ist.

4.2.3 Die Teilchenrekonstruktion in der MWPC

In Kapitel 3.6 wurde der Aufbau und die Funktionsweise der Drahtkammern beschrieben. In diesem Abschnitt soll nun die Spurrekonstruktion behandelt werden. Im Gegensatz zu den anderen Detektorsystemen werden nur Winkelinformationen, aber keine Energieinformationen bestimmt. Daher ist auch keine Identifizierung der Teilchenart möglich. Es muss sich jedoch um ein geladenes Teilchen handeln.

Zur Bestimmung der Spuren werden zuerst Signale benachbarter Drähte einer Ebene zu Clustern zusammengefasst. Es wird angenommen, dass der zentrale Draht den Durchtrittsort lokalisiert. Es ist möglich, dass mehrere Cluster in einer Ebene gefunden werden, beispielsweise durch den Durchgang von zwei geladenen Teilchen. Dann können auch mehrere Spuren rekonstruiert werden.

Nach der Clustererkennung in jeder Drahtebene, richtet sich die weitere Analyse nach der Anzahl der Ebenen, in denen Cluster registriert wurden.

4 Ebenen haben angesprochen: Man bildet alle Kombinationen mit jeweils einem Cluster aus jeder Ebene. Für jede Kombination wird eine Trajektorie berechnet und überprüft, in welchem Punkt die Targetmittelebene (mit $z = 0$) von der Trajektorie geschnitten wird. Für eine gültige Trajektorie muss der Schnittpunkt innerhalb eines 3 cm großen Kreises liegen, andernfalls wird diese Kombination verworfen. Als zweite Bedingung wird gefordert, dass die Trajektorie durch einen Plastikdetektor geht, der ein Signal geliefert hat. Wurden beide Tests erfolgreich bestanden, werden die Winkel ϕ und θ unter der Annahme, dass das Teilchen aus dem Koordinatenursprung $(0,0,0)$ stammt, berechnet.

3 Ebenen haben angesprochen: Man verwendet die Informationen von den beiden Drahtkammern, deren Drähte senkrecht zueinander ausgerichtet sind, um θ und ϕ zu berechnen, unter der Annahme, dass das Teilchen von der Targetmitte kommt. Dann wird die z -Koordinate vom Trajektorienursprung unter Berücksichtigung der dritten Ebene berechnet, und getestet, ob diese vom Target stammt. Der verwendete Schnitt ist definiert als:

$$|z| < \sqrt{60^\circ/\theta}$$

Es wird ebenfalls auf die Geometrie des Plastikdetektors, wie oben beschrieben, geschnitten.

2 Ebenen haben angesprochen: Man berechnet auch hier die Winkel ϕ und θ unter der Annahme, dass die Trajektorie in der Targetmitte entspringt. Es wird ebenfalls überprüft, ob die Spur den richtigen Plastikstreifen schneidet. Desweiteren wird verlangt, dass die Spur nur einen geometrischen Bereich durchdringt, in dem sich nur zwei Drahtebenen überlappen. Ereignisse aus geometrischen Bereichen mit drei oder vier überlappenden Ebenen werden verworfen, wenn nur zwei Ebenen angesprochen haben.

Zu jeder rekonstruierten Spur wird auch der entsprechende Plastikdetektor vermerkt, so dass getestet werden kann, ob die Spur mit dem Trigger korreliert ist.

4.3 Die Rekonstruktion physikalischer Reaktionen

In den vorherigen Abschnitten wurde beschrieben, wie aus den Rohdaten der einzelnen Detektoren Teilchen rekonstruiert wurden. Zu diesem Zeitpunkt sind Photonenkandidaten im Spektrometer TAPS und Neutronenkandidaten im Flugzeitdetektor TOF vollständig rekonstruiert, das heißt, es stehen die Vierervektoren dieser Teilchen für die weitere Analyse zur Verfügung. Sollten mindestens zwei Photonen in TAPS nachgewiesen sein, so wurde auch versucht, neutrale Pionen zu rekonstruieren. Außerdem wurden die Azimut- und Polarwinkel für geladene Teilchen berechnet, die in den Drahtkammern nachgewiesen wurden.

Zusätzlich wurde das Experiment simuliert, um Detektor- und Analyseeffizienzen zu bestimmen. Das erste Unterkapitel beschreibt allgemein die Simulation.

In den weiteren Unterkapiteln wird beschrieben, wie die einzelnen Reaktionskanäle aus den Daten herausgefiltert werden. Dabei wird immer wieder auf Ergebnisse der Simulationen zurückgegriffen.

4.3.1 Die Simulation der Detektor- und Analyseeffizienz

Die Simulation von Reaktionen ist das wichtigste Hilfsmittel zur Bestimmung der Detektoreffizienzen. Aufgrund der Geometrie der Detektoren kann nur ein kleiner Teil der Reaktionsprodukte nachgewiesen werden. Durch die Energieschwellen der Detektoren und durch die Triggerbedingung wird dieser Anteil weiter reduziert. Schließlich werden durch kinematische Schnitte während der Analyse, die der Identifikation der Reaktion dienen, weitere Ereignisse verworfen. Zur absoluten Normierung von Wirkungsquerschnitten muss die Wahrscheinlichkeit (beziehungsweise Effizienz) bestimmt werden, mit der bestimmte Ereignisse in Detektor und Analyse nachgewiesen werden.

Zur Durchführung der Simulation wird das Programmpaket GEANT⁴ (Version 3.21) benutzt. Dies ist am europäischen Kernforschungszentrum CERN (Genf) entwickelt worden, um Wechselwirkungen von mittel- und hochenergetischen Teilchen mit Materie zu simulieren. Zuerst wird der Aufbau des Experimentes innerhalb des Programmes modelliert. Das heißt, es werden alle Detektoren mit ihrer Geometrie und den verwendeten Detektormaterialien nachgebildet. Die physikalischen Eigenschaften der Detektormaterialien sind der Simulation bekannt. Zusätzlich werden passive Materialien wie Stützelemente, Strahlrohre, Streukammern, Target, Lichtleiter, in der Simulation berücksichtigt.

Da die Behandlung von Neutronen im Szintillatormaterial NE110 in GEANT nicht hinreichend gut ist, wird für diese Aufgabe Programmcode von [Sta71] verwendet.

Zur Bestimmung der Effizienz wird ein virtuelles Experiment in GEANT gestartet. Nach einer vorgegebenen Startverteilung, wird eine Reaktion mit einem geeigneten Monte-Carlo-Verfahren erzeugt. Die Reaktionsprodukte werden auf ihren Weg durch die Experimentieranordnung Stück für Stück verfolgt. Beim Durchgang durch Materie werden weitere Wechselwirkungen mit der entsprechenden Wahrscheinlichkeit simuliert. Wenn aufgrund dieser Wechselwirkung weitere Sekundärteilchen entstehen, so werden diese ebenfalls verfolgt. Im Detektormaterial wird die Energiedeposition pro Wegstück für jedes getroffene Modul aufaddiert und gespeichert. Ebenso wird die Information, zu welcher Zeit das Ereignis eintritt, gespeichert. Die simulierten Daten werden mit dem gleichen Analyseprogramm unter gleichen Bedingungen wie die Experimentdaten ausgewertet. Aus dem Vergleich der Anzahl von gestarteten Ereignissen und der Anzahl der in der Analyse rekonstruierten Ereignissen kann für jede Reaktion eine Nachweiseffizienz

$$\epsilon = \frac{N_{\text{Analyse}}}{N_{\text{Start}}}$$

bestimmt werden. Alle Simulationen, die in dieser Arbeit erwähnt werden, sind von Viktor Kashevarov durchgeführt worden.

Obwohl versucht wird, das Experiment so realitätsnah wie möglich in der Simulation nachzubilden, gibt es dennoch einige Unterschiede:

- Die Simulation beginnt mit einem einlaufenden Photon einer bestimmten, erwürfelten Energie, anstatt mit einem Elektron. Der Bremsstrahlungsprozess und der Tagger sind nicht in der Simulation enthalten. Die Startenergieverteilung der Photonen entspricht jedoch der Bremsstrahlungsverteilung und die Energie des Photons wird als entsprechende Tagger-Kanalnummer angegeben.
- Die Energiedepositionen im virtuellen TAPS-Detektor wird in MeV ausgegeben. Dadurch ist keine Eichung notwendig. Jedoch ist der energieunabhängige Faktor (vergleiche Abschnitt 4.2.1.3 auf Seite 50) für simulierte Daten 1,064 und damit kleiner als für Experimentdaten.
- Da immer eine Reaktion nach der anderen simuliert wird, gibt es keinen Untergrund durch zeitzufällige Koinzidenzen. Daher kann die Simulation die Effekte durch den Untergrund nicht wiedergeben. Sie müssen in den Experimentdaten durch Untergrundabzug neutralisiert werden. (Abschnitt 4.3.2.1) Für die simulierten Daten existiert nur der Koinzidenzpeak. Bei der Definition der Zeitschnitte muss darauf geachtet werden, dass weder bei den Simulationsdaten, noch bei den Experimentdaten Ereignisse der echten Koinzidenzen weggeschnitten werden.

⁴GEometry ANd Tracking

4.3.2 Einfach- π^0 -Produktion am Proton

Die Photoproduktion eines neutralen Pions am Proton ist ein Prozess, der in der Vergangenheit oft vermessen wurde und dessen Wirkungsquerschnitte gut bekannt sind (siehe beispielsweise [Leu01, Kot01]). Er eignet sich deshalb gut zum Testen unseres Experimentieraufbaus. Da es sich hier um einen Zwei-Körper-Prozess handelt, ist die Kinematik durch den Nachweis eines Teilchens im Ausgangskanal (und unter Kenntnis des Eingangskanals) vollständig festgelegt. Man ist in der Lage, Energie, Impuls und Masse des zweiten Teilchens zu berechnen. Hier werden das Pion in TAPS nachgewiesen und die Eigenschaften des Protons berechnet. Dann kann die Drahtkammer, in der das Proton nachgewiesen wird, getestet werden, indem beispielsweise berechnete und gemessene Protonwinkel verglichen werden.

Am Ende der Experimentierzeit wurde dazu für ca. 60 Stunden der Trigger geändert. Als Trigger wurde eine Koinzidenz zwischen Plastik-Detektor und TAPS gewählt. Beide Detektoren mussten also mindestens ein Ereignis nachweisen. Der Flugzeitdetektor TOF war nicht in die Triggerlogik eingebunden.

Der Hauptzerfallskanal für neutrale Pionen ist der Zwei-Photonen-Zerfall mit einem Verzweigungsverhältnis (*branching ratio*) von 98,8 % [PDG00]. Die beiden Photonen werden in TAPS nachgewiesen. Mit der Energie- und Impulsinformation der Photonen wird das π^0 rekonstruiert, das heißt, es wird der Vierervektor des Pions bestimmt. Mit Gleichung (4.8) wird die invariante Masse der Pionen berechnet. Als Pion-Ereignisse werden alle Ereignisse gewertet, bei denen die bestimmte invariante Masse zwischen 100 MeV und 160 MeV liegt. Für sie wird die in Kapitel 4.2.1.3 beschriebene Korrektur angewendet. Damit wird erreicht, dass die rekonstruierte Masse bei der Ruhemasse der Pionen $m = 134,98$ MeV liegt.

4.3.2.1 Zeitschnitte

Die ersten Schnitte an die Daten sind Zeitschnitte. Sie sollen die echten Koinzidenzen von den zufälligen trennen. Die Zerfallspotonen und das Proton müssen zeitlich korreliert mit einem einlaufenden Photon nachgewiesen werden. Deshalb werden zwei Koinzidenzen gebildet, die beide erfüllt sein müssen.

In Kapitel 4.1.1.2 auf Seite 40 wird beschrieben, wie Glasgow-Tagger und TAPS zeitlich abgeglichen wurden. Ebenso sind auch Trigger-Plastik und TAPS aufeinander abgestimmt (Kapitel 4.1.1.3). Beide Relativzeiten werden in einem Korrelationsplot (Abbildung 4.10) gegeneinander aufgetragen.

Die echten Koinzidenzen (cc) sind von drei Arten zufälliger Koinzidenzen überlagert:

bc: TAPS und Tagger sind nicht zeitlich korreliert, jedoch sind TAPS und Plastik-Detektor in Koinzidenz.

cb: TAPS und Tagger sind in Koinzidenz, jedoch nicht TAPS und Plastik-Detektor.

bb: Weder TAPS-Tagger, noch TAPS-Plastik sind in Koinzidenz.

Es werden vier Zeitfenster definiert (CC, BC, CB, BB in Abbildung 4.10). Im ersten Fenster (CC) liegen die echten Koinzidenzen (cc), die nicht ereignisweise von den Untergrundanteilen getrennt werden können.

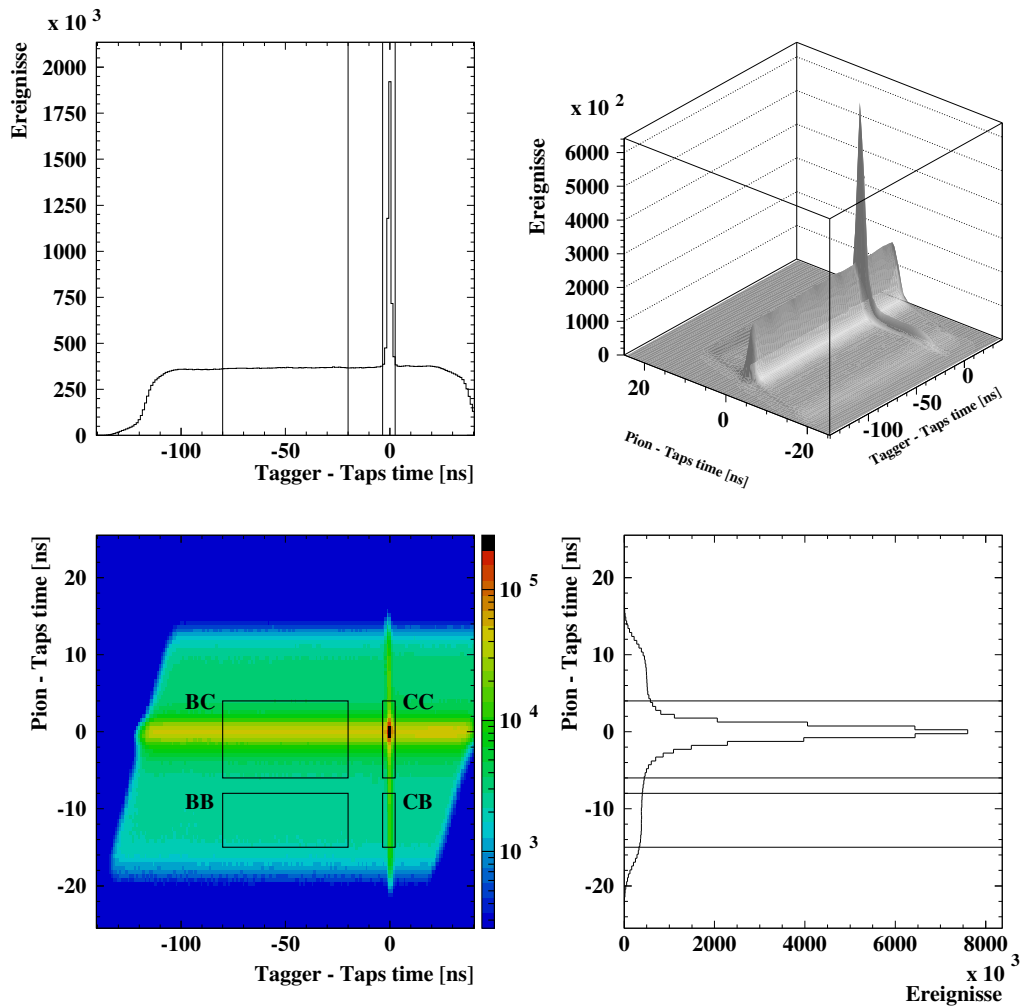


Abbildung 4.10: Zeitkorrelationsplot

unten links: Die Trigger-Plastik-TAPS-Relativzeit ist gegen die Tagger-TAPS-Relativzeit aufgetragen. Der Koinzidenzpik bei (0,0) ist deutlich zu erkennen. Das breite Band bei $y = 0$ entsteht durch zufällige Koinzidenzen im Tagger, welche auf den hohen Strahlstrom zurückzuführen sind. Zusätzlich sind die vier Zeitschnittregionen eingetragen.

oben links: Projektion der Tagger-TAPS-Zeit und der Schnittregionen

unten rechts: Projektion der Plastik-TAPS-Zeit und der Schnittregionen

oben rechts: Dreidimensionale Ansicht

Deshalb werden drei weitere Fenster zur Untergrundbestimmung definiert. Im Fenster (BC) gibt es nur Untergrundereignisse vom Typ (bc) und (bb), während im Fenster (CB) Untergrundereignisse vom Typ (cb) und (bb) liegen. Zieht man die Untergründe aus beiden Fenstern von den echten Koinzidenzen ab, so wird der (bb)-Untergrund zweimal abgezogen. Deshalb müssen die Ereignisse aus dem vierten Fenster (BB), das nur (bb)-Untergrund enthält, wieder zu den echten Koinzidenzen addiert werden. Da die Fenster unterschiedlich groß sind, werden die Untergrundereignisse auf die Koinzidenzfenstergröße (CC) normiert, bevor der Untergrundabzug durchgeführt werden kann.

Abbildung 4.11 zeigt die Wirkung der Zeitschnitte am Beispiel des Pion-Polarwinkels θ_{π^0} . Es ist hier deutlich zu erkennen, dass die Beiträge für $\theta_{\pi^0} < 115^\circ$ hauptsächlich aus den Ereignissen stammen, in denen TAPS und Trigger-Plastik nicht in Koinkidenz waren. Das bedeutet, dass der Trigger nicht durch das dazugehörige Proton, sondern durch ein zufälliges Teilchen ausgelöst wurde.

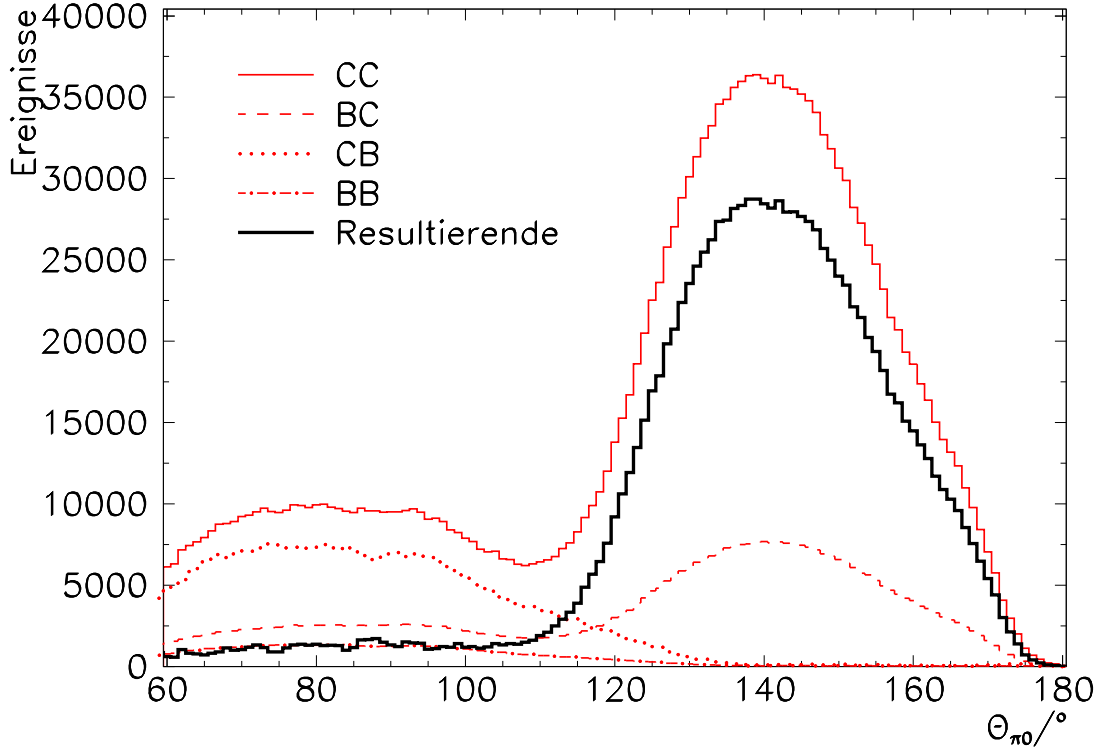


Abbildung 4.11: Wirkung der Zeitschnitte auf die Pion-Polarwinkelverteilung θ_{π^0} für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0$. Eingezeichnet sind die Beiträge der einzelnen Zeitfenster (dünne Linien) und die resultierende Verteilung nach dem Untergrundabzug (dicke durchgezogene Linie). Für weitere Erklärungen siehe Text.

Die gleiche Methode wird auch bei dem Nachweis anderer Reaktionskanäle verwendet, da dort die gleichen Koinkidenzen erfüllt sein müssen. Der einzige Unterschied bei den anderen Kanälen ist die Art des Teilchen, das im Trigger-Plastik nachgewiesen wird. An dem bisher gesagtem ändert das jedoch nichts.

4.3.2.2 Weitere Analyse der Daten

Mit Hilfe der Energie- und Impulserhaltung werden die Energie und Impuls berechnet, die von nicht nachgewiesenen Teilchen fortgetragen werden.

$$E_{\text{miss}}^2 = (E_\gamma + M_p - E_{\pi^0})^2 \quad (4.17)$$

$$p_{\text{miss}}^2 = (0 - p_{x,\pi^0})^2 + (0 - p_{y,\pi^0})^2 + (E_\gamma - p_{z,\pi^0})^2 \quad (4.18)$$

Werden diese *fehlende* Energie und Impuls von einem einzigen Teilchen fortgetragen, so lässt sich dessen invariante Masse mit

$$m_{\text{miss}} = \sqrt{E_{\text{miss}}^2 - p_{\text{miss}}^2} \quad (4.19)$$

berechnen. Man spricht hier von der fehlenden Masse oder von *missing mass*. Entspricht diese Masse der Protonenmasse, so ist die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ nachgewiesen. Als Bedingung hierfür gilt:

$$|m_{\text{miss}} - M_P| < 50 \text{ MeV} \quad (4.20)$$

Diese Ereignisse können nun verwendet werden, um differentielle Wirkungsquerschnitte nach Gleichung (4.1) auf Seite 37 auszurechnen, aber auch um die Drahtkammern zu testen.

Um die differentiellen Wirkungsquerschnitte für Polarwinkel im Schwerpunktsystem angeben zu können, muss der Polarwinkel θ_{π^0} des Pions transformiert werden. Die Formeln hierfür sind in A.1 angegeben. Die Nachweiseffizienz wurde wie in Kapitel 4.3.1 beschrieben bestimmt, und ist in Abbildung 4.12 dargestellt. Die Wirkungsquerschnitte werden in Kapitel 5.1 gezeigt.

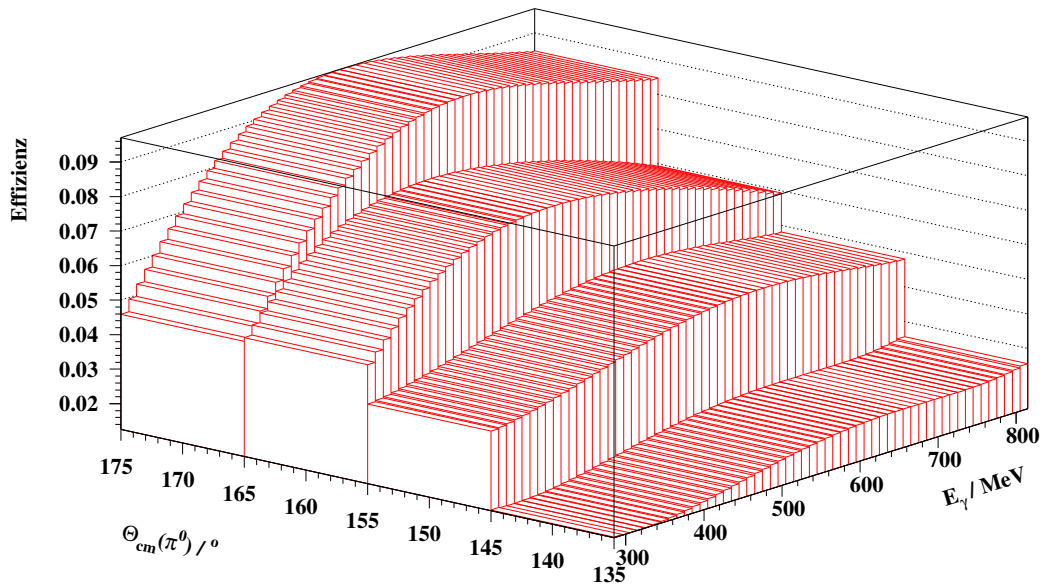


Abbildung 4.12: Nachweiseffizienz für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$

Die gefundenen $p\pi^0$ -Ereignisse können für einen Test der Drahtkammern verwendet werden. Mittels Zwei-Körper-Kinematik lassen sich alle Eigenschaften des Protons berechnen. Daher ist es möglich, Polar- und Azimutwinkel des Protons zu berechnen (siehe Anhang A.2, Gleichungen (A.3) und (A.4)) und mit den rekonstruierten Werten aus den

Drahtkammern zu vergleichen. Die Abbildungen in 4.13 zeigen die Differenzspektren aus berechneten und gemessenen Winkeln. Die mittleren Auflösungen betragen $\sigma_{\Theta} = 1,3^{\circ}$ und $\sigma_{\Phi} = 3,3^{\circ}$. Jedoch sollte man beachten, dass die Auflösung in Φ abhängig von Θ ist. Besonders für kleine Θ erhält man große Werte für σ_{Φ} .

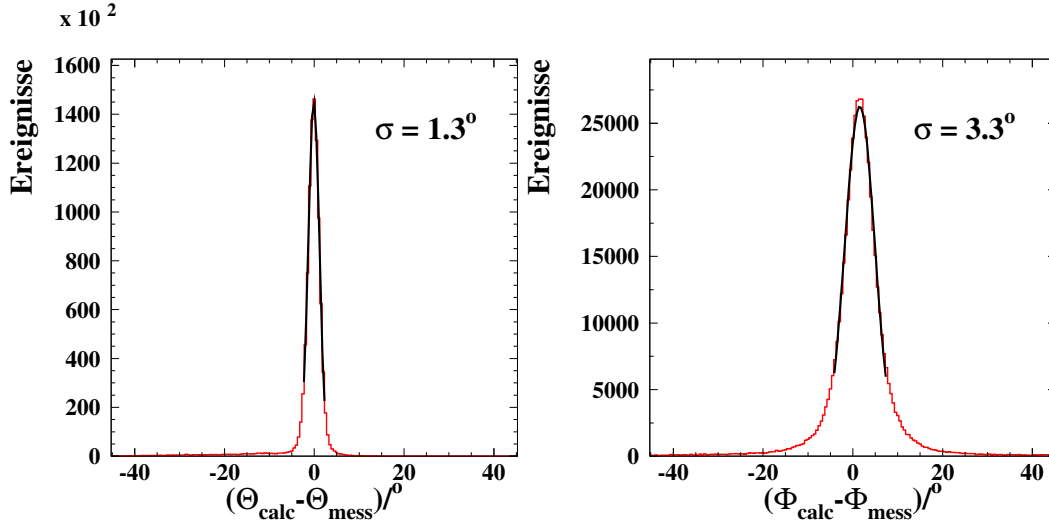


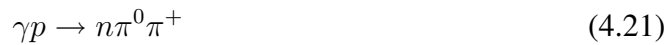
Abbildung 4.13: Vergleich der mit den Drahtkammern gemessenen Protonwinkel mit den berechneten Werten für $\gamma p \rightarrow p\pi^0$. Aufgetragen sind jeweils die Anzahl der Ereignisse mit nachgewiesenem Proton gegen die Differenz aus gemessenen und berechneten Winkel. Für weitere Erklärungen siehe Text.

links: Differenz des Polarwinkels Θ

rechts: Differenz des Azimutwinkels Φ

4.3.3 Die Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^0\pi^+$

Die Doppelpionproduktion



ist die Hauptuntergrundreaktion in diesem Experiment. Sie hat die gleiche Signatur wie die Reaktion $\gamma p \rightarrow n\gamma\gamma\pi^+$, die für die Suche nach exotischen Resonanzen gewählt wurde, da das neutrale Pion hauptsächlich in zwei Photonen zerfällt. Wird ein Zerfallsphoton nicht nachgewiesen, was durch die geringe geometrische Akzeptanz des TAPS-Spektrometers sehr wahrscheinlich ist, dann weist man den gleichen Endzustand wie bei der radiativen Ein-Pion-Produktion $\gamma p \rightarrow n\gamma\pi^+$ nach. Daher ist es von wesentlichem Interesse, diese Reaktion zu untersuchen.

Um diese Reaktion eindeutig nachzuweisen, werden folgende Schnitte an die Daten gesetzt:

Zeitschnitte: Die Zeitschnitte sind identisch mit denen der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, wie sie auf Seite 56 beschrieben werden. Der einzige Unterschied ist, dass das geladene Teilchen, welches den Trigger auslöst, ein Pion ist, während im anderen Fall ein Proton im Pion-Plastik-Detektor nachgewiesen wurde.

Invariante-Masse-Schnitt: Die in TAPS detektierten Photonen müssen von einem π^0 stammen. Es wird ihre invariante Masse nach Gleichung 4.7 (Seite 50) berechnet. Für ein gültiges Pion-Ereignis wird verlangt, dass

$$100 \text{ MeV} < m_{\gamma\gamma} < 160 \text{ MeV}. \quad (4.22)$$

Auf die Korrektur der Pionmasse, wie sie im Kapitel 4.2.1.3 auf Seite 51 beschrieben ist, wird hier jedoch verzichtet. Dadurch wird eine Vergleichbarkeit mit der Reaktion $\gamma p \rightarrow n\gamma\pi^+$ (siehe nächstes Kapitel) gewährleistet.

Koplanaritätsschnitt: Die Impulserhaltung ermöglicht es, den Azimutwinkel ϕ_{π^+} des π^+ -Mesons zu berechnen und mit dem im Piondetektor gemessenen Winkel zu vergleichen. Bildet man die Differenz der beiden Winkel, so erhält man eine Verteilung um 0° (Abbildung 4.14). Die Schnittbedingung an die Azimutwinkeldifferenz ist:

$$\left| \phi_{\pi^+}^{\text{calc}} - \phi_{\pi^+}^{\text{mess}} \right| < 30^\circ \quad (4.23)$$

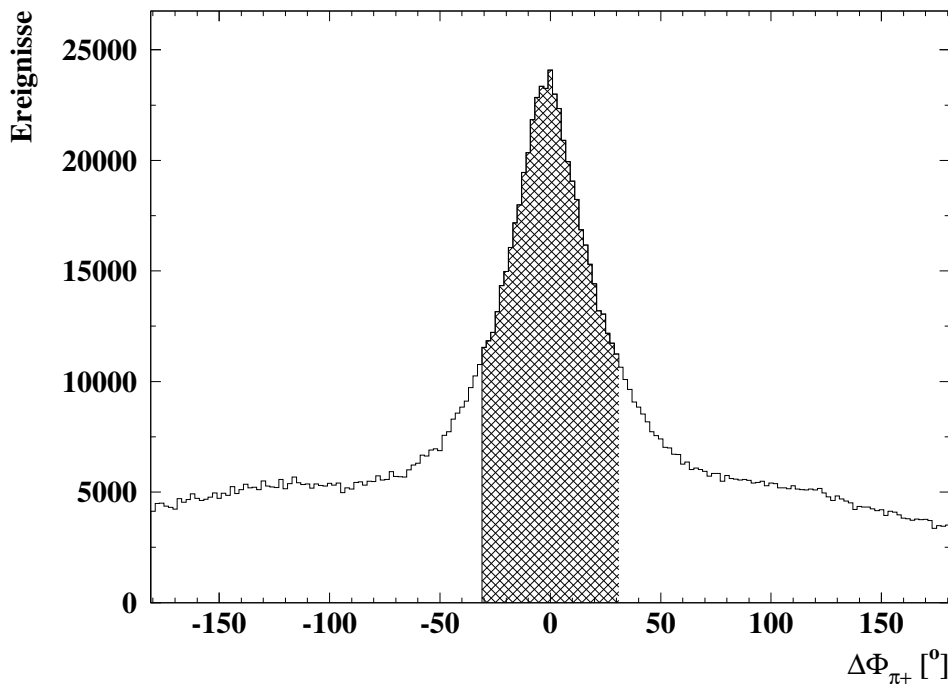


Abbildung 4.14: π^+ -Azimutwinkeldifferenz für $\gamma p \rightarrow n\pi^0\pi^+$

Alle Ereignisse im schraffierten Bereich erfüllen die Koplanaritätsbedingung: $\left| \phi_{\pi^+}^{\text{calc}} - \phi_{\pi^+}^{\text{mess}} \right| < 30^\circ$

Fehlende-Masse-Schnitt: Das einzige Teilchen, das nicht vollständig detektiert wird, ist das π^+ -Meson, da aus dem Piondetektor keine Energieinformation gewonnen werden kann. Da jedoch Energie und Impuls des Neutrons und der Photonen im Ausgangskanal, sowie der Teilchen im Eingangskanal bekannt sind, werden die

fehlende Energie und Impuls berechnet. Unter der Annahme, dass kein weiteres, undetektiertes Teilchen an der Reaktion beteiligt ist, wird die fehlende Masse

$$M_{\text{miss}} = \sqrt{E_{\text{miss}}^2 - p_{\text{miss}}^2}$$

berechnet. Hier wird ein Pik um die π^+ -Masse erwartet. Dieser Pik fällt jedoch, wie von der Simulation erwartet, sehr breit aus. (Abbildung 4.15) Deshalb wird als Schnittbedingung

$$50 \text{ MeV} < M_{\text{miss}} < 200 \text{ MeV} \quad (4.24)$$

festgelegt.

Der Vergleich von experimentellen und simulierten Daten in Abbildung 4.15 zeigt leicht unterschiedliche Verteilungen der fehlenden Masse. In der Simulation wird zur Vereinfachung nur die $\Delta^0(1232)$ -Resonanz als Zwischenzustand berücksichtigt ($\gamma p \rightarrow \Delta^0 \pi^+ \rightarrow n \pi^0 \pi^+$). Das entspricht jedoch nicht der Realität, da weitere Zwischenzustände möglich sind. (siehe z. B. [Nac01])

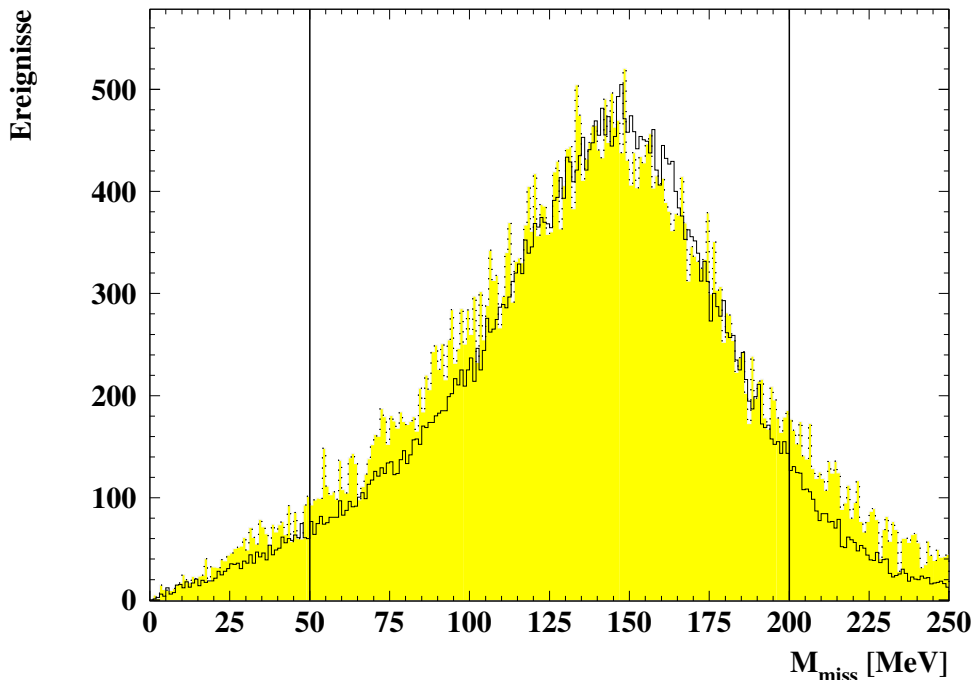


Abbildung 4.15: Fehlende Masse für die Reaktion $\gamma p \rightarrow n \pi^0 \pi^+$. Die Messdaten werden durch die gepunktete, farblich unterlegte Kurve und die Simulation durch die durchgezogene Kurve repräsentiert. Die senkrechten Linien markieren die Schnittpositionen.

Polarwinkelschnitte: Eine Reaktion mit zwei Teilchen im Eingangskanal und vier Teilchen im Ausgangskanal hat insgesamt 24 Freiheitsgrade, nämlich vier Freiheitsgrade pro beteiligtem Teilchen. Der Eingangskanal ist durch das Experiment festgelegt und im Ausgangskanal werden die Vierervektoren von drei Teilchen bestimmt. Vom vierten Teilchen werden zwei Winkel mit den Drahtkammern gemessen. Mit

vier Erhaltungsgleichungen und der Annahme, dass das vierte Teilchen ein π^+ sei, ist die Kinematik der Reaktion dreifach überbestimmt. Neben dem Koplanaritätsschnitt und dem Fehlende-Masse-Schnitt bietet sich ein Schnitt auf den Polarwinkel θ_{π^+} an. Dieser lässt sich in gleicher Weise wie der Azimutwinkel berechnen und mit dem gemessenen Wert vergleichen. Als Schnittbedingung wird festgelegt:

$$\left| \theta_{\pi^+}^{\text{calc}} - \theta_{\pi^+}^{\text{mess}} \right| < 7^\circ \quad (4.25)$$

Abbildung 4.17 auf Seite 66 zeigt diese Polarwinkelverteilung im Vergleich mit der Polarwinkelverteilung für die Reaktion $\gamma p \rightarrow n \gamma \gamma \pi^+$.

Mit diesen Schnitten wird die Reaktion $\gamma p \rightarrow n \pi^0 \pi^+$ herausgefiltert. Sie wird im Abschnitt 5.2 diskutiert.

4.3.4 Die Reaktion $\gamma p \rightarrow n \gamma \gamma \pi^+$

4.3.4.1 Überblick

Für die Suche nach exotischen Resonanzen wird der Reaktionskanal

$$\gamma p \rightarrow n \gamma \gamma \pi^+ \quad (4.26)$$

verwendet. Dabei wird davon ausgegangen, dass die Reaktion über zwei Stufen verläuft:

$$\begin{aligned} \gamma p &\rightarrow X^0 \pi^+ \\ X^0 &\rightarrow n \gamma \gamma \end{aligned} \quad (4.27)$$

Das angeregte Proton zerfällt zuerst in das hypothetische X^0 und ein π^+ -Meson. Dann zerfällt X^0 unter Aussendung von zwei Photonen zu einem Neutron. Die Photonen werden in TAPS, das Neutron im Flugzeitdetektor TOF detektiert. Das π^+ wird vom Piondetektor nachgewiesen.

Sollte der Prozess tatsächlich wie angenommen verlaufen, kann die Masse von X^0 durch Bildung der invarianten Masse $M_{n\gamma\gamma}$ berechnet werden:

$$M_{X^0}^2 = M_{n\gamma\gamma}^2 = (P_n + P_{\gamma,1} + P_{\gamma,2})^2 \quad (4.28)$$

wobei P_i die Viererimpulse der indizierten Teilchen sind. Um ein Massenspektrum für die $M_{n\gamma\gamma}$ aufbauen zu können, muss jedoch die Reaktion untergrundfrei aus den Messdaten herausgefiltert werden. Danach können differentielle Wirkungsquerschnitte, beziehungsweise deren Obergrenzen, berechnet werden.

4.3.4.2 Identifikation des $n \gamma \gamma \pi^+$ -Reaktionskanals

Zuerst wird nach möglichen Kandidaten für diese Reaktion gesucht. Die vier Endzustandsteilchen müssen nachgewiesen sein. Das heißt, als Photonenkandidaten werden zwei neutrale Cluster in TAPS verlangt, in der Drahtkammer muss mindestens eine Spur rekonstruiert worden sein, und mindestens ein Neutronkandidat muss im Flugzeitdetektor gefunden worden sein.

Die größte Quelle für Untergrund ist die Reaktion



Sie hat im Endzustand die gleiche Signatur wie (4.26), da das π^0 hauptsächlich in zwei Photonen zerfällt.

Die Reaktion



mit vier Photonen im Endzustand trägt ebenfalls zum Untergrund bei. Durch die geringe Raumwinkelabdeckung des TAPS-Spektrometers besteht eine hohe Wahrscheinlichkeit dafür, dass nur zwei der vier Photonen dieser Reaktion nachgewiesen werden.

Um die Untergrundreaktionen abzuseparieren, werden folgende Schnitte an die Daten gesetzt:

Zeitschnitte: Die Zeitschnitte sind identisch mit denen für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, wie sie auf Seite 56 beschrieben werden. Auch hier hat ein geladenes Pion und kein Proton den Trigger ausgelöst.

Invariante-Masse-Schnitt: Die in TAPS nachgewiesenen Photonen dürfen nicht von einem π^0 -Meson stammen. Deshalb wird gefordert, dass für ihre invariante Masse

$$M_{\gamma\gamma} < 100 \text{ MeV} \quad (4.31)$$

gilt. (Siehe Abbildung 4.9 auf Seite 51.) Damit wird der Konkurrenzkanal $\gamma p \rightarrow n\pi^0\pi^+$ absepariert.

Phasenraumschnitte: Die Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^0\pi^0\pi^+$ wird durch den Invariante-Masse-Schnitt nur unzureichend unterdrückt. Sollten die beiden nachgewiesenen Photonen nicht vom gleichen Pion stammen, so ist dieser Schnitt wirkungslos.

Um dennoch den Untergrund dieser Reaktion zu reduzieren, wurde diese Reaktion simuliert, und ihr Phasenraum untersucht. Als Ergebnis wurden drei Phasenraumschnitte gefunden, die den Untergrund unterdrücken, ohne das eigentliche Signal wesentlich zu beeinträchtigen:

$$E_{kin}^{neutron} < 60 \text{ MeV} \quad (4.32)$$

$$E_{\gamma,1/2} < 120 \text{ MeV} \quad (4.33)$$

$$E_{\gamma,1} + E_{\gamma,2} < 150 \text{ MeV} \quad (4.34)$$

Koplanaritätsschnitt: Wie schon für die Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^0\pi^+$ wird auch hier berechneter und gemessener Azimutwinkel verglichen. Die Schnittbedingung:

$$\left| \phi_{\pi^+}^{\text{calc}} - \phi_{\pi^+}^{\text{mess}} \right| < 30^\circ \quad (4.35)$$

ist für beide Reaktionen identisch.

Fehlende-Masse-Schnitt: Der Fehlende-Masse-Pik liegt nicht bei M_{π^+} , sondern ist zu höheren Massen verschoben (Abbildung 4.16). Das legt die Vermutung nahe, dass die Zahl der Ereignisse für diesen Kanal sehr klein ist. Deshalb wird die Schnittbedingung

$$50 \text{ MeV} < M_{\text{miss}} < 200 \text{ MeV} \quad (4.36)$$

vom $\gamma p \rightarrow n\pi^0\pi^+$ -Kanal übernommen.

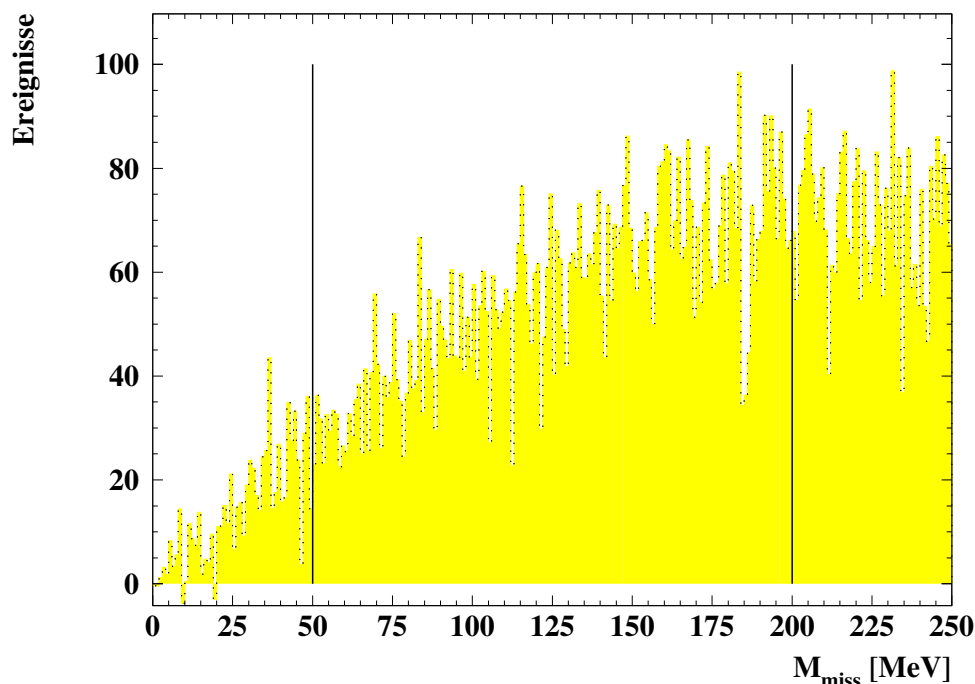


Abbildung 4.16: Fehlende Masse für die Reaktion $\gamma p \rightarrow n\gamma\gamma\pi^+$. Die senkrechten Linien markieren die Schnittposition. Für weitere Erläuterungen siehe Text.

Polarwinkelschnitt: Für das Differenzspektrum von berechnetem und gemessenem Polarwinkel $\Delta\theta = \theta_{\pi^+}^{\text{calc}} - \theta_{\pi^+}^{\text{mess}}$ wird wieder ein Pik um Null Grad erwartet. Für die Reaktion $\gamma p \rightarrow n\gamma\gamma\pi^+$ ist das nicht der Fall. Man erhält eine breite Verteilung mit einem Maximum bei $\Delta\theta = -10^\circ$. Ein Pik bei 0° ist nicht zu erkennen. Daher muss die Schnittbedingung wieder von der Analyse der Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^0\pi^+$ übernommen werden. (Abbildung 4.17 zeigt die Differenzspektren für beide Reaktionen zum Vergleich.) Als Bedingung gilt daher auch für $\gamma p \rightarrow n\gamma\gamma\pi^+$:

$$\left| \theta_{\pi^+}^{\text{calc}} - \theta_{\pi^+}^{\text{mess}} \right| < 7^\circ \quad (4.37)$$

Photonenergieschnitt: Betrachtet man das Energiespektrum der einlaufenden Photonen für die Ereignisse, die alle Schnittbedingungen erfüllt haben (Abbildung 4.18), so stellt man einen steilen Anstieg der Zählrate bei 710 MeV fest. Dieser Anstieg fällt mit der η -Produktionsschwelle zusammen. Das wirft nun die Frage auf, welcher η -Zerfallskanal die gleiche Signatur aufweist und alle angewandten Schnittbedingungen erfüllt. Die Hauptzerfallskanäle sind ([PDG00]):

$$\eta \rightarrow 2\gamma \quad (39,25 \pm 0,31)\% \quad (4.38)$$

$$\eta \rightarrow 3\pi^0 \quad (32,1 \pm 0,4)\% \quad (4.39)$$

$$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 \quad (23,2 \pm 0,5)\% \quad (4.40)$$

$$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma \quad (4,78 \pm 0,12)\% \quad (4.41)$$

Kanal (4.38) kann ausgeschlossen werden, da zusammen mit dem Proton nur drei

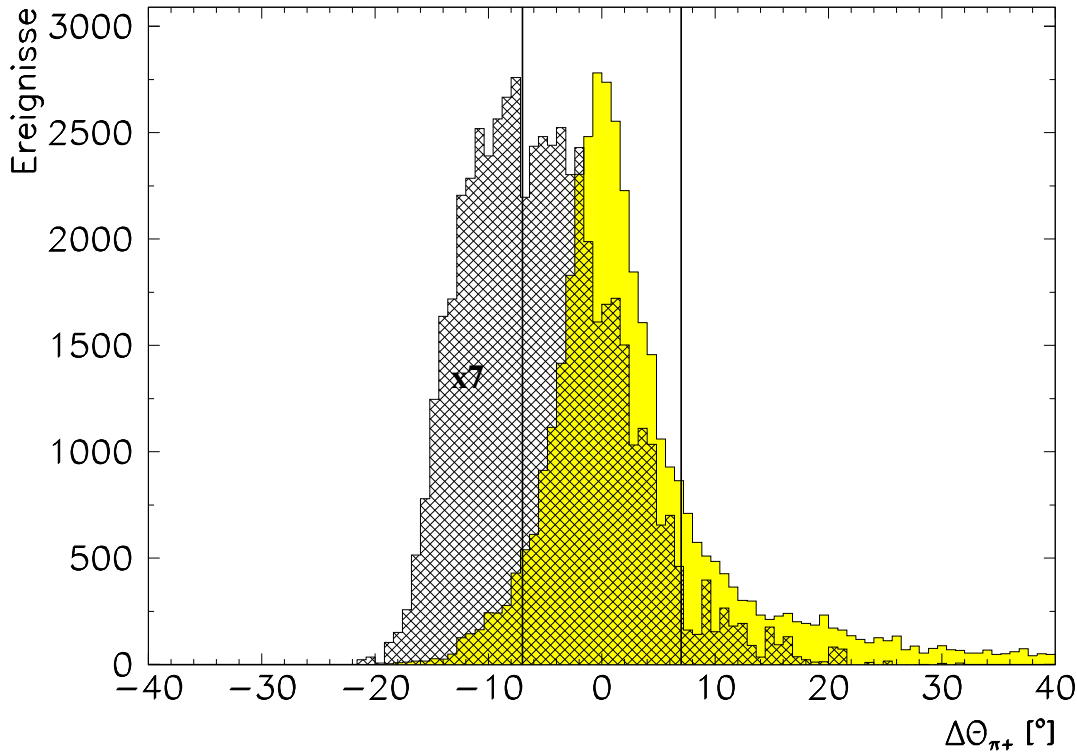


Abbildung 4.17: π^+ -Polarwinkeldifferenz $\Delta\theta = (\theta_{\pi^+}^{\text{calc}} - \theta_{\pi^+}^{\text{mess}})$

Für den Kanal $\gamma p \rightarrow n\gamma\gamma\pi^+$ (schraffiert) ist kein Pik um 0° zu erkennen, während für $\gamma p \rightarrow n\pi^0\pi^+$ (gleichmäßig gefüllt) ein Pik klar erkennbar ist. Zur Vergleichbarkeit wurde die $n\gamma\gamma\pi^+$ -Zählrate mit 7 multipliziert. Die beiden Linien geben den Schnittbereich an.

Teilchen im Endzustand vorliegen, aber vier Teilchen verlangt werden. Hat man beide Photonen im TAPS nachgewiesen, so würde ihre invariante Masse die η -Masse $M_\eta = 547,45$ MeV liefern und das Ereignis weggeschnitten werden.

Der $3\pi^0$ -Kanal liefert 6 Photonen + 1 Proton im Endzustand. Hier können zwei Photonen von verschiedenen Pionen in TAPS nachgewiesen werden, so dass der Invariante-Masse-Schnitt nicht wirkt. Das Proton wird in der Drahtkammer detektiert. Dann müsste ein weiteres Photon fälschlicherweise als Neutron im TOF-Detektor nachgewiesen werden. Die maximale kinetische Neutronenenergie, die noch zugelassen wird, ist $T_n = 60$ MeV. Das entspricht einer Geschwindigkeit $\beta = 0,34$. Der kürzeste Abstand Target-TOF ist $r = 3,5$ m. Ein Photon benötigt für diese Strecke 10,5 ns, während ein 60 MeV-Neutron 30,7 ns, also 20 ns länger braucht. Bei einer Zeitauflösung von $\Delta t_{\text{FWHM}} = 2,5$ ns kann kein Photon ein 60 MeV-Neutron imitieren.

Mit den anderen Kanälen verhält es sich ähnlich. Sie sollten nicht zu sehen sein. Es ist daher wahrscheinlich, dass zufällige Treffer im TOF diesen Untergrund generieren. Um diese Annahme zu untersuchen, wurde die Flugzeitkalibration im TOF

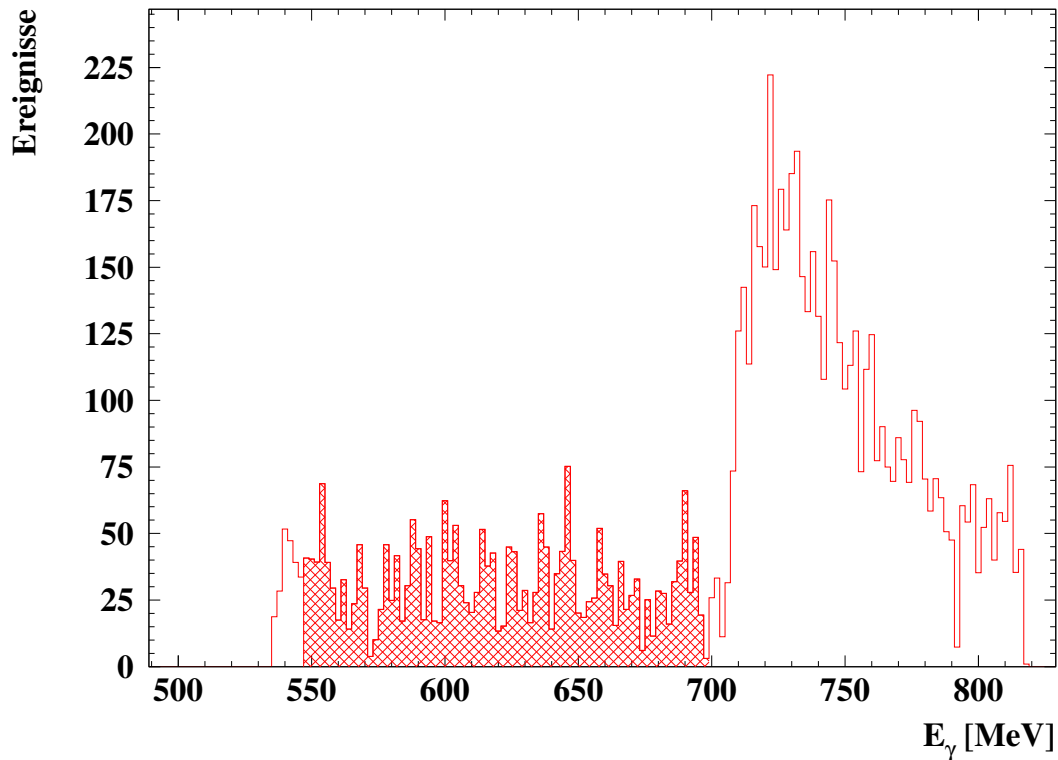


Abbildung 4.18: Energiespektrum der einlaufenden Photonen. Der Anstieg bei 710 MeV lässt sich auf die Produktion von η -Mesonen zurückführen. Es werden jedoch nur die Ereignisse im schraffierten Bereich als gültige Ereignisse akzeptiert.

um 100 ns verschoben, so dass nur noch der zufällige Untergrund zu den Ereignissen beiträgt. (Einige langsame Neutronen ($T_n < 10$ MeV) können ebenfalls beitragen, jedoch wird deren Energie durch die manipulierte Kalibrierung zu hoch rekonstruiert.) Der Anstieg im Photonenergiespektrum bleibt erhalten, während Signale von echten Ereignissen verschwinden. Daraus lässt sich schließen, dass der η -Untergrund durch zufällige Treffer im TOF erzeugt wird. Um diesen Untergrund abzuseparieren, dürfen nur Ereignisse mit $E_\gamma < 707$ MeV berücksichtigt werden.

In der weiteren Analyse zur Berechnung von differentiellen Wirkungsquerschnitten wird der Energiebereich weiter eingeschränkt, so dass die engültige Schnittbedingung an die Photonenergie lautet:

$$547 \text{ MeV} < E_\gamma < 697 \text{ MeV.} \quad (4.42)$$

Damit sind alle Schnitte festgelegt, um die Reaktion $\gamma p \rightarrow n \gamma \gamma \pi^+$ herauszufiltern. Der Vollständigkeit halber sei hier noch der letzte Schnitt erwähnt. Zur Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts wird noch ein Bereich für den Polarwinkel des Pions im Laborsystem selektiert:

$$5^\circ < \theta_{\pi^+} < 15^\circ \quad (4.43)$$

4.3.4.3 Simulation des $n\gamma\gamma\pi^+$ -Reaktionskanals

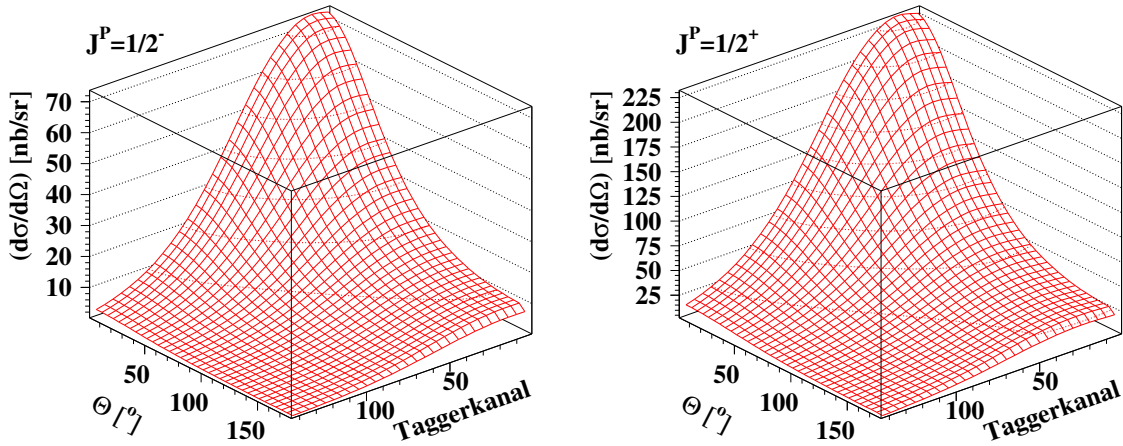


Abbildung 4.19: Theoretische differentielle Wirkungsquerschnitte für $\gamma p \rightarrow S_{11}(1535) \rightarrow X^0\pi^+ \rightarrow n\gamma\gamma\pi^+$ für verschiedene Paritäten. Zu $J^P = 1/2^-$ gehören die Massen $M_{X^0} = \{966, 1004, 1044\}$ MeV und zu $J^P = 1/2^+$ die Massen $M_{X^0} = \{986, 1026, 1065\}$ MeV. Die Wirkungsquerschnitte sind gegen den Polarwinkel des Pions im Laborsystem θ und gegen die Photonenergie, gegeben in Taggerkanälen, aufgetragen.

Die Reaktion $\gamma p \rightarrow X^0\pi^+ \rightarrow n\gamma\gamma\pi^+$ wird für sechs Resonanzen mit den Massen

$$M_{X^0} \in \{966; 986; 1004; 1026; 1044; 1065\} \text{ MeV}$$

gesondert simuliert. Dazu wird zuerst nach dem Monte-Carlo-Verfahren ein X_0 der Masse M_{X^0} und ein π^+ erzeugt. Als Ausgangspunkt für die Startverteilung dienen die differentiellen Wirkungsquerschnitte für diesen Prozess. Da dieser Prozess bisher noch nicht gemessen wurde, sind theoretischen Vorhersagen von Prof. L. Fil'kov [Fil04] herangezogen worden. In diesen Rechnungen wird angenommen, dass zuerst die $S_{11}(1535)$ -Resonanz angeregt wird:

$$\gamma p \rightarrow S_{11}(1535) \rightarrow X^0\pi^+ \rightarrow n\gamma\gamma\pi^+.$$

wobei diese Rechnungen für $X^0(J^P = 1/2^+)$ und $X^0(J^P = 1/2^-)$ durchgeführt wurden. Eine Annahme ist, dass die Zerfallsbreite der S_{11} -Resonanz nur die halbe Breite hat, im Vergleich zur Breite der S_{11} für den $N\pi$ -Kanal. Die theoretischen differentiellen Wirkungsquerschnitte sind in Abbildung 4.19 dargestellt.

Die Startverteilung der X^0 berechnet sich aus:

$$N_{\text{Start}}(E_\gamma, \theta_{\pi^+}) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(E_\gamma, \theta_{\pi^+}) \cdot \sin(\theta_{\pi^+}) \cdot N_\gamma(E_\gamma) \cdot C.$$

E_γ wird in Taggerkanälen angegeben. Für $N_\gamma(E_\gamma)$ wird das Bremsstrahlungsspektrum eingesetzt, wobei berücksichtigt wird, dass die einzelnen Taggerkanäle keine äquidistanten Energiebreiten haben. Mit dem konstanten Faktor C wird schließlich die totale Anzahl der simulierten Ereignisse festgelegt. Insgesamt wurden so viele Ereignisse simuliert, wie

sie 350 Stunden Strahlzeit entsprechen. Die Simulation wird, wie in Abschnitt 4.3.1 beschrieben, durchgeführt und analysiert. Abschließend wird die Nachweiseffizienz ϵ berechnet.

4.3.4.4 Bestimmung der Obergrenzen für den differentiellen Wirkungsquerschnitt

Für alle Ereignisse, die den Schnittbedingungen genügen, wird die invariante Masse des $(n\gamma\gamma)$ -Systems nach Gleichung (4.28) berechnet. Abbildung 4.20 zeigt das Massenspektrum. Anstatt eine Pikstruktur zu beobachten, erhält man eine flache Verteilung, die sehr wahrscheinlich im zufälligen Untergrund ihren Ursprung hat.

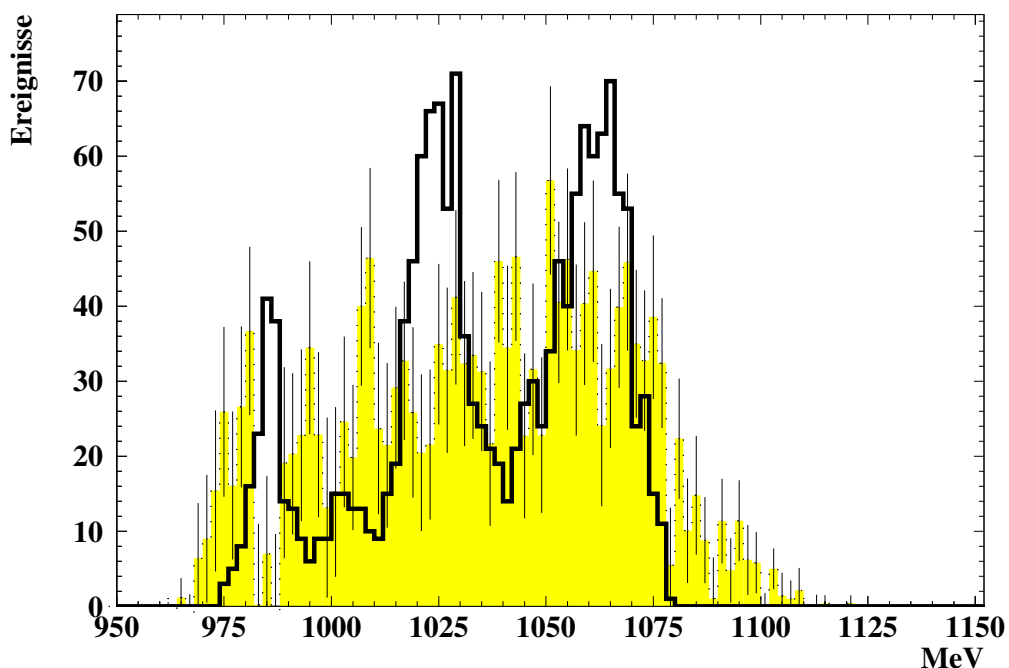


Abbildung 4.20: Invariante Masse des $(n\gamma\gamma)$ -Systems. Die Messdaten werden durch die gepunktete, farblich unterlegte Kurve und die Simulation durch die durchgezogene Kurve repräsentiert. Für weitere Erklärungen siehe Text.

Um dennoch Obergrenzen für differentielle Wirkungsquerschnitte anzugeben, wird angenommen, dass alle Ereignisse aus der Reaktion (4.27) stammen. Der winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitt bezüglich des Polarwinkels des Pions berechnet sich nach Gleichung (4.1). Um N_X festzulegen, wird wieder mit der Simulation verglichen. Für jede Resonanz wird der Bereich gewählt, in dem der entsprechende Pik mindestens 50 % Anteil am Gesamtspektrum hat. In diesem Bereich werden die Einträge gezählt, die im Experiment gefunden wurden. Abbildung 4.21 zeigt die aus der Simulation rekonstruierten invarianten Massen für verschiedene M_{X^0} , sowie das Gesamtspektrum. Die Ergebnisse werden im Kapitel 5.3 diskutiert.

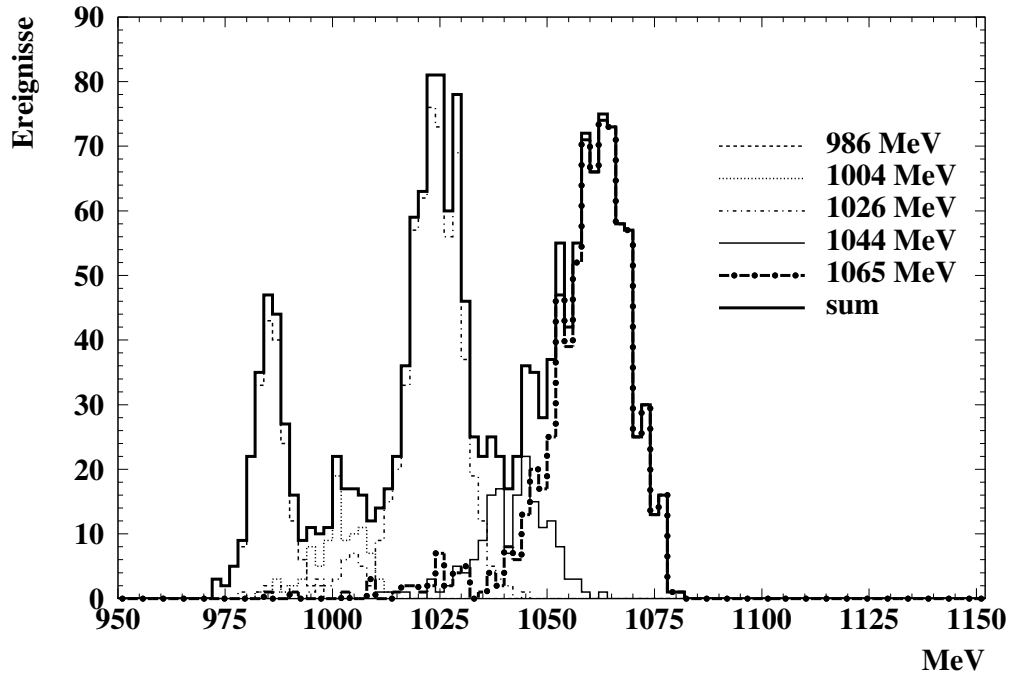


Abbildung 4.21: Rekonstruierte simulierte invariante Masse des $(n\gamma\gamma)$ -Systems. Für die Resonanz mit $M = 966$ MeV wurden keine Ereignisse rekonstruiert. Für weitere Erklärungen siehe Text.

4.3.5 Die systematischen Fehler

Die Bestimmung physikalischer Observablen ist immer mit einer systematischen Unsicherheit verbunden. Sie teilt sich in die nachfolgend zusammengestellten Einzelfehler auf:

Der einlaufende Photonenfluss: Der systematische Fehler bei der Ermittlung des einlaufenden Photonenflusses mit dem in Abschnitt 3.2.1 beschriebenen Verfahren wird abgeschätzt auf:

$$\frac{\Delta N_\gamma}{N_\gamma} = 2,0 \% \quad (4.44)$$

Die Massenbelegung des Targets: Etwaige Dichteschwankungen des flüssigen Wasserstoffs im Target und die Bestimmung der effektiven Targetlänge tragen zur Unsicherheit bei der Berechnung der Target-Massenbelegung bei (siehe Kapitel 3.3.1). Der systematische Fehler beträgt:

$$\frac{\Delta N_P}{N_P} = 1,5 \% \quad (4.45)$$

Die Simulation der Nachweiseffizienzen: Dieser systematische Fehler enthält einen Beitrag aus der Vermessung der Geometrie des Aufbaus, aus den Wirkungsquerschnitten, die in der Simulation verwendet werden und der Zuverlässigkeit der in der

Simulation verwendeten Verfahren. Er wird auf

$$\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} = 5,0 \% \quad (4.46)$$

geschätzt.

Zur Simulation des Neutronennachweises im TOF ist die Kenntnis der Energieschwellen notwendig. Sie wurden vor Beginn des Experimentes mit Hilfe eines ^{60}Co -Präparates auf $1 \text{ MeV}_{\text{ee}}$ eingestellt⁵ und so in die Simulation aufgenommen.

Durch Alterungsprozesse hat sich die Abschwächlänge vieler Szintillatoren von $\approx 4 \text{ m}$ auf weniger als 2 m verkürzt [Heh04]. Dadurch ist die Energieschwelle abhängig vom Nachweisort im TOF-Balken geworden. Dieser Effekt macht sich vor allem bei kleinen Neutronenenergien bemerkbar. Deshalb wird der systematische Fehler der Nachweiseffizienz für Reaktionen, in denen Neutronen nachgewiesen werden, mit

$$\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} = 10 \% \quad (4.47)$$

abgeschätzt.

Durch quadratische Addition der systematischen Einzelfehler ergibt sich ein gesamter systematischer Fehler von $5,6 \%$ für die Einfach- π^0 -Produktion und $10,3 \%$ für die Reaktionen $\gamma p \rightarrow n\pi^0\pi^+$ und $\gamma p \rightarrow n\gamma\pi^+$.

⁵Die Elektronäquivalentenergie von $1 \text{ MeV}_{\text{ee}}$ entspricht etwa 5 MeV deponierte Neutronenenergie.

Kapitel 5

Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden die Resultate des Experiments und der Analysen vorgestellt. Zunächst werden die Ergebnisse aus der Einfach- und Doppelpionproduktion gezeigt. Für die Einfach- π^0 -Produktion sind winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte bestimmt worden, während für die Doppelpionproduktion Invariante-Masse-Verteilungen untersucht worden sind. Danach folgen die Ergebnisse der Suche nach exotischen Resonanzen.

5.1 Einfach- π^0 -Produktion am Proton

In Abbildung 5.1 sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ für die Polarwinkel $\theta_{\pi^0}^* = 140^\circ, 150^\circ, 160^\circ$ und 170° gegen die Energie des einlaufenden Photons aufgetragen. Der Wirkungsquerschnitt wird von der $\Delta^+(1232)$ -Resonanz dominiert und hat sein Maximum bei $E_\gamma \approx 320$ MeV. Für Photonenergien $E_\gamma > 500$ MeV beginnt das zweite Resonanzgebiet, in dem hauptsächlich die $D_{13}(1520)$ -Resonanz beiträgt.

Die Wirkungsquerschnitte werden mit Daten von [Leu01] verglichen. Diese wurden bei einer unabhängigen Messung 1995/96 mit dem TAPS-Detektor an MAMI bestimmt. Bei diesem Experiment war TAPS in sechs Blöcken mit je 8×8 BaF₂-Kristallen und einer Vorwärtswand mit 120 Kristallen aufgebaut. Weiterhin werden die Daten mit den Ergebnissen der MAID2003-Analyse [Dre99] und dem dynamischen Modell DMT [Kam01] verglichen.

Die Übereinstimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte mit [Leu01] ist für $E_\gamma < 600$ MeV sehr gut. Oberhalb von $E_\gamma = 600$ MeV ergeben sich systematische Unterschiede für die Winkel $\theta_{\pi^0}^* = 150^\circ$ und 160° . Der Vergleich mit MAID2003 zeigt, dass die Wirkungsquerschnitte bis auf wenige Prozent sehr gut reproduziert werden können. Jedoch zeigen sich im Energiebereich von $350 \text{ MeV} < E_\gamma < 500 \text{ MeV}$ Abweichungen von der MAID-Lösung. In diesem Bereich werden die Daten vom DMT-Modell besser beschrieben. Im Gegensatz dazu unterschätzt das DMT-Modell die Wirkungsquerschnitte im zweiten Resonanzgebiet ab 600 MeV Photonenergie.

Die Abbildungen 5.2 bis 5.10 zeigen die differentiellen Wirkungsquerschnitte aufgetragen gegen den Pionpolarwinkel im Schwerpunktsystem. Ab einer Photonenergie von $E_\gamma = 600$ MeV zeigen die Daten von [Leu01] sehr kleine Wirkungsquerschnitte für die Polarwinkel $\theta_{\pi^0}^* = 150^\circ$ und 160° , die dann für noch größere Polarwinkel wieder ansteigen. Die Daten dieser Arbeit zeigen diesen Effekt jedoch nicht, sondern folgen dem Verlauf

von MAID2003. Es ist zu vermuten, dass die komplizierte Pion-Effizienz des damaligen TAPS-Aufbaus diese Unterschätzung der Wirkungsquerschnitte hervorruft. Es ist möglich, dass bei der Simulation der Effizienz zu wenig Ereignisse in dieser kinematischen Region erwürfelt wurden, da für die Startverteilung reale Wirkungsquerschnitte herangezogen wurden. Dafür spricht auch die Tatsache, dass die Effizienzen in dieser Region stark fluktuieren. Abbildung 5.11 zeigt die in [Leu01] verwendete Effizienz, in der diese Fluktuationen zu erkennen sind.

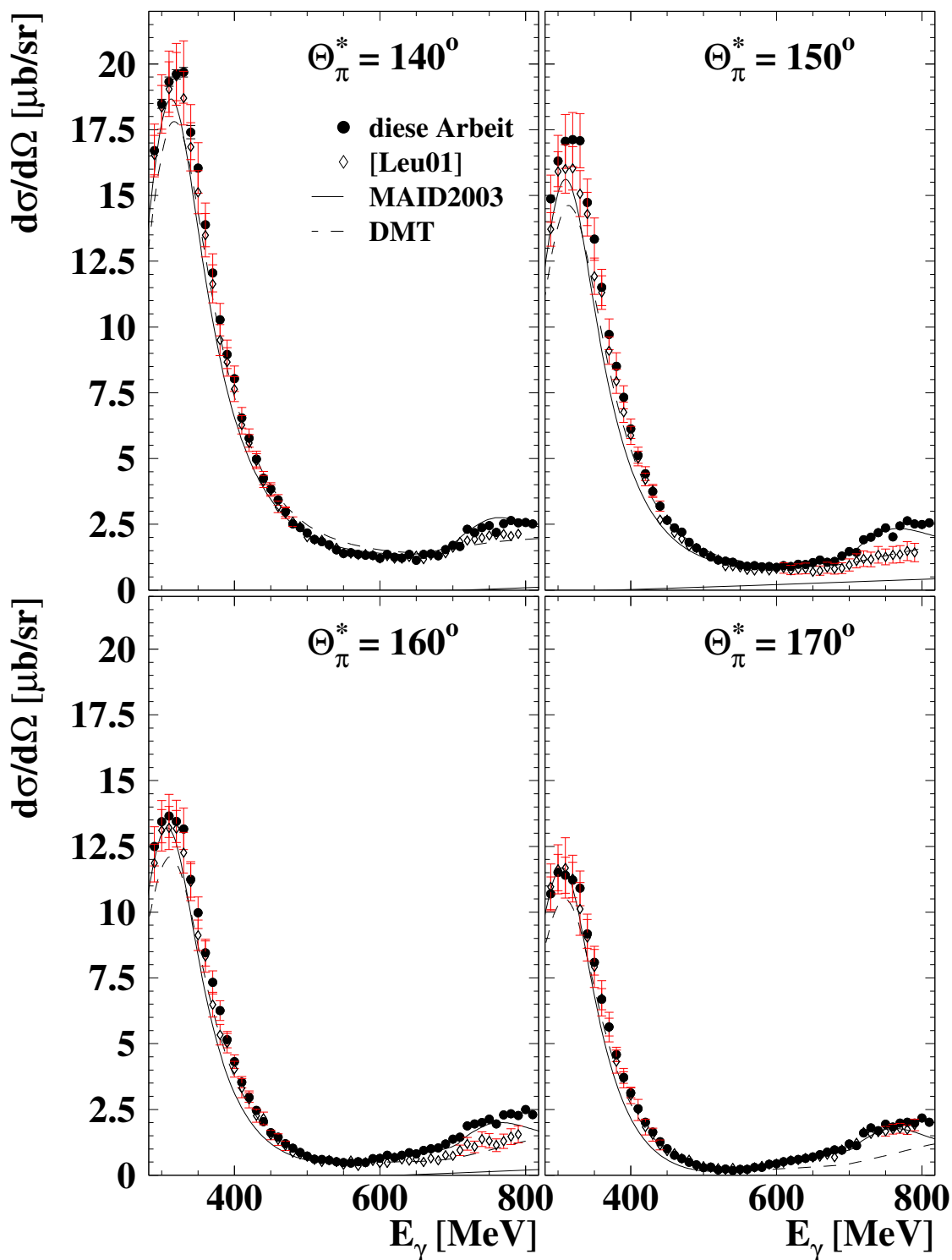


Abbildung 5.1: Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ für $\theta_{\pi^0}^* = (140^\circ - 170^\circ)$. Die Datenpunkte sind mit ihren statistischen und systematischen Fehlern dargestellt.

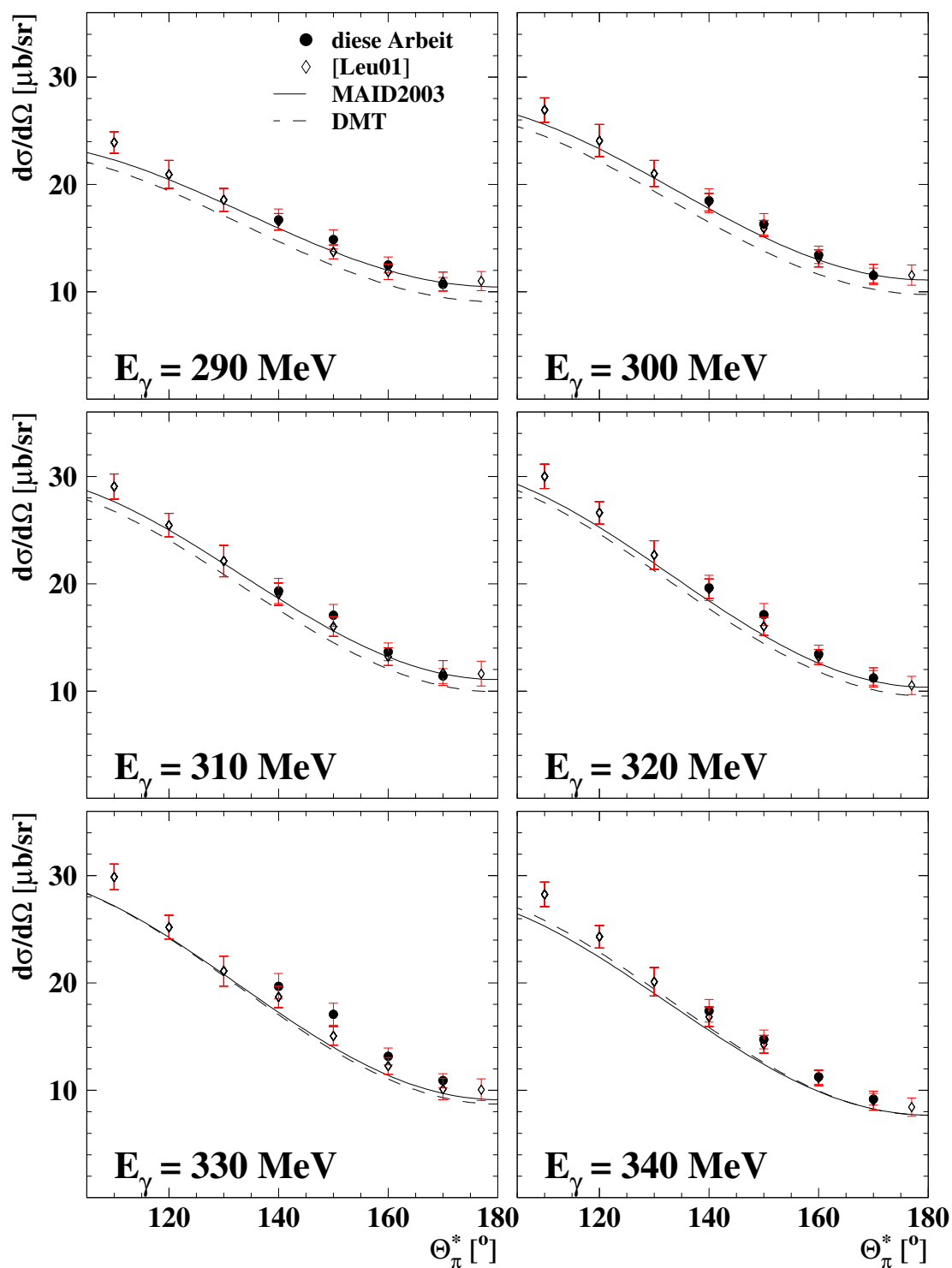


Abbildung 5.2: Winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ für $E_\gamma = (290 - 340) \text{ MeV}$. Die Datenpunkte sind mit ihren statistischen und systematischen Fehlern dargestellt.

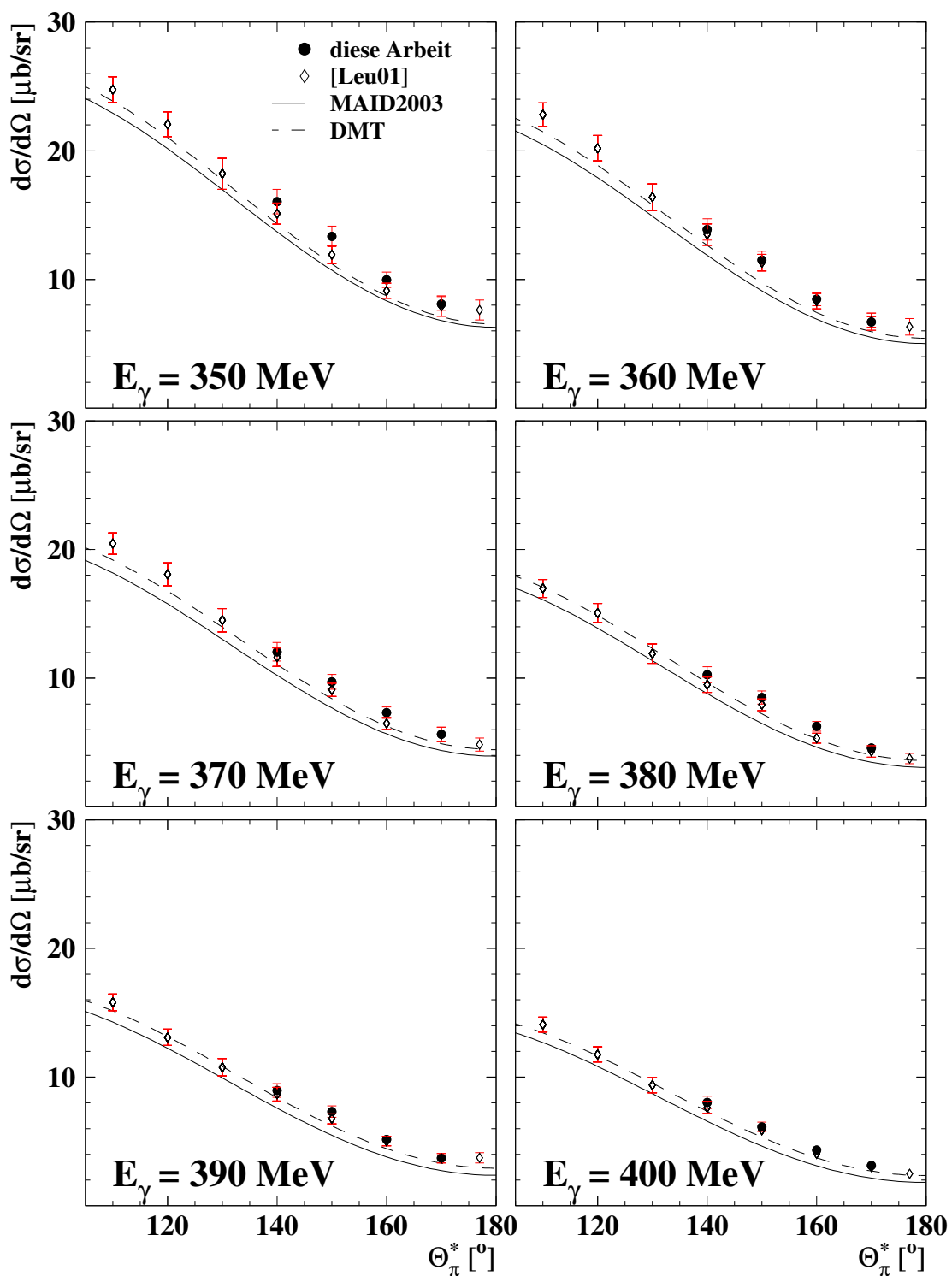


Abbildung 5.3: Winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ für $E_\gamma = (350 - 400)$ MeV. Die Datenpunkte sind mit ihren statistischen und systematischen Fehlern dargestellt.

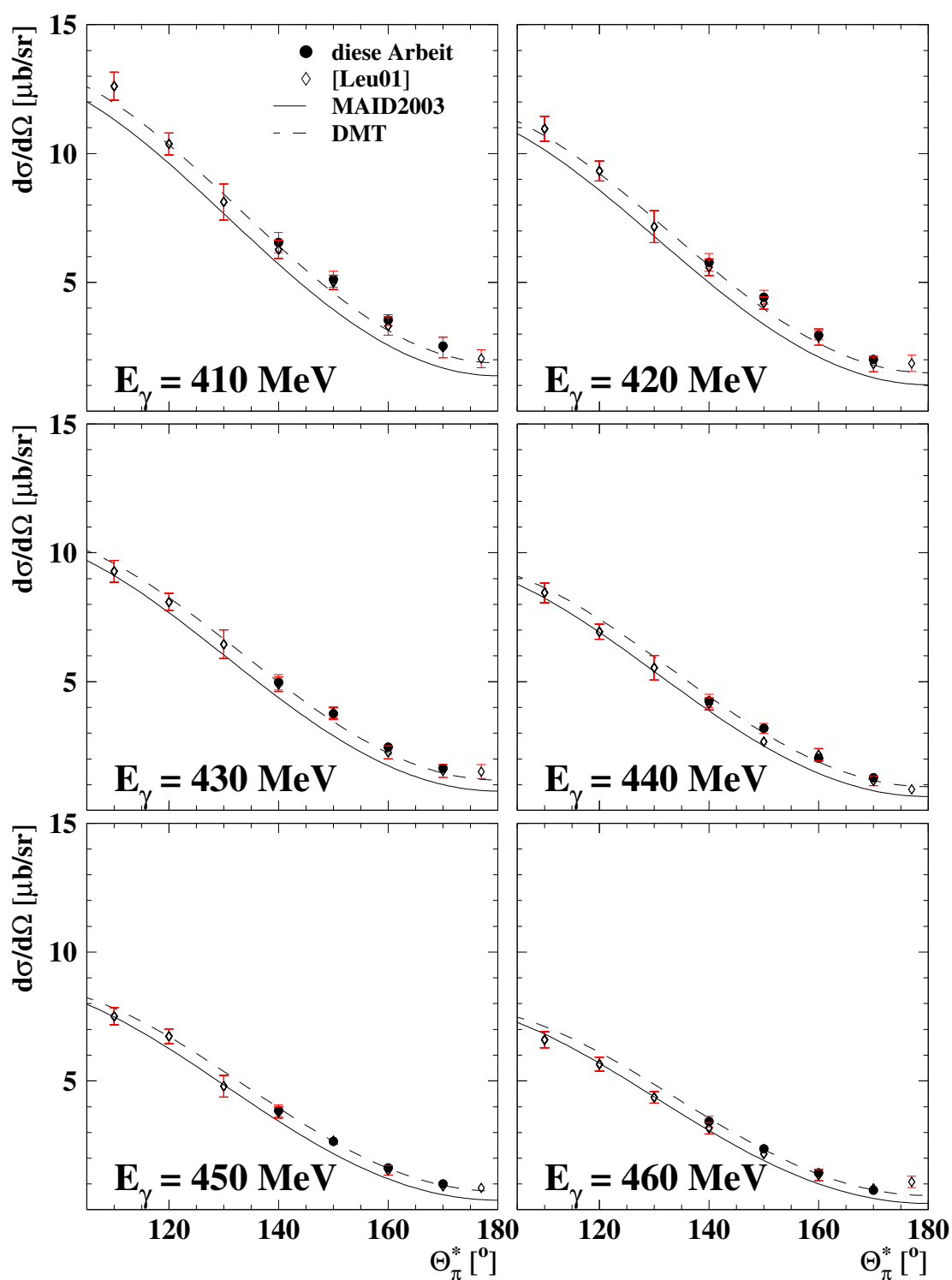


Abbildung 5.4: Winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ für $E_\gamma = (410 - 460)$ MeV. Die Datenpunkte sind mit ihren statistischen und systematischen Fehlern dargestellt.

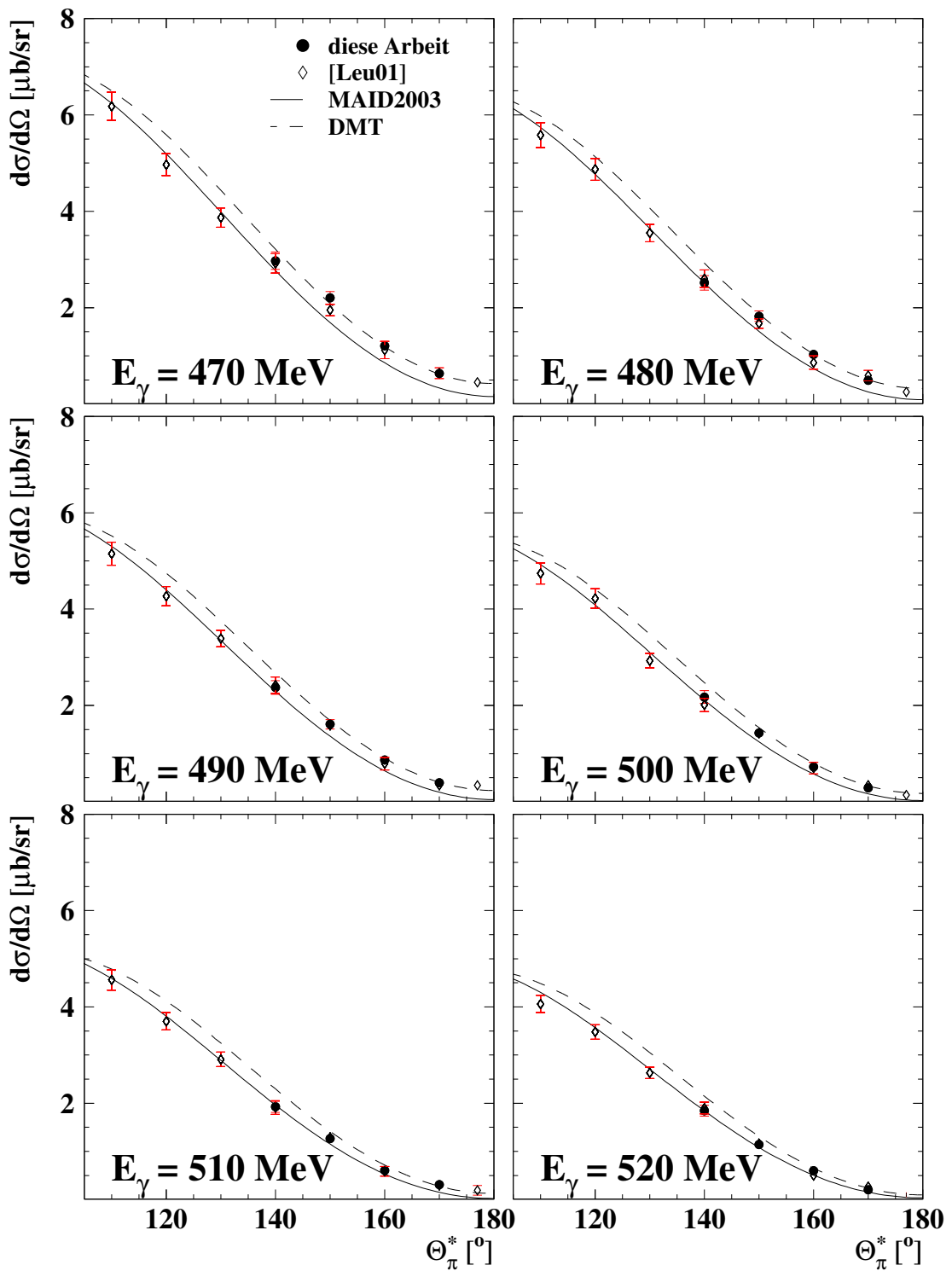


Abbildung 5.5: Winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ für $E_\gamma = (470 - 520)$ MeV. Die Datenpunkte sind mit ihren statistischen und systematischen Fehlern dargestellt.

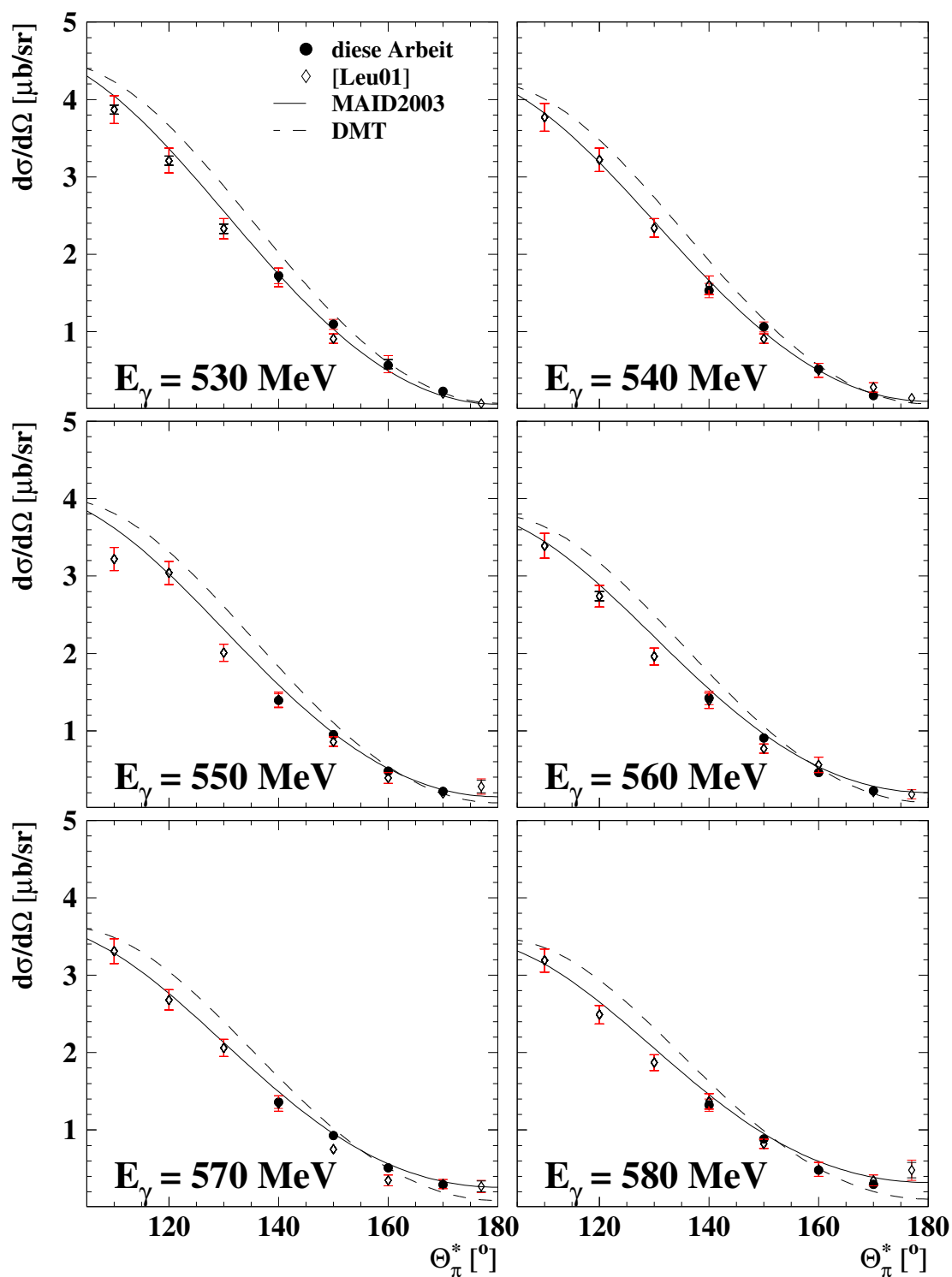


Abbildung 5.6: Winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ für $E_\gamma = (530 - 580)$ MeV. Die Datenpunkte sind mit ihren statistischen und systematischen Fehlern dargestellt.

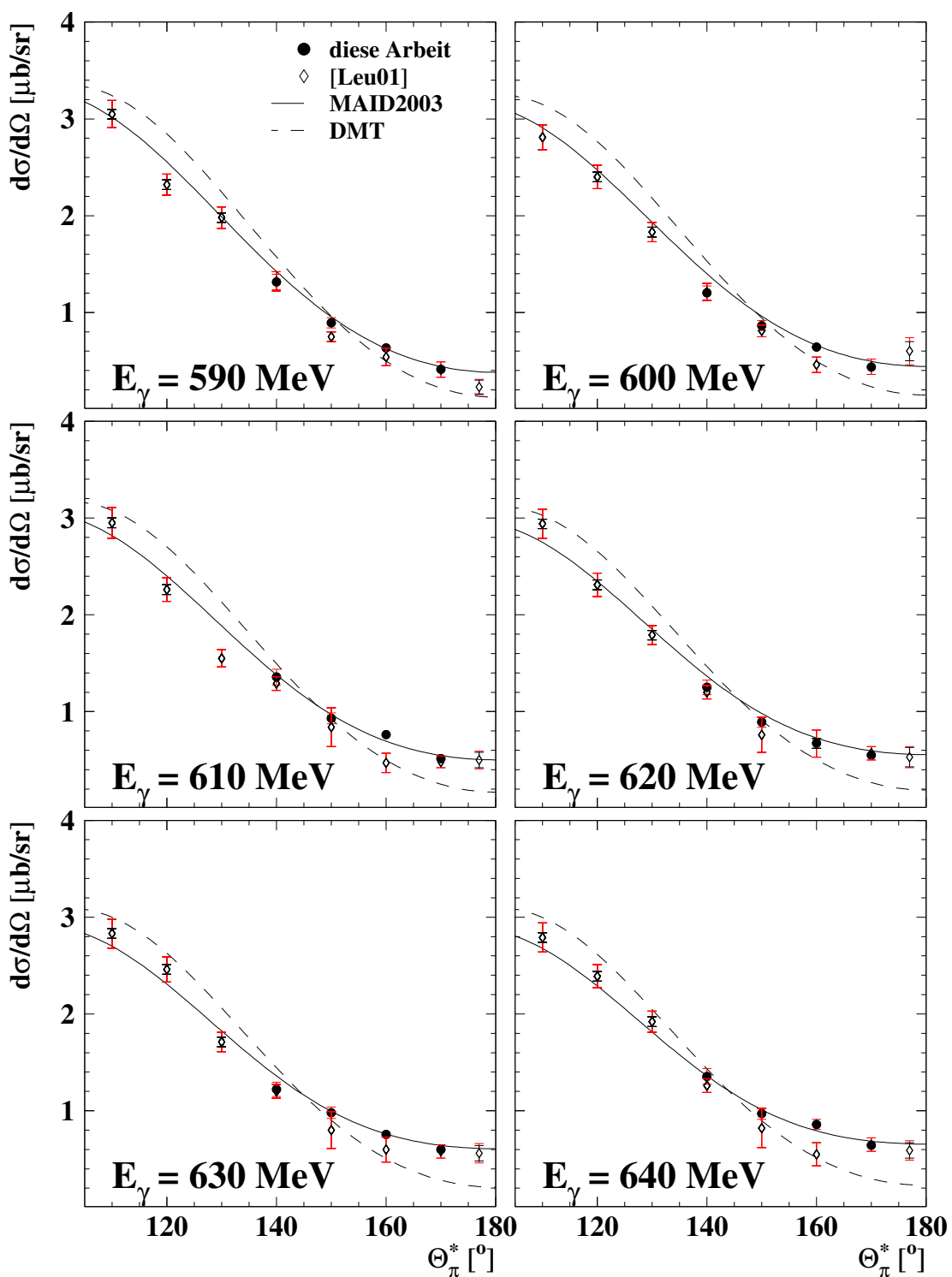


Abbildung 5.7: Winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ für $E_\gamma = (590 - 640)$ MeV. Die Datenpunkte sind mit ihren statistischen und systematischen Fehlern dargestellt.

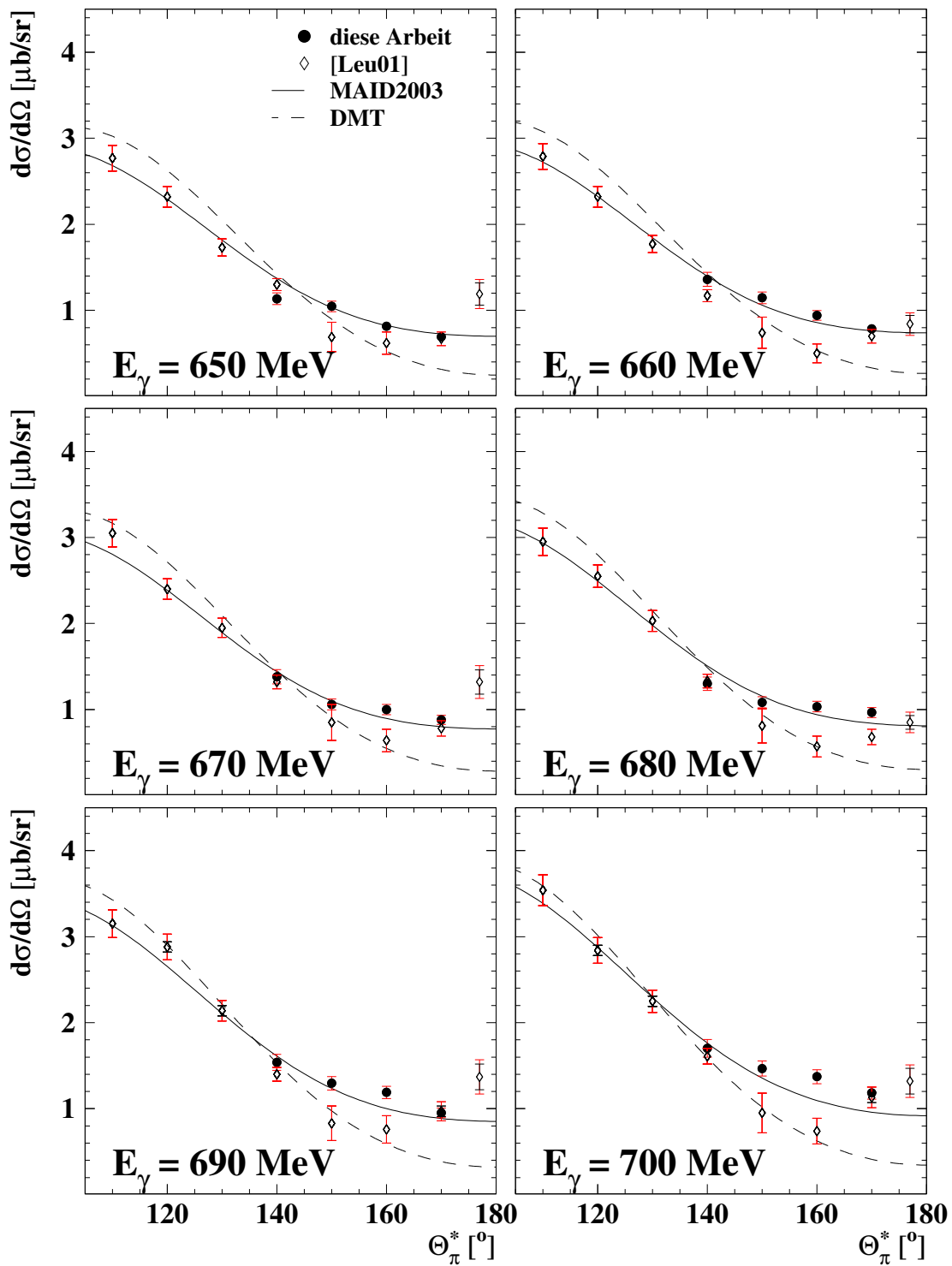


Abbildung 5.8: Winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ für $E_\gamma = (650 - 700)$ MeV. Die Datenpunkte sind mit ihren statistischen und systematischen Fehlern dargestellt.

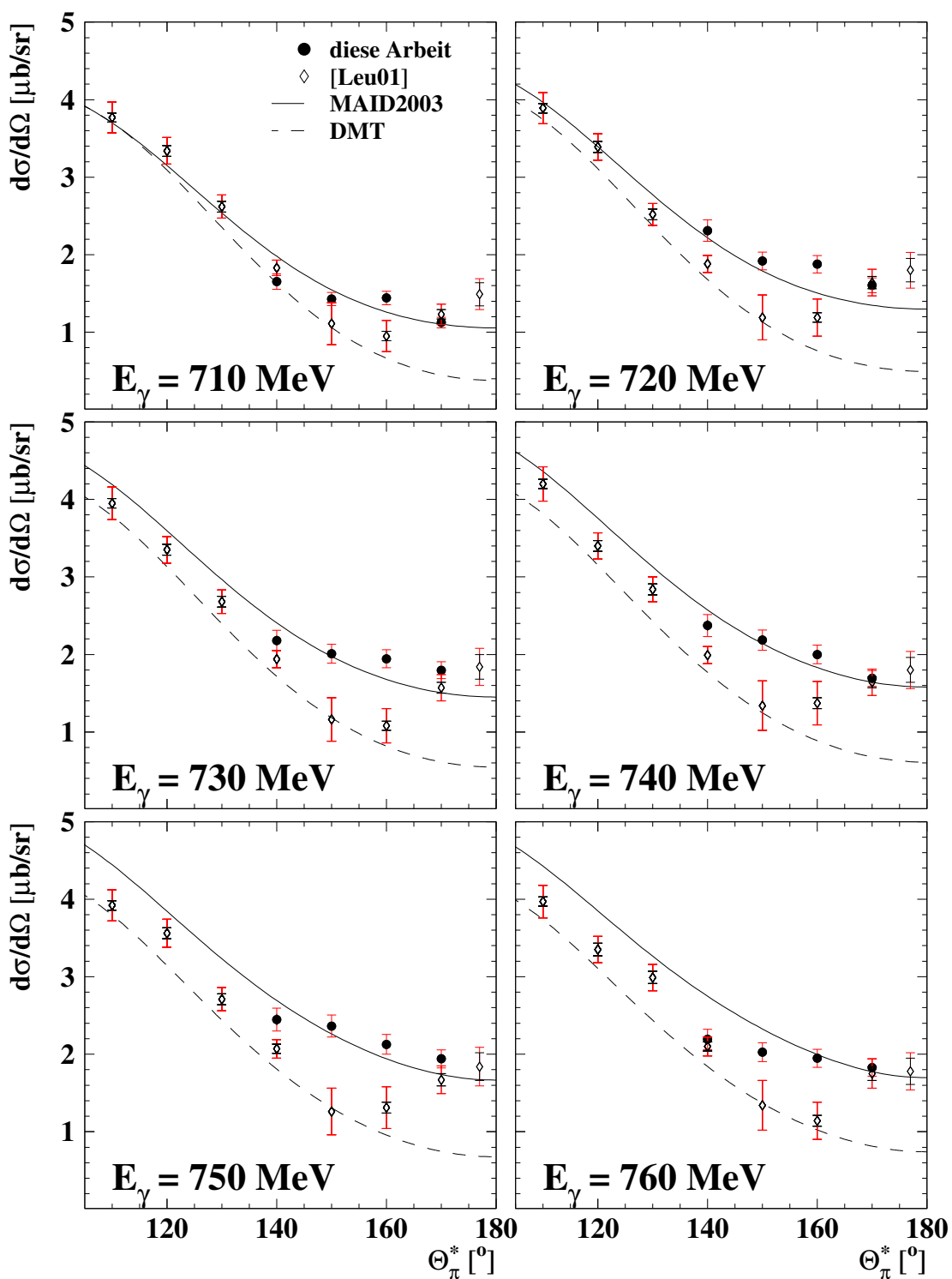


Abbildung 5.9: Winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ für $E_\gamma = (710 - 760)$ MeV. Die Datenpunkte sind mit ihren statistischen und systematischen Fehlern dargestellt.

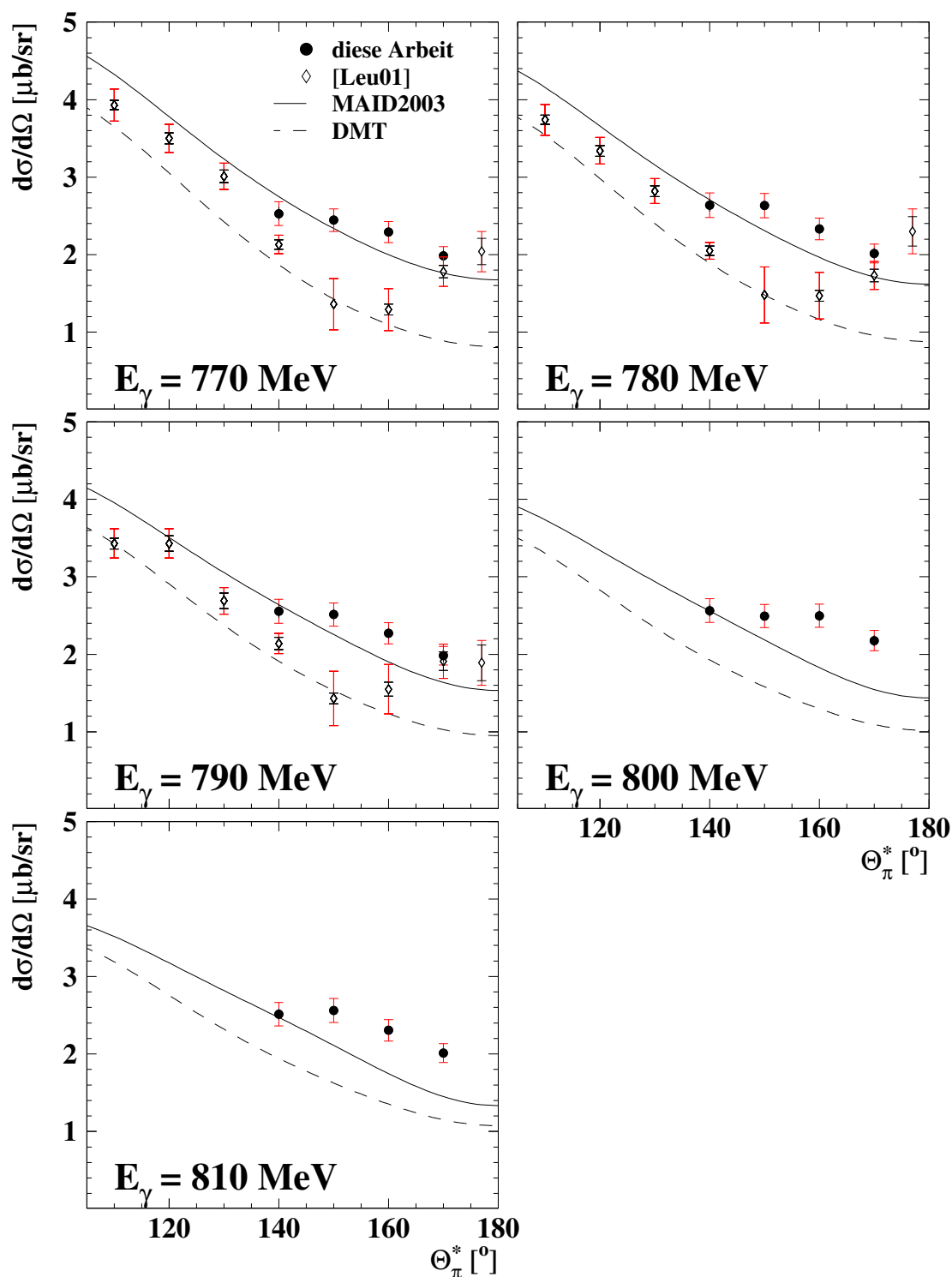


Abbildung 5.10: Winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ für $E_\gamma = (770 - 810)$ MeV. Die Datenpunkte sind mit ihren statistischen und systematischen Fehlern dargestellt.

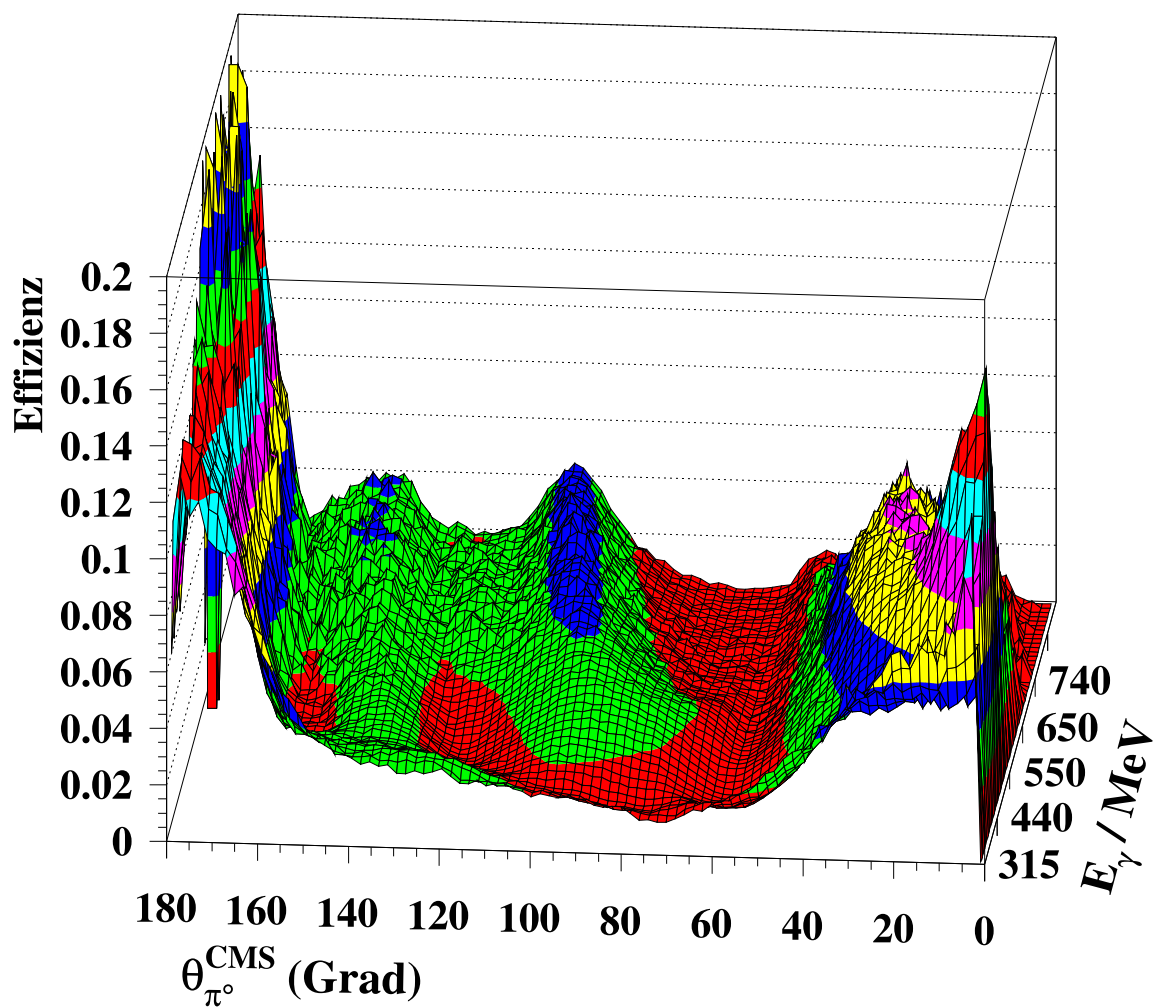


Abbildung 5.11: Die π^0 -Nachweiswahrscheinlichkeit in TAPS während der Experimentierphase im Jahre 1995/96 (entnommen aus [Leu01]).

5.2 Die Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^0\pi^+$

Die Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^0\pi^+$ hat im Ausgangskanal die gleiche Signatur wie die Reaktion $\gamma p \rightarrow n\gamma\pi^+$ und ist deshalb ideal zum Testen der Analysesoftware und des experimentellen Aufbaus. Zur Untersuchung werden invariante Massen von jeweils zwei der drei Teilchen im Endzustand gebildet. Sie geben Aufschluss über Zwischenzustände eines Mehrkörperprozesses.

Abbildung 5.13 zeigt Verteilungen der invarianten Massen des $(n\pi^0)$ -Systems für verschiedene Photonenergien. Zusätzlich ist die Phasenraumverteilung (durchgezogene Linie) eingezeichnet, die sich allein auf die Drei-Körper-Kinematik stützt. Es ist eine deutliche Überhöhung im Bereich der $\Delta^0(1232)$ -Resonanz zu erkennen. Die gestrichelte Linie resultiert aus der Simulation der Reaktion $\gamma p \rightarrow \Delta^0\pi^+ \rightarrow n\pi^0\pi^+$. Sie repräsentiert den Δ^0 -Phasenraum. Im Rahmen der Fehlergenauigkeit beschreibt er die Daten fast vollständig. Ebenso zeigt die Invariante-Masse-Verteilung des $(n\pi^+)$ -Systems in Abbildung 5.14 eine deutliche Struktur, jedoch nicht in der $\Delta^+(1232)$ -Resonanzregion. Auch hier werden die Daten wieder gut von der Simulation des Δ^0 -Phasenraumes beschrieben.

Das bestätigt die Annahme im Modell von Gómez Tejedor und Oset [Gom96], dass die $\Delta(1232)$ -Resonanz den Kanal dominiert. Im wesentlichen tragen hier der $\Delta(1232)$ -Kroll-Rudermann- und der $\Delta(1232)$ -Pion-Pol-Term bei (Abbildung 5.12). Da diese Terme für neutrale Pionen stark unterdrückt sind, muss das erste abgestrahlte Pion ein geladenes sein. Deshalb ist der $(\Delta^+\pi^0)$ -Zwischenzustand unterdrückt, und die Reaktion läuft über $(\Delta^0\pi^+)$ ab. Dies ist auch im Einklang mit den Beobachtungen in [Lan01], einem weiteren TAPS-Experiment aus den Jahren 1995/96 zur Doppel-Pionproduktion am Proton.

Mit der invarianten Masse des $(\pi^0\pi^+)$ -Systems können mesonische Resonanzen untersucht werden. Abbildung 5.15 zeigt diese Verteilungen für verschiedene Photonenergien. Für kleine Photonenergien ($E_\gamma < 650$ MeV) sind keine Anzeichen für eine resonante Struktur zu sehen. Die Verteilung der Datenpunkte stimmt sowohl mit der Phasenraumverteilung als auch der Simulation mit der Δ^0 -Resonanz als Zwischenzustand überein. Für größere Photonenergien erkennt man eine kleine Struktur, die ebenfalls durch den Δ^0 -Phasenraum beschrieben wird. In [Lan01] wurde diese Struktur ebenfalls beobachtet. Sie wurde dort aber als Beitrag der mesonischen Resonanz $\rho(770)$ gedeutet [Nac01].

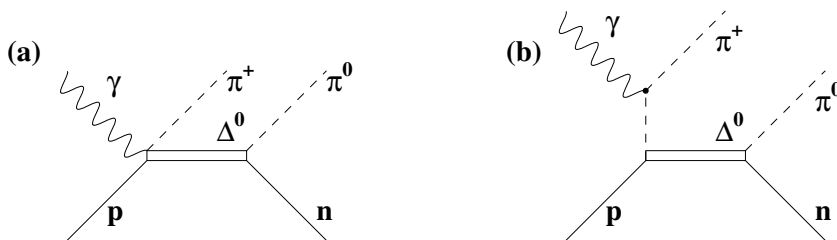


Abbildung 5.12: Δ -Kroll-Rudermann- (a) und Δ -Pion-Pol-Graph (b) für die Reaktion $\gamma p \rightarrow \Delta^0\pi^+ \rightarrow n\pi^0\pi^+$

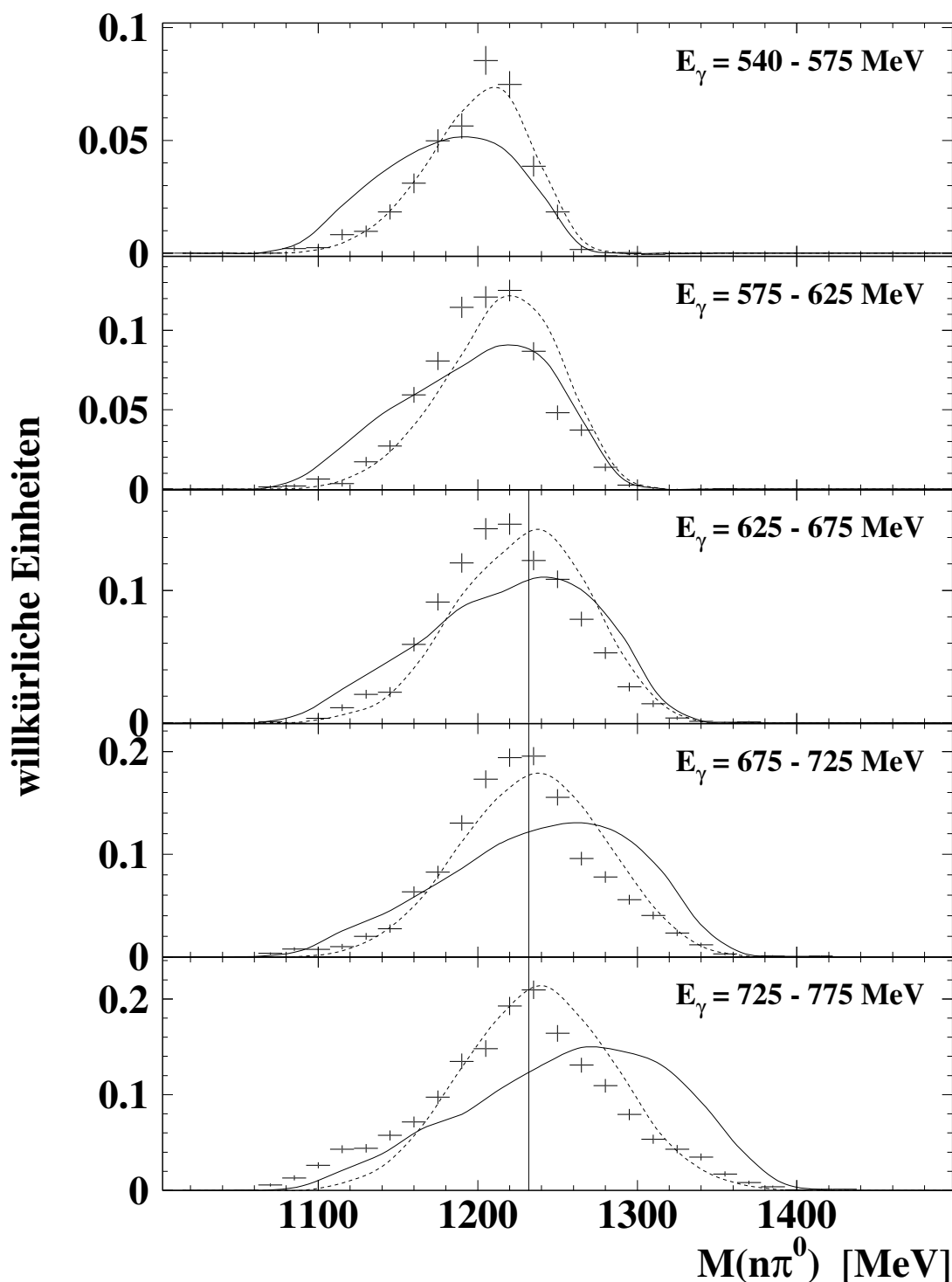


Abbildung 5.13: Invariante Massen des $(n\pi^0)$ -Systems für die Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^0\pi^+$. Die gestrichelte Linie zeigt den simulierten Prozess $\gamma p \rightarrow \Delta^0\pi^+ \rightarrow n\pi^0\pi^+$, während die durchgezogene Linie den Verlauf der Phasenraumverteilung darstellt. Die senkrechte Linie markiert die Lage der $\Delta(1232)$ -Resonanz. Alle Datenpunkte sind nur mit ihren statistischen Fehlern dargestellt.

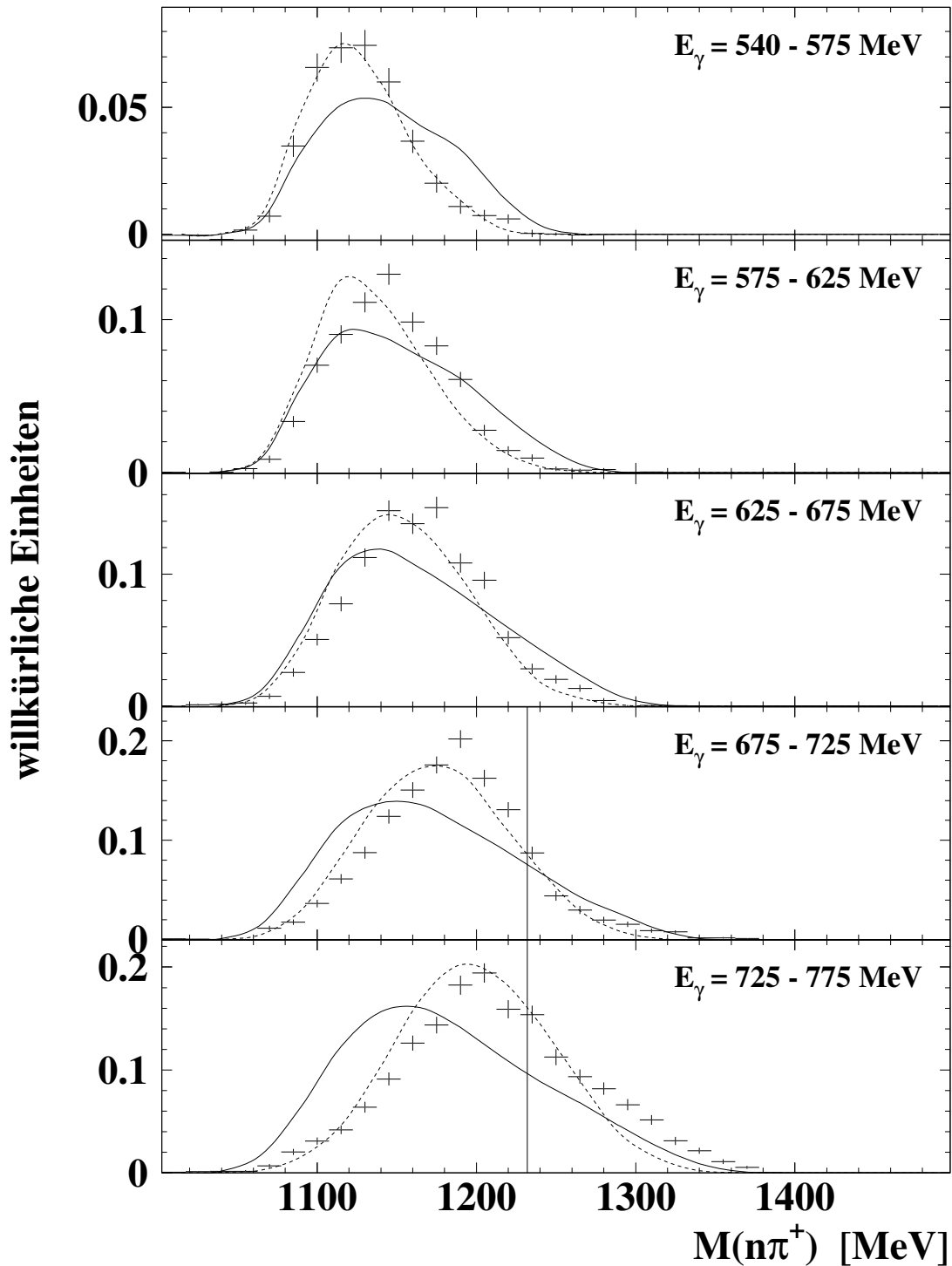


Abbildung 5.14: Invariante Massen des $(n\pi^+)$ -Systems für die Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^0\pi^+$. Die gestrichelte Linie zeigt den simulierten Prozess $\gamma p \rightarrow \Delta^0\pi^+ \rightarrow n\pi^0\pi^+$, während die durchgezogene Linie den Verlauf der Phasenraumverteilung darstellt. Die senkrechte Linie markiert die Lage der $\Delta(1232)$ -Resonanz. Alle Datenpunkte sind nur mit ihren statistischen Fehlern dargestellt.

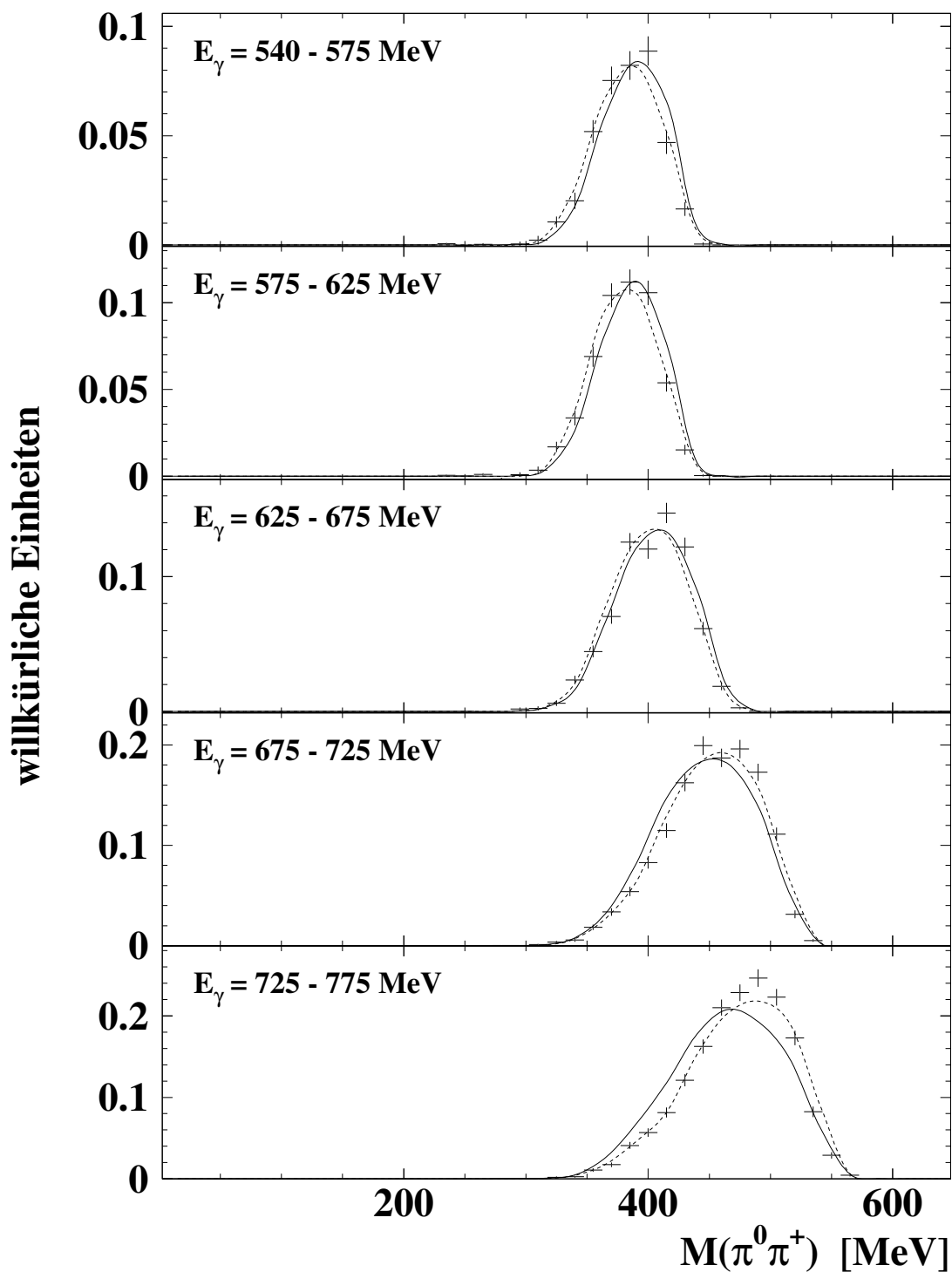


Abbildung 5.15: Invariante Massen des $(\pi^0\pi^+)$ -Systems für die Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^0\pi^+$. Die gestrichelte Linie zeigt den simulierten Prozess $\gamma p \rightarrow \Delta^0\pi^+ \rightarrow n\pi^0\pi^+$, während die durchgezogene Linie den Verlauf der Phasenraumverteilung darstellt. Alle Datenpunkte sind nur mit ihren statistischen Fehlern dargestellt.

5.3 Die Reaktion $\gamma p \rightarrow n \gamma \gamma \pi^+$

Die Messung der Reaktion $\gamma p \rightarrow n \gamma \gamma \pi^+$ war durch die Suche nach exotischen Resonanzen unterhalb der Pionproduktionsschwelle motiviert. Jedoch wurden keine statistisch signifikanten Strukturen gefunden, die auf die Existenz dieser exotischen Resonanzen schließen lassen.

Unter der Annahme, dass dennoch alle rekonstruierten Ereignisse aus Übergängen der exotischen Resonanzen stammen würden, sind folgende Werte als Obergrenzen für die differentiellen Wirkungsquerschnitte gefunden worden:

| M_{X^0} MeV | $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{\pi^+} = 10^\circ, E_\gamma = 619 \text{ MeV})$ nb / sr |
|------------------|---|
| 966 | |
| 986 | $77,18 \pm 14,73 \pm 7,95$ |
| 1004 | $80,21 \pm 9,75 \pm 8,26$ |
| 1026 | $84,79 \pm 7,43 \pm 8,73$ |
| 1044 | $60,07 \pm 7,17 \pm 6,19$ |
| 1065 | $89,98 \pm 6,08 \pm 9,27$ |

Bei dieser Berechnung wurde über einen Energiebereich der einlaufenden Photonen von $547 \text{ MeV} < E_\gamma < 697 \text{ MeV}$ und über den Pionpolarwinkelbereich von $5^\circ < \theta_{\pi^+} < 15^\circ$ integriert.

Abbildung 5.16 zeigt die Invariante-Masse-Verteilungen des $(n\gamma\gamma)$ -Systems für drei verschiedene Photonenergieintervalle. Sie werden mit der simulierten Phasenraumverteilung verglichen. Im untersten Bild sind zwei simulierte Resonanzen mit $M = 1004$ und 1044 MeV eingetragen, die im Experiment von Tatischeff [Tat97] gefunden wurden. Die dritte Resonanz mit $M = 1094 \text{ MeV}$ wird nicht berücksichtigt, da sie über der Pionschwelle liegt. In Abbildung 5.17 sind noch einmal die gleichen Invariante-Masse-Verteilungen aufgetragen. Jedoch werden sie hier mit einer Simulation verglichen, die auf die Massenformel von Fil'kov [Fil03, Fil04] aufbaut.

Innerhalb der statistischen Fehler lassen sich keine Resonanzen nachweisen. In einer weiteren Auswertung zur Pion-Polarisierbarkeit wurde für die Reaktion

$$\gamma p \rightarrow n \gamma \pi^+$$

ebenfalls nach exotischen Resonanz gesucht. Auch hier wurden keine statistisch signifikanten Strukturen gefunden [Kas04].

Das Null-Resultat dieser Messung bedeutet jedoch nicht zwangsläufig, dass die gesuchten Resonanzen nicht existieren. Sowohl in [Tat97] als auch in [Fil01] wurden die Strukturen in hadronischen Reaktionen gesehen. Hier gibt es weitere Produktionskanäle für die Resonanzen, die zum Beispiel Dibaryonzustände als Zwischenzustände besitzen können. Auf der anderen Seite muss geklärt werden, ob nicht Dibaryonzustände, sofern sie existieren, die beobachteten resonanzartigen Strukturen als Artefakte erscheinen lassen. Dafür wäre es sinnvoll, die hadronischen Experimente mit höherer Genauigkeit zu wiederholen.

Eine Wiederholung dieses Experimentes mit reellen Photonen wäre nur dann sinnvoll, wenn die Obergrenze des Wirkungsquerschnittes um mindestens eine Größenordnung verkleinert werden könnte. Eine größere Raumwinkelakzeptanz ist dafür unabdingbar.

Im Idealfall könnten 4π -Detektoren, wie beispielsweise Crystal Ball & TAPS, den Raumwinkel fast vollständig abdecken. Obwohl beide Detektoren eine höhere Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen haben, ist es jedoch nicht möglich deren Energie im Crystal Ball mit der Flugzeitmethode zu bestimmen. Dessen Kristalle befinden sich mit rund 25 cm Abstand zu nah am Target. Außerdem lässt sich der Wechselwirkungspunkt im über 40 cm langen Kristall nicht ermitteln, was zu einer weiteren Unsicherheit bei der Flugzeitbestimmung führt. Jedoch lassen sich die Photonen und geladenen Pionen mit guter Energie- und Ortsauflösung ($\sigma_E/E \approx 1,7\%/(E(\text{GeV}))^{0,4}$, $\sigma_\theta = 2^\circ - 3^\circ$, $\sigma_\phi = 2^\circ/\sin\theta$ für Photonen [MAMI03]) messen. Man könnte für jedes Ereignis mit einem oder zwei detektierten Photonen und einem geladenen Pion die fehlende Masse bestimmen. Für alle Ereignisse, bei der die fehlende Masse der Neutronenmasse entspricht, könnten dann vergleichbare Invariante-Masse-Spektren aufgebaut werden. Zur Suche könnte der Datensatz zur Bestimmung des magnetischen Momentes der $\Delta^+(1232)$ -Resonanz [MAMI03] verwendet werden. Eine Simulation sollte jedoch zuerst zeigen, ob es möglich ist, die Resonanzen hinreichend gut aufzulösen.

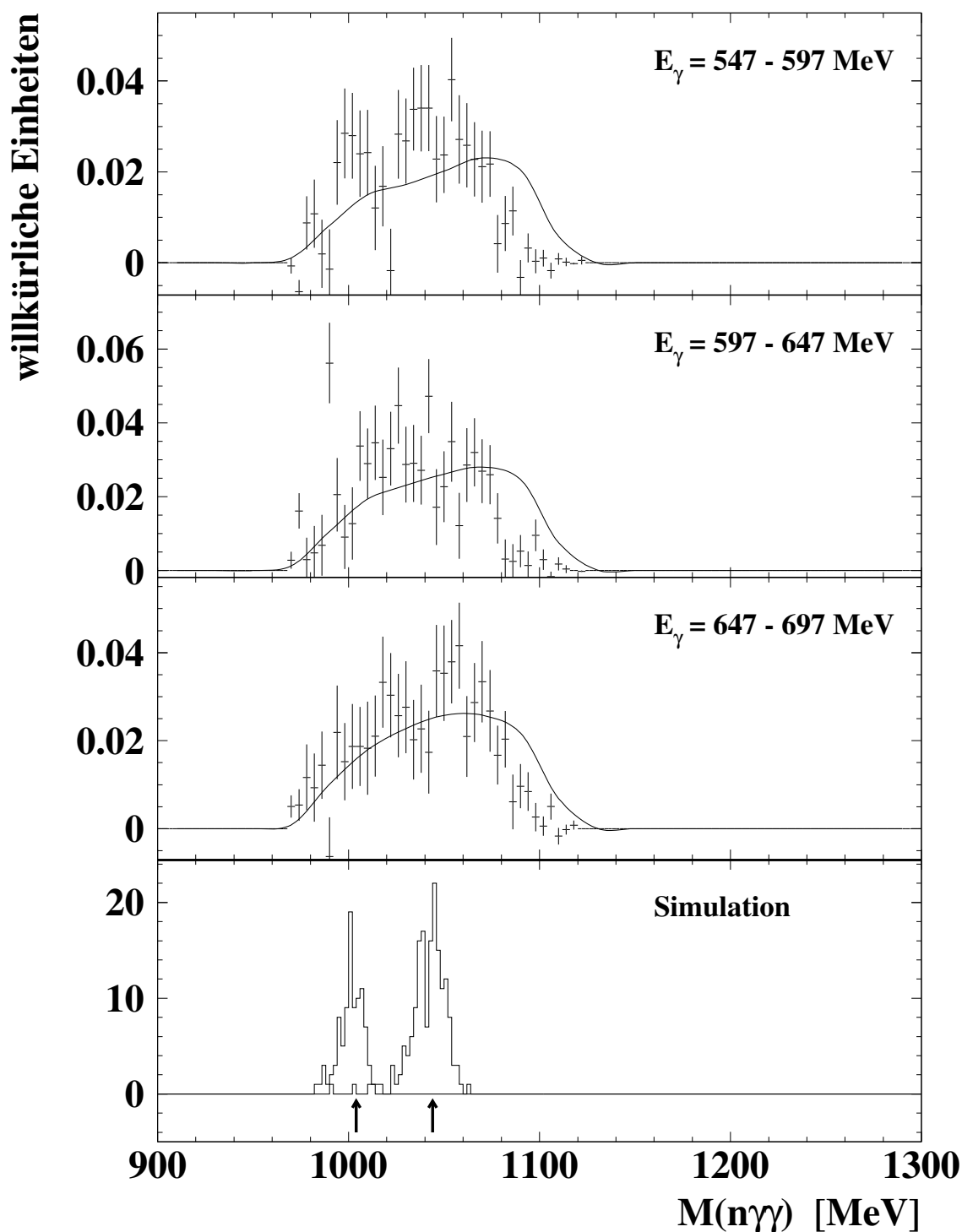


Abbildung 5.16: Invariante Massen des $(n\gamma\gamma)$ -Systems für die Reaktion $\gamma p \rightarrow n\gamma\gamma\pi^+$. Die oberen drei Abbildungen zeigen Messdaten mit statistischen Fehlern. Sie werden mit dem Verlauf des Phasenraumes (durchgezogene Linie) verglichen. Das untere Bild zeigt rekonstruierte simulierte invariante Massen, die in [Tat97] gefunden wurden. Die Pfeile zeigen die Resonanzpositionen an.

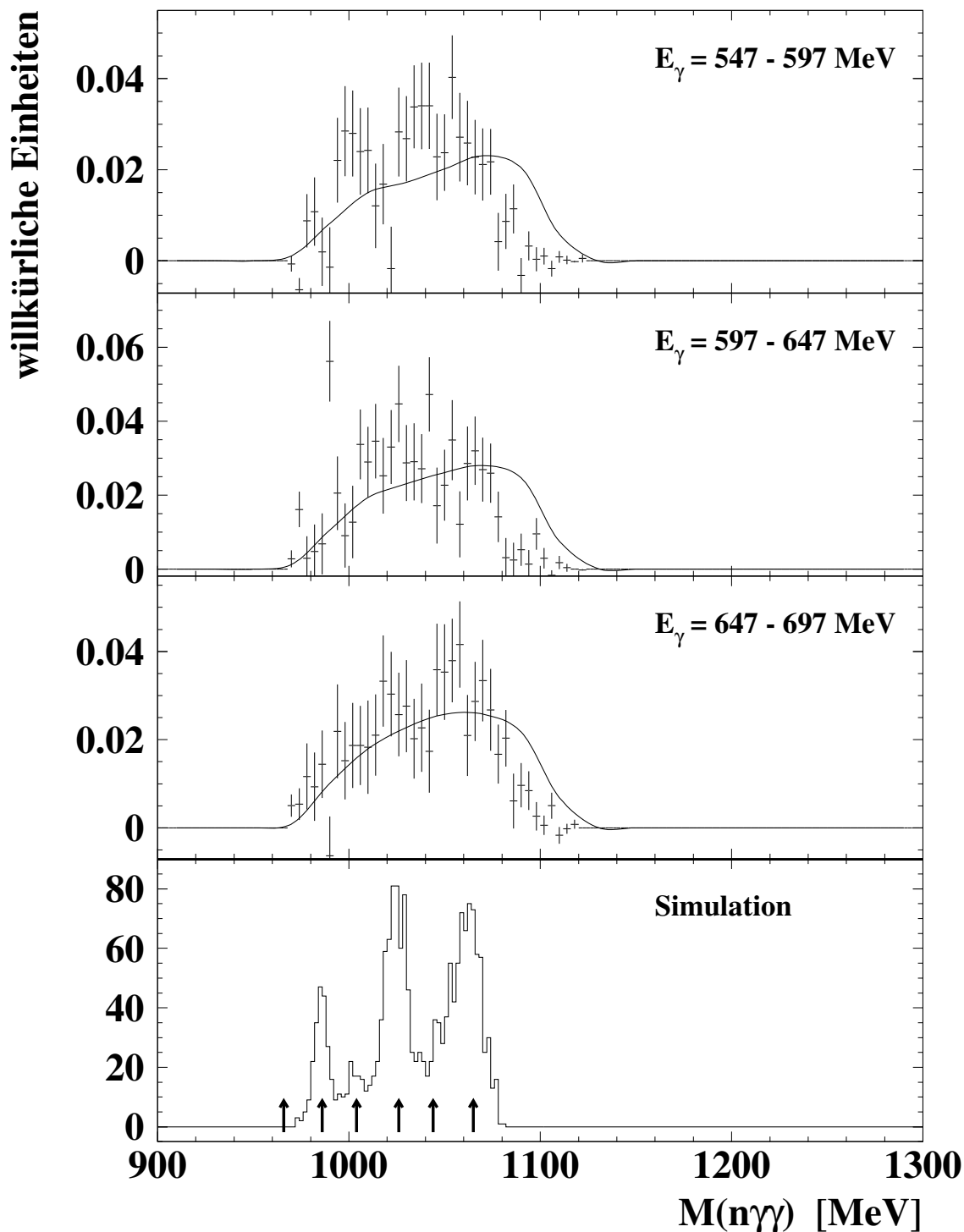


Abbildung 5.17: Invariante Massen des $(n\gamma\gamma)$ -Systems für die Reaktion $\gamma p \rightarrow n\gamma\gamma\pi^+$. Die oberen drei Abbildungen zeigen Messdaten mit statistischen Fehlern. Sie werden mit dem Verlauf des Phasenraumes (durchgezogene Linie) verglichen. Das untere Bild zeigt rekonstruierte simulierte invariante Massen die von L. Fil'kov erwartet werden ([Fil03, Fil04]). Die Pfeile zeigen die Resonanzpositionen an.

Anhang A

Berechnung kinematischer Größen

A.1 Berechnung des Pion-Polarwinkels im Schwerpunktsystem für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$

Für die relativistischen Variablen $\beta = v/c$ und $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ gilt:

$$\beta = \frac{E_\gamma}{E_\gamma + M_P}$$

$$\gamma = \frac{E_\gamma + M_P}{\sqrt{2E_\gamma M_P + M_P^2}}$$

wobei E_γ die Energie des einlaufenden Photons und M_P die Masse des Protons ist. Da sich das einlaufende Photon per Definition in z -Richtung bewegt, transformiert sich der Pionimpuls mit:

$$p_{x,cm} = p_x$$

$$p_{y,cm} = p_y$$

$$p_{z,cm} = \gamma p_z - \beta\gamma E_\pi$$

wobei E_π die Energie des Pions bezeichnet. Für den Polarwinkel im Schwerpunktsystem θ_π^* folgt:

$$\theta_\pi^* = \arccos\left(\frac{p_{z,cm}}{p_{cm}}\right) \quad (\text{A.1})$$

mit

$$p_{cm} = \sqrt{p_{x,cm}^2 + p_{y,cm}^2 + p_{z,cm}^2}$$

A.2 Zwei-Körper-Kinematik

Bei Reaktionen mit zwei Teilchen im Endzustand ist es ausreichend, nur ein Teilchen nachzuweisen, um die Kinematik vollständig festzulegen, wenn der Eingangskanal bekannt ist. In diesem Experiment ist der Vierer-Vektor des einlaufenden γ -Quants, das sich in z -Richtung bewegt, gegeben durch

$$P_\gamma = (E_\gamma, 0, 0, E_\gamma)^\dagger$$

wobei E_γ durch die Photonenmarkierungsanlage gegeben ist. Das Proton im Eingangskanal ruht, so dass

$$P_P = (M_P, 0, 0, 0)^\dagger$$

gilt, mit M_P als Ruhemasse. Im Falle der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ wird das neutrale Pion im TAPS-Detektor nachgewiesen. Sein Vierervektor ist demnach bekannt:

$$P_{\pi^0} = (E_{\pi^0}, p_{x,\pi^0}, p_{y,\pi^0}, p_{z,\pi^0})^\dagger$$

Für den Vierer-Vektor des nicht nachgewiesenen (*missing*) Teilchens gilt:

$$P_{\text{miss}} = P_\gamma + P_P - P_{\pi^0}$$

Hieraus folgen direkt Gleichungen (4.17) und (4.18). Ist die invariante Masse

$$m_{\text{miss}} = \sqrt{P_{\text{miss}}^2} = \sqrt{E_{\text{miss}}^2 - (p_{x,\text{miss}}^2 + p_{y,\text{miss}}^2 + p_{z,\text{miss}}^2)} \quad (\text{A.2})$$

gleich der Protonmasse, so gilt die Reaktion als nachgewiesen. Gleichung (A.2) entspricht der Gleichung (4.19).

Für den Polarwinkel θ und Azimutwinkel ϕ des nicht nachgewiesenen Teilchens gelten:

$$\theta = \arccos \left(\frac{p_{z,\text{miss}}}{\sqrt{p_{x,\text{miss}}^2 + p_{y,\text{miss}}^2 + p_{z,\text{miss}}^2}} \right) \quad (\text{A.3})$$

$$\phi = \text{atan2}(p_{y,\text{miss}}, p_{x,\text{miss}}) \quad (\text{A.4})$$

Die Funktion $\text{atan2}(p_y, p_x)$ berechnet den Arkustangens aus den Parametern p_x und p_y im Bereich $(-\pi, \pi)$. Dieser entspricht weitgehend dem Arkustangens aus p_y/p_x , allerdings werden hier die Vorzeichen der Parameter ausgewertet und so der Quadrant des Ergebnisses bestimmt.

Anhang B

Eichungen

B.1 Tagger-Energieeichung

| Nr. | E_γ MeV | Nr. | E_γ MeV | Nr. | E_γ MeV | Nr. | E_γ MeV | Nr. | E_γ MeV | Nr. | E_γ MeV |
|-----|-------------------|-----|-------------------|-----|-------------------|-----|-------------------|-----|-------------------|-----|-------------------|
| 1 | 817.5 | 2 | 816.3 | 3 | 815.1 | 4 | 813.8 | 5 | 812.4 | 6 | 811.0 |
| 7 | 809.6 | 8 | 808.1 | 9 | 806.6 | 10 | 805.0 | 11 | 803.3 | 12 | 801.6 |
| 13 | 799.9 | 14 | 798.1 | 15 | 796.3 | 16 | 794.5 | 17 | 792.6 | 18 | 790.8 |
| 19 | 788.9 | 20 | 787.0 | 21 | 785.1 | 22 | 783.2 | 23 | 781.3 | 24 | 779.4 |
| 25 | 777.5 | 26 | 775.7 | 27 | 773.9 | 28 | 772.1 | 29 | 770.3 | 30 | 768.6 |
| 31 | 766.9 | 32 | 765.3 | 33 | 763.6 | 34 | 762.0 | 35 | 760.4 | 36 | 758.7 |
| 37 | 757.1 | 38 | 755.5 | 39 | 753.8 | 40 | 752.1 | 41 | 750.5 | 42 | 748.8 |
| 43 | 747.1 | 44 | 745.4 | 45 | 743.7 | 46 | 742.0 | 47 | 740.3 | 48 | 738.6 |
| 49 | 736.9 | 50 | 735.2 | 51 | 733.4 | 52 | 731.7 | 53 | 730.0 | 54 | 728.2 |
| 55 | 726.5 | 56 | 724.7 | 57 | 722.9 | 58 | 721.2 | 59 | 719.4 | 60 | 717.6 |
| 61 | 715.8 | 62 | 714.0 | 63 | 712.2 | 64 | 710.4 | 65 | 708.6 | 66 | 706.8 |
| 67 | 704.9 | 68 | 703.1 | 69 | 701.3 | 70 | 699.4 | 71 | 697.6 | 72 | 695.7 |
| 73 | 693.8 | 74 | 691.9 | 75 | 690.1 | 76 | 688.2 | 77 | 686.3 | 78 | 684.4 |
| 79 | 682.5 | 80 | 680.6 | 81 | 678.7 | 82 | 676.7 | 83 | 674.8 | 84 | 672.9 |
| 85 | 670.9 | 86 | 669.0 | 87 | 667.0 | 88 | 665.0 | 89 | 663.1 | 90 | 661.1 |
| 91 | 659.1 | 92 | 657.1 | 93 | 655.1 | 94 | 653.1 | 95 | 651.1 | 96 | 649.1 |
| 97 | 647.1 | 98 | 645.1 | 99 | 643.1 | 100 | 641.0 | 101 | 639.0 | 102 | 636.9 |
| 103 | 634.9 | 104 | 632.8 | 105 | 630.8 | 106 | 628.7 | 107 | 626.6 | 108 | 624.5 |
| 109 | 622.5 | 110 | 620.4 | 111 | 618.3 | 112 | 616.2 | 113 | 614.1 | 114 | 611.9 |
| 115 | 609.8 | 116 | 607.7 | 117 | 605.6 | 118 | 603.4 | 119 | 601.3 | 120 | 599.1 |
| 121 | 597.0 | 122 | 594.8 | 123 | 592.7 | 124 | 590.5 | 125 | 588.3 | 126 | 586.2 |
| 127 | 584.0 | 128 | 581.8 | 129 | 579.6 | 130 | 577.4 | 131 | 575.2 | 132 | 573.0 |
| 133 | 570.8 | 134 | 568.6 | 135 | 566.3 | 136 | 564.1 | 137 | 561.9 | 138 | 559.7 |
| 139 | 557.4 | 140 | 555.2 | 141 | 552.9 | 142 | 550.7 | 143 | 548.4 | 144 | 546.2 |
| 145 | 543.9 | 146 | 541.6 | 147 | 539.4 | 148 | 537.1 | 149 | 534.8 | 150 | 532.5 |
| 151 | 530.2 | 152 | 527.9 | 153 | 525.6 | 154 | 523.3 | 155 | 521.0 | 156 | 518.7 |
| 157 | 516.4 | 158 | 514.1 | 159 | 511.8 | 160 | 509.4 | 161 | 507.1 | 162 | 504.8 |
| 163 | 502.4 | 164 | 500.1 | 165 | 497.8 | 166 | 495.4 | 167 | 493.1 | 168 | 490.7 |

Fortsetzung auf folgender Seite...

| Fortsetzung von vorhergehender Seite... | | | | | | | | | | | |
|---|-------------------|-----|-------------------|-----|-------------------|-----|-------------------|-----|-------------------|-----|-------------------|
| Nr. | E_γ MeV | Nr. | E_γ MeV | Nr. | E_γ MeV | Nr. | E_γ MeV | Nr. | E_γ MeV | Nr. | E_γ MeV |
| 169 | 488.4 | 170 | 486.0 | 171 | 483.6 | 172 | 481.3 | 173 | 478.9 | 174 | 476.5 |
| 175 | 474.2 | 176 | 471.8 | 177 | 469.4 | 178 | 467.0 | 179 | 464.7 | 180 | 462.3 |
| 181 | 459.9 | 182 | 457.5 | 183 | 455.1 | 184 | 452.7 | 185 | 450.3 | 186 | 447.9 |
| 187 | 445.5 | 188 | 443.1 | 189 | 440.7 | 190 | 438.2 | 191 | 435.8 | 192 | 433.4 |
| 193 | 431.0 | 194 | 428.6 | 195 | 426.1 | 196 | 423.7 | 197 | 421.3 | 198 | 418.9 |
| 199 | 416.4 | 200 | 414.0 | 201 | 411.6 | 202 | 409.1 | 203 | 406.7 | 204 | 404.2 |
| 205 | 401.8 | 206 | 399.3 | 207 | 396.9 | 208 | 394.5 | 209 | 392.0 | 210 | 389.6 |
| 211 | 387.1 | 212 | 384.6 | 213 | 382.2 | 214 | 379.7 | 215 | 377.3 | 216 | 374.8 |
| 217 | 372.4 | 218 | 369.9 | 219 | 367.4 | 220 | 365.0 | 221 | 362.5 | 222 | 360.0 |
| 223 | 357.6 | 224 | 355.1 | 225 | 352.6 | 226 | 350.2 | 227 | 347.7 | 228 | 345.2 |
| 229 | 342.7 | 230 | 340.3 | 231 | 337.8 | 232 | 335.3 | 233 | 332.8 | 234 | 330.4 |
| 235 | 327.9 | 236 | 325.4 | 237 | 322.9 | 238 | 320.5 | 239 | 318.0 | 240 | 315.5 |
| 241 | 313.0 | 242 | 310.5 | 243 | 308.1 | 244 | 305.6 | 245 | 303.1 | 246 | 300.6 |
| 247 | 298.1 | 248 | 295.7 | 249 | 293.2 | 250 | 290.7 | 251 | 288.2 | 252 | 285.7 |
| 253 | 283.3 | 254 | 280.8 | 255 | 278.3 | 256 | 275.8 | 257 | 273.3 | 258 | 270.8 |
| 259 | 268.4 | 260 | 265.9 | 261 | 263.4 | 262 | 260.9 | 263 | 258.5 | 264 | 256.0 |
| 265 | 253.5 | 266 | 251.0 | 267 | 248.5 | 268 | 246.1 | 269 | 243.6 | 270 | 241.1 |
| 271 | 238.6 | 272 | 236.2 | 273 | 233.7 | 274 | 231.2 | 275 | 228.7 | 276 | 226.3 |
| 277 | 223.8 | 278 | 221.3 | 279 | 218.9 | 280 | 216.4 | 281 | 213.9 | 282 | 211.4 |
| 283 | 209.0 | 284 | 206.5 | 285 | 204.1 | 286 | 201.6 | 287 | 199.1 | 288 | 196.7 |
| 289 | 194.2 | 290 | 191.7 | 291 | 189.3 | 292 | 186.8 | 293 | 184.4 | 294 | 181.9 |
| 295 | 179.5 | 296 | 177.0 | 297 | 174.6 | 298 | 172.1 | 299 | 169.7 | 300 | 167.2 |
| 301 | 164.8 | 302 | 162.3 | 303 | 159.9 | 304 | 157.4 | 305 | 155.0 | 306 | 152.6 |
| 307 | 150.1 | 308 | 147.7 | 309 | 145.2 | 310 | 142.8 | 311 | 140.4 | 312 | 137.9 |
| 313 | 135.5 | 314 | 133.1 | 315 | 130.7 | 316 | 128.2 | 317 | 125.8 | 318 | 123.4 |
| 319 | 121.0 | 320 | 118.6 | 321 | 116.1 | 322 | 113.7 | 323 | 111.3 | 324 | 108.9 |
| 325 | 106.5 | 326 | 104.1 | 327 | 101.7 | 328 | 99.3 | 329 | 96.9 | 330 | 94.5 |
| 331 | 92.1 | 332 | 89.7 | 333 | 87.3 | 334 | 84.9 | 335 | 82.5 | 336 | 80.1 |
| 337 | 77.7 | 338 | 75.3 | 339 | 73.0 | 340 | 70.6 | 341 | 68.2 | 342 | 65.8 |
| 343 | 63.4 | 344 | 61.1 | 345 | 58.7 | 346 | 56.3 | 347 | 54.0 | 348 | 51.6 |
| 349 | 49.2 | 350 | 46.9 | 351 | 44.5 | 352 | 42.2 | | | | |

Tabelle B.1: Tagger-Energieeichung

Anhang C

Ergebnisse

C.1 Winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte der Einfach- π^0 -Produktion

| E_γ MeV | $\frac{d\sigma}{d\Omega} \pm \Delta \frac{d\sigma_{\text{stat}}}{d\Omega} \pm \Delta \frac{d\sigma_{\text{sys}}}{d\Omega}$ $\mu\text{b/sr}$ | $\frac{d\sigma}{d\Omega} \pm \Delta \frac{d\sigma_{\text{stat}}}{d\Omega} \pm \Delta \frac{d\sigma_{\text{sys}}}{d\Omega}$ $\mu\text{b/sr}$ | $\frac{d\sigma}{d\Omega} \pm \Delta \frac{d\sigma_{\text{stat}}}{d\Omega} \pm \Delta \frac{d\sigma_{\text{sys}}}{d\Omega}$ $\mu\text{b/sr}$ | $\frac{d\sigma}{d\Omega} \pm \Delta \frac{d\sigma_{\text{stat}}}{d\Omega} \pm \Delta \frac{d\sigma_{\text{sys}}}{d\Omega}$ $\mu\text{b/sr}$ |
|-------------------|--|--|--|--|
| | $\theta_{\pi^0}^* = 140^\circ$ | $\theta_{\pi^0}^* = 150^\circ$ | $\theta_{\pi^0}^* = 160^\circ$ | $\theta_{\pi^0}^* = 170^\circ$ |
| 291.9 | 16.70±0.15±1.00 | 14.87±0.09±0.89 | 12.50±0.09±0.75 | 10.69±0.12±0.64 |
| 301.8 | 18.48±0.17±1.10 | 16.30±0.10±0.97 | 13.43±0.09±0.80 | 11.50±0.12±0.69 |
| 311.7 | 19.32±0.17±1.15 | 17.05±0.10±1.02 | 13.65±0.09±0.81 | 11.40±0.12±0.68 |
| 321.7 | 19.60±0.17±1.17 | 17.12±0.10±1.02 | 13.45±0.09±0.80 | 11.21±0.11±0.67 |
| 331.6 | 19.68±0.18±1.18 | 17.08±0.10±1.02 | 13.16±0.08±0.78 | 10.90±0.11±0.65 |
| 341.5 | 17.40±0.25±1.04 | 14.73±0.14±0.88 | 11.24±0.11±0.67 | 9.17±0.14±0.55 |
| 351.3 | 16.04±0.16±0.96 | 13.33±0.09±0.80 | 9.97±0.07±0.59 | 8.09±0.09±0.48 |
| 361.2 | 13.88±0.16±0.83 | 11.50±0.09±0.69 | 8.45±0.07±0.5 | 6.69±0.09±0.40 |
| 371.1 | 12.05±0.15±0.72 | 9.71±0.08±0.58 | 7.32±0.06±0.43 | 5.63±0.08±0.33 |
| 380.9 | 10.27±0.14±0.61 | 8.50±0.08±0.51 | 6.25±0.06±0.37 | 4.58±0.07±0.27 |
| 390.7 | 8.96±0.13±0.53 | 7.32±0.07±0.43 | 5.15±0.05±0.30 | 3.71±0.06±0.22 |
| 400.5 | 8.03±0.12±0.48 | 6.12±0.06±0.36 | 4.31±0.05±0.25 | 3.13±0.06±0.18 |
| 410.3 | 6.54±0.11±0.39 | 5.12±0.06±0.30 | 3.53±0.05±0.21 | 2.52±0.05±0.15 |
| 420.0 | 5.77±0.10±0.34 | 4.42±0.06±0.26 | 2.95±0.04±0.17 | 2.01±0.05±0.12 |
| 430.9 | 4.97±0.08±0.29 | 3.75±0.05±0.22 | 2.45±0.03±0.14 | 1.63±0.04±0.09 |
| 441.8 | 4.25±0.09±0.25 | 3.18±0.05±0.19 | 2.03±0.04±0.12 | 1.27±0.04±0.07 |
| 451.4 | 3.84±0.08±0.23 | 2.65±0.04±0.15 | 1.61±0.03±0.09 | 1.00±0.03±0.06 |
| 461.0 | 3.42±0.08±0.20 | 2.36±0.04±0.14 | 1.44±0.03±0.08 | 0.76±0.03±0.04 |
| 470.6 | 2.97±0.07±0.17 | 2.20±0.04±0.13 | 1.20±0.03±0.07 | 0.63±0.03±0.03 |
| 480.0 | 2.51±0.07±0.15 | 1.82±0.04±0.10 | 1.02±0.03±0.06 | 0.49±0.03±0.02 |
| 490.7 | 2.37±0.06±0.14 | 1.60±0.03±0.09 | 0.86±0.02±0.05 | 0.39±0.02±0.02 |
| 501.2 | 2.17±0.06±0.13 | 1.43±0.03±0.08 | 0.72±0.02±0.04 | 0.28±0.02±0.01 |
| 510.5 | 1.92±0.06±0.11 | 1.26±0.03±0.07 | 0.60±0.02±0.03 | 0.30±0.02±0.01 |

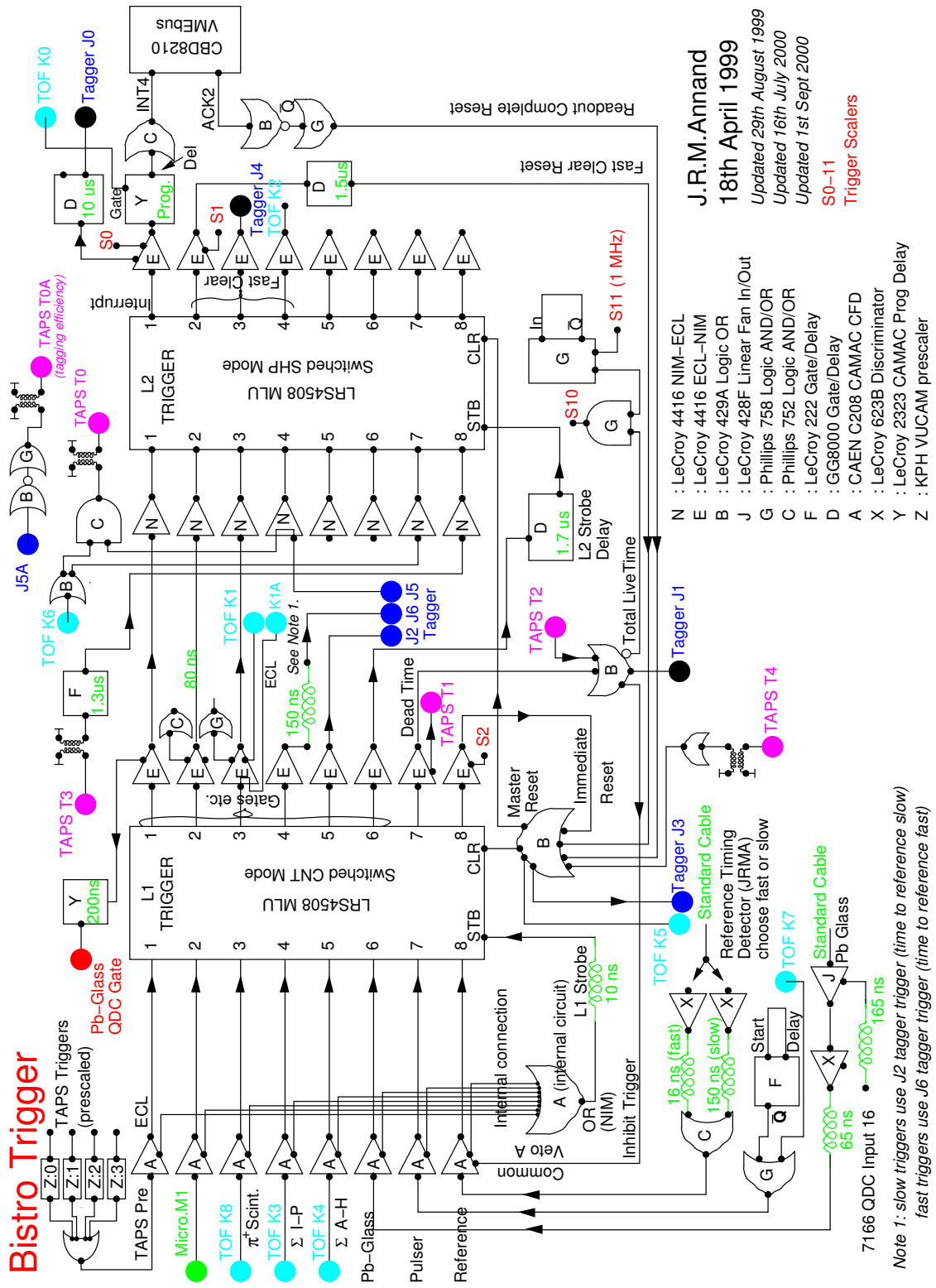
Fortsetzung auf folgender Seite...

| Fortsetzung von vorhergehender Seite. . . | | | | |
|---|--|--|--|--|
| E_γ | $\frac{d\sigma}{d\Omega} \pm \Delta \frac{d\sigma_{\text{stat}}}{d\Omega} \pm \Delta \frac{d\sigma_{\text{sys}}}{d\Omega}$ | $\frac{d\sigma}{d\Omega} \pm \Delta \frac{d\sigma_{\text{stat}}}{d\Omega} \pm \Delta \frac{d\sigma_{\text{sys}}}{d\Omega}$ | $\frac{d\sigma}{d\Omega} \pm \Delta \frac{d\sigma_{\text{stat}}}{d\Omega} \pm \Delta \frac{d\sigma_{\text{sys}}}{d\Omega}$ | $\frac{d\sigma}{d\Omega} \pm \Delta \frac{d\sigma_{\text{stat}}}{d\Omega} \pm \Delta \frac{d\sigma_{\text{sys}}}{d\Omega}$ |
| MeV | $\mu\text{b/sr}$ | $\mu\text{b/sr}$ | $\mu\text{b/sr}$ | $\mu\text{b/sr}$ |
| | $\theta_{\pi^0}^* = 140^\circ$ | $\theta_{\pi^0}^* = 150^\circ$ | $\theta_{\pi^0}^* = 160^\circ$ | $\theta_{\pi^0}^* = 170^\circ$ |
| 521.0 | 1.84±0.05±0.11 | 1.14±0.03±0.06 | 0.59±0.02±0.03 | 0.20±0.02±0.01 |
| 531.3 | 1.72±0.05±0.10 | 1.09±0.03±0.06 | 0.56±0.02±0.03 | 0.22±0.02±0.01 |
| 540.4 | 1.53±0.05±0.09 | 1.06±0.03±0.06 | 0.51±0.02±0.03 | 0.17±0.02±0.01 |
| 550.6 | 1.39±0.04±0.08 | 0.95±0.02±0.05 | 0.47±0.02±0.02 | 0.21±0.01±0.01 |
| 560.7 | 1.42±0.05±0.08 | 0.90±0.03±0.05 | 0.45±0.02±0.02 | 0.22±0.02±0.01 |
| 570.7 | 1.35±0.04±0.08 | 0.92±0.02±0.05 | 0.51±0.02±0.03 | 0.29±0.02±0.01 |
| 580.6 | 1.32±0.05±0.07 | 0.88±0.03±0.05 | 0.48±0.02±0.02 | 0.29±0.02±0.01 |
| 590.4 | 1.31±0.04±0.07 | 0.89±0.02±0.05 | 0.63±0.02±0.03 | 0.41±0.02±0.02 |
| 601.2 | 1.20±0.04±0.07 | 0.86±0.02±0.05 | 0.64±0.02±0.03 | 0.43±0.02±0.02 |
| 610.8 | 1.35±0.05±0.08 | 0.92±0.03±0.05 | 0.76±0.03±0.04 | 0.51±0.03±0.03 |
| 620.3 | 1.25±0.04±0.07 | 0.89±0.02±0.05 | 0.67±0.02±0.04 | 0.55±0.02±0.03 |
| 630.7 | 1.22±0.06±0.07 | 0.97±0.04±0.05 | 0.75±0.03±0.04 | 0.59±0.04±0.03 |
| 641.0 | 1.35±0.05±0.08 | 0.97±0.03±0.05 | 0.85±0.02±0.05 | 0.64±0.03±0.03 |
| 651.1 | 1.13±0.04±0.06 | 1.04±0.03±0.06 | 0.81±0.03±0.04 | 0.69±0.03±0.04 |
| 661.0 | 1.36±0.05±0.08 | 1.14±0.03±0.06 | 0.94±0.03±0.05 | 0.78±0.03±0.04 |
| 670.8 | 1.38±0.05±0.08 | 1.05±0.03±0.06 | 1.00±0.03±0.06 | 0.87±0.03±0.05 |
| 680.5 | 1.30±0.05±0.07 | 1.08±0.03±0.06 | 1.03±0.03±0.06 | 0.96±0.04±0.05 |
| 690.9 | 1.53±0.05±0.09 | 1.29±0.03±0.07 | 1.18±0.03±0.07 | 0.95±0.03±0.05 |
| 701.2 | 1.70±0.06±0.10 | 1.46±0.04±0.08 | 1.37±0.04±0.08 | 1.18±0.04±0.07 |
| 711.2 | 1.65±0.05±0.09 | 1.42±0.03±0.08 | 1.44±0.03±0.08 | 1.12±0.04±0.06 |
| 721.1 | 2.31±0.07±0.13 | 1.91±0.04±0.11 | 1.87±0.04±0.11 | 1.60±0.05±0.09 |
| 730.8 | 2.18±0.06±0.13 | 2.00±0.04±0.12 | 1.94±0.04±0.11 | 1.79±0.05±0.10 |
| 741.1 | 2.37±0.06±0.14 | 2.18±0.04±0.13 | 1.99±0.04±0.11 | 1.69±0.05±0.10 |
| 751.2 | 2.44±0.07±0.14 | 2.36±0.05±0.14 | 2.12±0.05±0.12 | 1.94±0.06±0.11 |
| 761.1 | 2.19±0.06±0.13 | 2.02±0.04±0.12 | 1.94±0.04±0.11 | 1.82±0.05±0.10 |
| 771.3 | 2.52±0.08±0.15 | 2.44±0.06±0.14 | 2.29±0.06±0.13 | 1.98±0.07±0.11 |
| 781.3 | 2.63±0.08±0.15 | 2.63±0.06±0.15 | 2.33±0.06±0.13 | 2.01±0.06±0.12 |
| 790.7 | 2.55±0.08±0.15 | 2.51±0.06±0.15 | 2.27±0.06±0.13 | 1.98±0.07±0.11 |
| 800.6 | 2.56±0.07±0.15 | 2.49±0.05±0.14 | 2.49±0.06±0.14 | 2.17±0.07±0.13 |
| 810.7 | 2.51±0.07±0.15 | 2.56±0.05±0.15 | 2.30±0.05±0.13 | 2.01±0.06±0.12 |

Tabelle C.1: Winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte der Einfach- π^0 -Produktion am Proton

Anhang D

Blockschaltbilder



J.R.M. Annand
18th April 1999
 Updated 29th August 1999
 Updated 16th July 2000
 Updated 1st Sept 2000
 S0-11
 Trigger Scalers

Abbildung D.1: Blockschaltbild der ACQU-Trigger-Elektronik (von J. Annand übernommen)

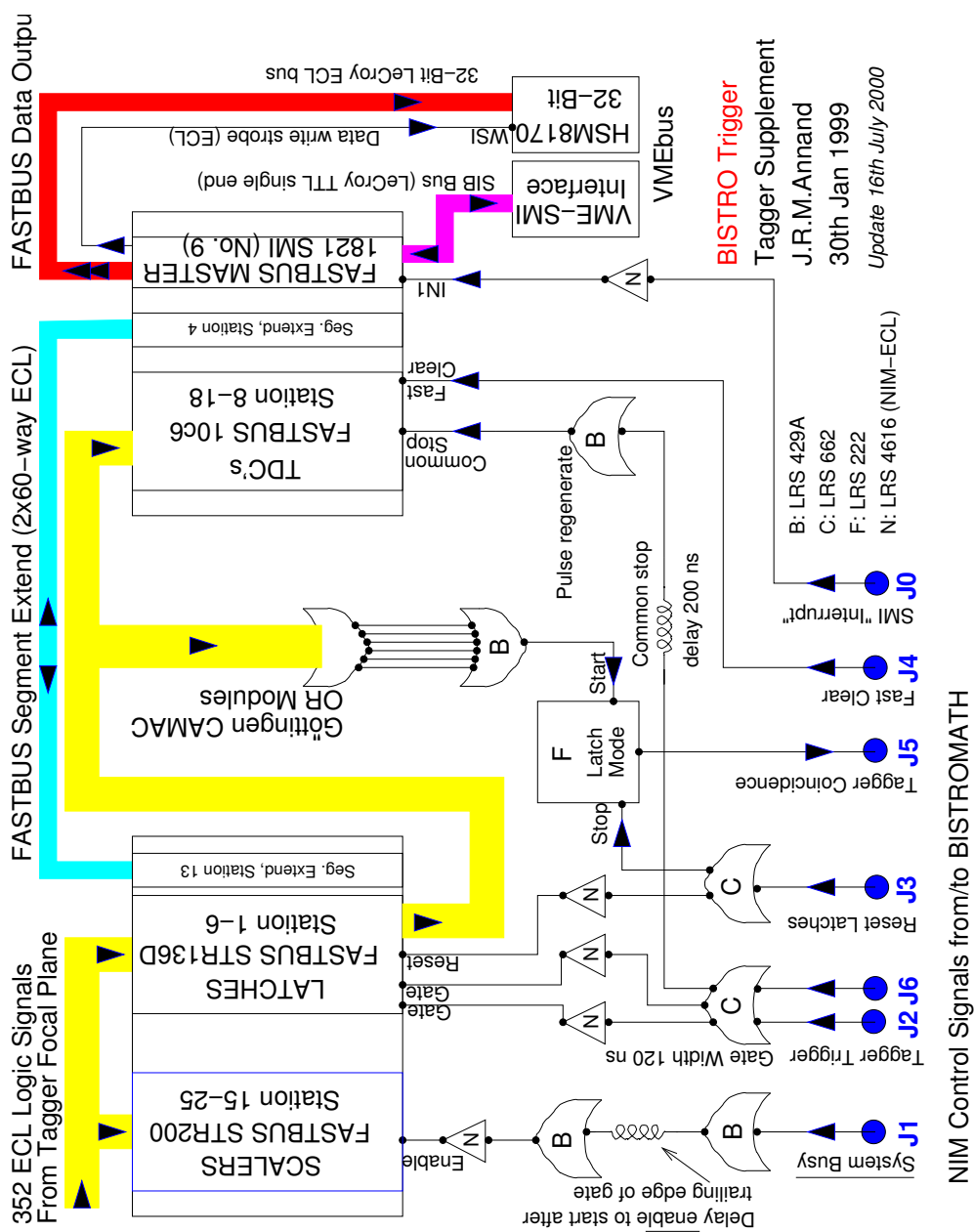


Abbildung D.2: Blockschaltbild der Tagger-Elektronik (von J. Annand übernommen und modifiziert)

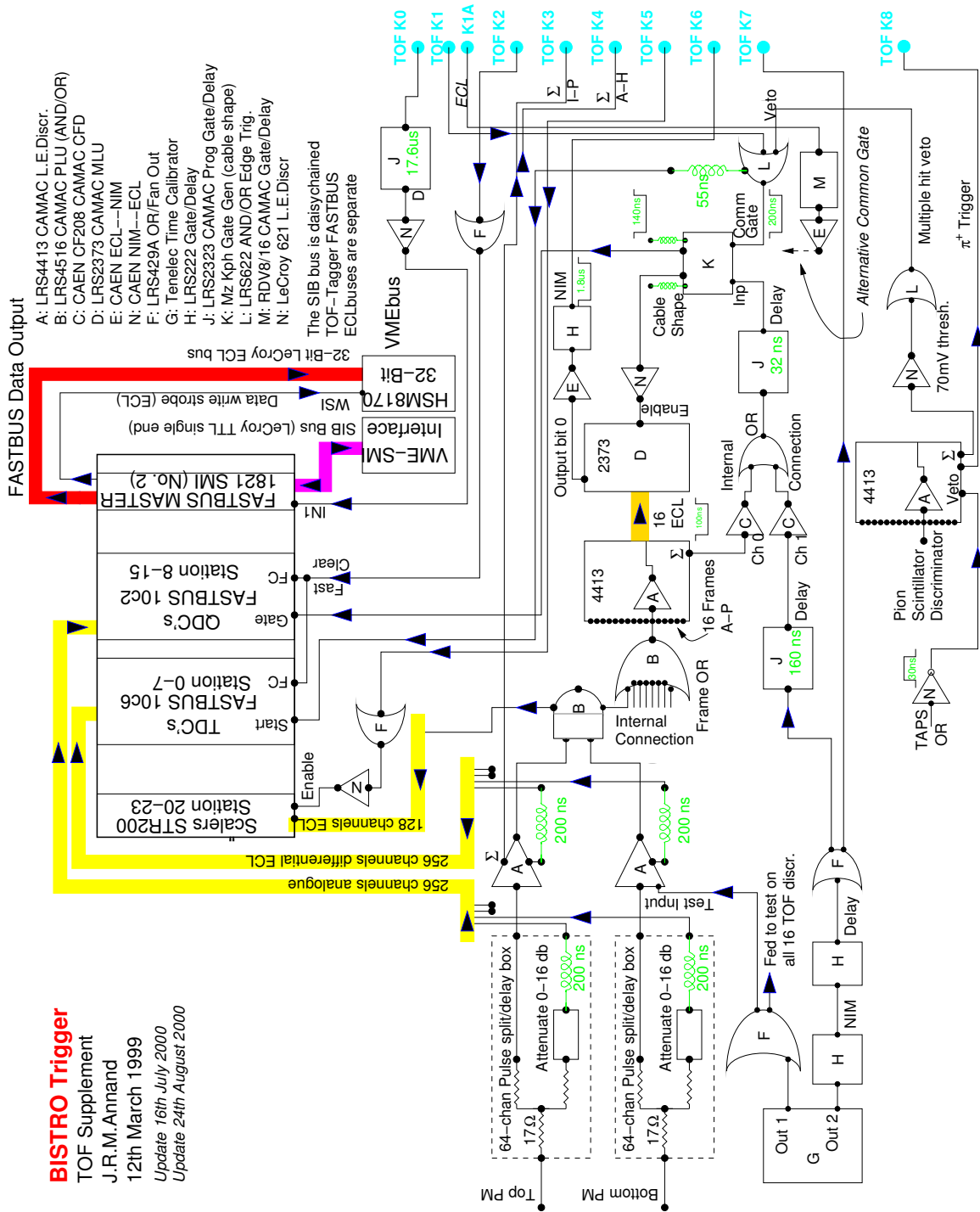


Abbildung D.3: Blockschaltbild der TOF-Elektronik und des Pretriggers. Von der Möglichkeit Mehrfachtreffer im Pion-Plastik-Detektor aus dem Pretrigger zu entfernen (*multiple hit veto*), wurde keinen Gebrauch gemacht. (Abbildung von J. Annand übernommen und modifiziert.)

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|------|---|----|
| 1.1 | Fehlende-Masse-Spektrum der Reaktion $pp \rightarrow p\pi^+ X$ | 3 |
| 1.2 | Fehlende-Masse-Spektren der Reaktion $pp \rightarrow ppX_1$ | 4 |
| 2.1 | SU(3)-Baryonen Oktett und Dekuplett | 6 |
| 3.1 | Aufbau des Pionpolarisierbarkeitsexperimentes | 16 |
| 3.2 | Überblick über die Beschleunigeranlage am Mainzer Mikrotron | 17 |
| 3.3 | Schematischer Aufbau eines Rennbahn-Mikrotrons | 17 |
| 3.4 | Die Photonenmarkierungsanlage | 19 |
| 3.5 | Photonenmarkierungseffizienz der Absolutmessungen im Vergleich zum zeitlichen Verlauf des P2/Scaler-Verhältnisses | 20 |
| 3.6 | Geometrie des TAPS-Detektors und des Piondetektors | 22 |
| 3.7 | Aufbau eines BaF ₂ -Modules | 23 |
| 3.8 | Pulsform für verschiedene Teilchen im BaF ₂ | 24 |
| 3.9 | Aufbau der TAPS-Blöcke | 25 |
| 3.10 | Schematischer Signallauf für einen TAPS-Detektor | 26 |
| 3.11 | Geometrie des TOF-Lichtleiters | 27 |
| 3.12 | Aufbau des Flugzeitdetektors | 28 |
| 3.13 | Schematischer Signallauf für einen TOF-Detektor | 29 |
| 3.14 | Schematischer Aufbau des Piondetektors | 30 |
| 3.15 | Aufbau der Drahtkammern | 31 |
| 3.16 | Geometrie der Plastik-Szintillatoren | 32 |
| 3.17 | Skizze der ACQU-Datenaufnahme | 34 |
| 3.18 | Skizze der TAPS-Datenaufnahme | 35 |
| 4.1 | TOF TDC Kalibration | 40 |
| 4.2 | TAPS Zeitspektren | 42 |
| 4.3 | Testaufbau zur Zeitkalibration des Flugzeitdetektors | 43 |
| 4.4 | Zeitdifferenzspektrum zur Kalibration des Flugzeitdetektors | 44 |
| 4.5 | Flugzeitspektrum für einen TOF-Balken (B3) | 45 |
| 4.6 | Kalibrationsspektrum für die Flugzeit eines TOF-Balkens | 46 |
| 4.7 | Energieeichung der TAPS-LED-Schwellen | 47 |
| 4.8 | Schematische Darstellung zur Ortsrekonstruktion eines Schauers | 49 |
| 4.9 | Verteilung der rekonstruierten invarianten Massen | 51 |
| 4.10 | Zeitkorrelationsplot | 57 |
| 4.11 | Wirkung der Zeitschnitte auf die Pion-Polarwinkelverteilung θ_{π^0} für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ | 58 |
| 4.12 | Nachweiseffizienz für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ | 59 |

| | | |
|------|--|-----|
| 4.13 | Vergleich der mit den Drahtkammern gemessenen Protonwinkel mit den berechneten Werten für $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ | 60 |
| 4.14 | π^+ -Azimutwinkeldifferenz für $\gamma p \rightarrow n\pi^0\pi^+$ | 61 |
| 4.15 | Fehlende Masse für die Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^0\pi^+$ | 62 |
| 4.16 | Fehlende Masse für die Reaktion $\gamma p \rightarrow n\gamma\gamma\pi^+$ | 65 |
| 4.17 | π^+ -Polarwinkeldifferenz $\Delta\theta$ | 66 |
| 4.18 | Photonenstrahlenergie | 67 |
| 4.19 | Theoretische differentielle Wirkungsquerschnitte für $\gamma p \rightarrow S_{11}(1535) \rightarrow X^0\pi^+ \rightarrow n\gamma\gamma\pi^+$ | 68 |
| 4.20 | Invariante Masse des $(n\gamma\gamma)$ -Systems | 69 |
| 4.21 | Rekonstruierte simulierte invariante Masse des $(n\gamma\gamma)$ -Systems | 70 |
| 5.1 | Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ für $\theta_{\pi^0}^* = (140^\circ - 170^\circ)$ | 75 |
| 5.2 | Winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ für $E_\gamma = (290 - 340)$ MeV | 76 |
| 5.3 | Winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ für $E_\gamma = (350 - 400)$ MeV | 77 |
| 5.4 | Winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ für $E_\gamma = (410 - 460)$ MeV | 78 |
| 5.5 | Winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ für $E_\gamma = (470 - 520)$ MeV | 79 |
| 5.6 | Winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ für $E_\gamma = (530 - 580)$ MeV | 80 |
| 5.7 | Winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ für $E_\gamma = (590 - 640)$ MeV | 81 |
| 5.8 | Winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ für $E_\gamma = (650 - 700)$ MeV | 82 |
| 5.9 | Winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ für $E_\gamma = (710 - 760)$ MeV | 83 |
| 5.10 | Winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ für $E_\gamma = (770 - 810)$ MeV | 84 |
| 5.11 | Die π^0 -Nachweiswahrscheinlichkeit in TAPS während der Experimentierphase im Jahre 1995/96 | 85 |
| 5.12 | Feynmangraphen für $\gamma p \rightarrow \Delta^0\pi^+ \rightarrow n\pi^0\pi^+$ | 86 |
| 5.13 | Invariante Massen des $(n\pi^0)$ -Systems für die Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^0\pi^+$ | 87 |
| 5.14 | Invariante Massen des $(n\pi^+)$ -Systems für die Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^0\pi^+$ | 88 |
| 5.15 | Invariante Massen des $(\pi^0\pi^+)$ -Systems für die Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^0\pi^+$ | 89 |
| 5.16 | Invariante Massen des $(n\gamma\gamma)$ -Systems für die Reaktion $\gamma p \rightarrow n\gamma\gamma\pi^+$ | 92 |
| 5.17 | Invariante Massen des $(n\gamma\gamma)$ -Systems für die Reaktion $\gamma p \rightarrow n\gamma\gamma\pi^+$ | 93 |
| D.1 | Blockschaltbild der ACQU-Trigger-Elektronik | 102 |
| D.2 | Blockschaltbild der Tagger-Elektronik | 103 |
| D.3 | Blockschaltbild der TOF-Elektronik | 104 |

Tabellenverzeichnis

| | | |
|-----|--|-----|
| 2.1 | Quantenzahlen der Quarks | 6 |
| 2.2 | Exotische Resonanzen unterhalb der Pionschwelle | 13 |
| 3.1 | Betriebsparameter des Beschleunigers MAMI | 18 |
| 4.1 | Detektor-Kalibration | 38 |
| B.1 | Tagger-Energieeichung | 98 |
| C.1 | Winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte der Einfach- π^0 -Produktion am Proton | 100 |

Literaturverzeichnis

- [Ahr04] J. Ahrens et al., akzeptiert für Eur. Phys. J. A (2004), [arXiv:nucl-ex/0407011]
- [Ann00] J. R. M. Annand, *ACQU Manual*, Department of Physics and Astronomy, University of Glasgow
- [Ant91] I. Anthony et al., NIM **A301** (1991) 230
- [Azi03] Y. I. Azimov et al., Phys. Rev. C **68** (2003) 045204 [arXiv:nucl-th/0307088]
- [DeG75] T. DeGrand, R. L. Jaffe, K. Johnson und J. Kiskis, Phys. Rev. D **10** (1975) 2060
- [deR75] A. De Rújula, H. Georgi und S. L. Glashow, Phys. Rev. D **12** (1975) 147
- [Dre99] D. Drechsel, O. Hanstein, S. S. Kamalov und L. Tiator, Nucl. Phys. A **645** (1999) 145-174, URL: <http://www.kph.uni-mainz.de/MAID/maidnew/>
- [Gab94] A. Gabler, *Response of TAPS to monochromatic photons with energies between 45 and 790 MeV*, NIM **A346** (1994) 168
- [Cas02] G. Caselotti, *Messung der Polarisierbarkeiten des Pions am MAMI*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 2002
- [Cha62] G. Charpak et al., NIM **15** (1962) 323
- [Clo79] F. E. Close, *An Introduction to Quarks and Partons*, Academic Press, 1. Auflage, 1979, ISBN 0-12-175150-3
- [Fer52] E. Fermi et al., Physical Review **85** (1952) 939
- [Fil01] L. V. Fil'kov et al., Eur. Phys. J. A **12** (2001) 369 [arXiv:hep-ex/0006029]
- [Fil03] L. V. Fil'kov, arXiv:nucl-th/0307076
- [Fil04] L. V. Fil'kov, private Mitteilung, 2004
- [Gia90] M. M. Giannini, Rep. Prog. Phys. **54** (1990) 453-529
- [Gom96] J. A. Gómez Tejedor und E. Oset, Nucl. Phys. A **600** (1996) 413

- [Gra98] P. Grabmayr et al., NIM **A402** (1998) 85-94
- [Hae91] F. Härter, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1991
- [Hae96] F. Härter, Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1996
- [Hal96] S. J. Hall et al., NIM **368** (1996) 698
- [Heh04] Th. Hehl, private Mitteilung, 2004
- [Hej98] V. Hejny, *Photoproduktion von η -Mesonen an Helium 4*, Dissertation, II. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, 1998
- [Her76] H. Herminghaus et al., NIM **138** (1976) 1
- [Her86] H. Herminghaus, *Das Mainzer Mikrotron*, Forschungsmagazin der Universität Mainz (1986)
- [Hey83] A. J. G. Hey und R. L. Kelly, Phys. Reports **96** (1983) 71
- [Hof56] R. Hofstadter et al., Physical Review **102** (1956) 851
- [Isg77] N. Isgur und G. Karl, Phys. Lett. **72B** (1977) 109-113
- [Isg78] N. Isgur und G. Karl, Phys. Lett. **74B** (1978) 353-356
- [Jan98] S. Janssen, *Entwicklung eines neuen CPV-Systems für TAPS*, Diplomarbeit, II. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, 1998
- [Jia02] X. Jiang et al., Phys. Rev. C **65** (2002) 028201 [arXiv:nucl-ex/0208008]
- [Kam01] S. S. Kamalov, S. N. Yang, D. Drechsel, O. Hanstein und L. Tiator, Phys. Rev. C **64** (2001) 032201
- [Kob98] A. P. Kobushkin, arXiv:nucl-th/9804069
- [Koh03] M. Kohl et al., Phys. Rev. C **67** (2003) 065204 [arXiv:nucl-ex/0304013]
- [Kon98] N. Konno, Nuovo Cimento A **111** (1998) 1393
- [Kas04] V. Kashevarov, private Mitteilung, 2004
- [Kot01] M. Kotulla, *Experiment zur Bestimmung des magnetischen Moments der $\Delta^+(1232)$ Resonanz*, Dissertation, II. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, 2001
- [Kra01] D. Krambrich, *Aufbau und Test eines Neutronendetektorsystems zur Messung der π^+ -Polarisierbarkeit*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 2001
- [Kru95] B. Krusche, *Photoproduction of π^0 and η mesons from nucleons and nuclei in the second resonance region*, Habilitationsschrift, II. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, 1995

- [Lan01] W. Langgärtner et al., Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 052001
- [Leo87] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag, 1987
- [Leu01] R. Leukel, *Photoproduktion neutraler Pionen am Proton mit linear polarisierten Photonen im Bereich der $\Delta(1232)$ -Resonanz*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 2001
- [Lip04] Th. Lippert und K. Schilling, Physik Journal, Mai 2004, 65
- [L'vov98] A. I. L'vov und R. L. Workman, Phys. Rev. Lett. **81** 1346 (1998) [arXiv:nucl-th/9801057]
- [MAMI03] D. P. Watts, Proposal: *Measurement of the Magnetic Dipole Moment of the $\Delta^+(1232)$ -Resonance via the $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+ + \gamma'$ reaction*, 2003
- [Mol92] K. Molenaar, *Performance of TAPS in the Tagged Photon Beam of MAMI*, Diplomarbeit, Rijksuniversiteit Groningen, 1992
- [Nac01] J. C. Nacher, E. Oset, M. J. Vicente und L. Roca, Nucl. Phys. A **695** (2001) 295 [arXiv:nucl-th/0012065]
- [Nak03] T. Nakano et al., Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 012002 [arXiv:hep-ex/0301020]
- [Nov91] R. Novotny, *The BaF₂ Photon Spectrometer TAPS*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **38** (1991) 379
- [PDG00] Particle Data Group, Eur. Phys. J. C **15** (2000) 1-878; URL: <http://pdg.lbl.gov>
- [Per90] D. H. Perkins, *Hochenergiephysik*, Addison-Wesley, 3. Auflage, 1990
- [Pov95] B. Povh, K. Rith, Ch. Scholz und F. Zetsche, *Teilchen und Kerne*, 3. Auflage, Springer Verlag, 1995
- [Ram94] S. Ram et al., Phys. Rev. D **49** (1994) 3120
- [Röb91] M. E. Röbig, *Eichung des TAPS-Detektorsystems mit Höhenstrahlung*, Diplomarbeit, II. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, 1991
- [Sta71] N. R. Stanton, Report C00-1545-92 (1971)
- [Ste33] O. Stern, R. Frisch, Zeitschrift für Physik **85** (1933) 44
- [Tam02] A. Tamii et al., Phys. Rev. C **65** (2002) 047001
- [Tat97] B. Tatischeff et al., Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 601
- [Tat98] B. Tatischeff et al., Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1347
- [Tat03] B. Tatischeff et al., Eur. Phys. J. A **17** (2003) 245 [arXiv:nucl-ex/0207003]

- [Tho01] A. W. Thomas und W. Weise, *The Structure of the Nucleon*, Wiley-VCH, 1. Auflage, 2001
- [Trn02] D. Trnka, *Dileptonenproduktion in photonuklearen Reaktionen am Proton*, Diplomarbeit, II. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, 2002
- [Wal01] Th. Walcher, arXiv:hep-ph/0111279