

Messung der Polarisierbarkeiten des Pions am MAMI

Dissertation

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

Giovanni Caselotti
geboren in Castelsangiovanni (PC), Italien

Institut für Kernphysik
Johannes Gutenberg-Universität Mainz
Mainz 2002

Tag der mündlichen Prüfung: 18.3.2002

*Ai punti fermi della mia vita:
a Carla, che mi ricorda le mie radici,
a Luigi, che mi insegna l'orgoglio
delle mie mani,
a Annacarla, che non scende a compromesso
con i suoi ideali,
a Lorenzo, che pensa soprattutto a vivere
e gli ideali poi verranno,
al Mio Nemico, che ha presso di me un
credito praticamente illimitato,
e -por supuesto- a Naricín.*

*Juan, es tuya la puerta y el camino.
La tierra
es tuya, pueblo, la verdad ha nacido
contigo, de tu sangre.
“La tierra se llama Juan”, Pablo Neruda*

*Cuando abra la puerta y me asome a la escalera,
sabré que abajo empieza la calle; no el molde ya aceptado,
no las cosas ya sabidas, no el hotel de enfrente: la calle,
la viva floresta donde cada instante puede arrojarse sobre mi
como una magnolia, donde las caras van a nacer cuando las mire,
cuando avance un poco más, cuando con los codos y las pestañas
y las uñas me rompa minuciosamente contra la pasta del ladrillo
de cristal, y juegue mi vida mientras avanzo paso a paso para ir
a comprar el diario a la esquina.
“La tarea de ablandar el ladrillo”, Julio Cortázar*

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen	5
2.1 Klassische Theorie der Polarisierbarkeit	5
2.1.1 Polarisierbarkeit eines Atoms	5
2.1.1.1 Elektrische Polarisierbarkeit	5
2.1.1.2 Magnetische Suszeptibilität	7
2.1.1.3 Energie des Systems	8
2.1.1.4 Messung der atomaren Polarisierbarkeit	8
2.2 Die Polarisierbarkeiten des Pions	9
2.2.1 Theorie der Compton-Streuung	9
2.2.2 Compton-Streuung am Proton	10
2.2.3 Die Polarisierbarkeit des Protons	12
2.2.4 Die Compton-Streuung am Pion	14
2.2.5 Die Polarisierbarkeit des Pions	15
2.2.5.1 Theoretische Vorhersagen	15
2.2.5.2 Durchgeführte Experimente	17
2.2.5.3 Strahlungsbegleitete Pion-Nukleon-Streuung (Primarkoff Effekt)	17
2.2.5.4 Photon-Photon-Streuung	20
2.2.5.5 Strahlungsbegleitete Pion-Photoproduktion in der Photon-Nukleon-Streuung	21
2.2.5.6 Kinematik der strahlungsbegleiteten Compton-Streuung am Pion in der Photon-Nukleon-Streuung	22
2.2.5.7 Bestimmung der Polarisierbarkeit des Pions	23
3. Das Experiment	31
3.1 Kinematische Betrachtungen zur strahlungsbegleiteten Pion-Photoproduktion	31
3.2 Der experimentelle Aufbau	32
3.2.1 Das Mainzer Mikrotron	33
3.2.2 Die Erzeugung eines energiemarkierten Photonenstrahles	34
3.2.2.1 Erzeugung reeller Photonen hoher Energie	34
3.2.2.2 Der Bremsstrahlungsprozeß	36
3.2.3 Der Glasgow Tagger	38
3.2.4 Der TAPS Detektor	41
3.2.4.1 Eigenschaften der BaF ₂ -Detektormodule	42
3.2.4.2 Gesamtaufbau des TAPS-Detektorsystems	43
3.2.4.3 Funktionsweise des TAPS-Photonenspektrometers	44
3.2.5 Der Pion Detektor	45
3.2.6 Die Viel-Draht-Proportionalkammern	46
3.2.6.1 Funktionsweise der MWPCs	46

3.2.7	Die Plastik-Szintillatoren	47
3.2.8	Der Flugzeit-Detektor	48
3.2.9	Das Target	50
3.2.10	Zusammenfassung zum Testaufbau	52
3.3	Die Meßelektronik	53
3.3.1	Die Digitalisierung	55
3.3.2	Die Triggerelektronik	58
3.3.3	Die Datenaufnahme	60
3.4	Durchführung des Experiments	61
3.4.1	Das Pilot-Experiment zur Messung der Polarisierbarkeit des Pions	61
3.4.2	Eichungen der Detektoren	62
4.	Die Datenanalyse	65
4.1	Überblick über die Daten-Analyse	65
4.2	Energieeichungen	67
4.2.1	TAPS Energieeichung	67
4.2.2	Tagger Energieeichung	68
4.3	Zeiteichungen	69
4.3.1	TAPS Zeiteichung	69
4.3.2	Tagger Zeiteichung	70
4.3.3	TOF-Zeiteichung	70
4.4	Abgleich der Zeitinformationen	71
4.4.1	Relativer zeitlicher Abgleich der Tagger-Leiterkanäle	72
4.4.2	Zeitlicher Abgleich Tagger-TAPS	72
4.4.3	Zeitlicher Abgleich Tagger-Pionszintillator	73
4.4.4	Zeitlicher Abgleich der Balken des Flugzeit-Detektors	73
4.5	Korrektur der im TAPS gemessenen Energie	75
4.6	Energie- und Zeitauflösung der Detektoren	76
4.6.1	Zeitauflösung des TAPS-Spektrometers	76
4.6.2	Energieauflösung des TAPS-Spektrometers	77
4.6.2.1	Schauerrekonstruktion	77
4.6.2.2	Energieauflösung des TAPS-Spektrometers	77
4.6.2.3	Ortsrekonstruktion und -auflösung von TAPS	78
4.6.3	Auflösungen des Taggers	79
4.6.4	Auflösungen des Pion-Detektors.	79
4.6.5	Auflösung des TOF-Detektors.	81
4.7	Teilchenidentifizierung	81
4.7.1	Erkennung der Teilchenart im TAPS	82
4.7.1.1	Die Pulsformanalyse	82
4.7.2	Erkennung der Teilchenart im TOF-Detektor	84
4.8	Berechnung der Neutronenenergie	85
4.9	Spurrekonstruktion in der MWPC	86
4.10	Analyse der Reaktion $\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p$	88

4.10.1	Identifizierung des neutralen Pions	89
4.10.2	Zeitliche Schnitte	89
4.10.3	Analyse der Reaktionskinematik	90
4.11	Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts	96
4.11.1	Bestimmung des Photonenflusses	96
4.11.1.1	Bestimmung der Markierungseffizienz	96
4.11.2	Bestimmung der Anzahl der Streuzentren im Target	98
4.11.3	Bestimmung des effektiven Raumwinkels	99
4.11.4	Simulationsrechnung	101
4.11.4.1	Geometrie der Detektoren	102
4.11.4.2	Ereignisgenerator	102
4.11.4.3	Verfolgung der Teilchenspuren	102
4.11.4.4	Ergebnisse der Simulation	103
4.12	Analyse der Reaktion $\gamma + p \rightarrow \gamma' + \pi^+ + n$	103
4.12.1	Dreifachkoinzidenz TAPS-Pion Detektor-TOF	104
4.12.2	Zeitliche Untersuchung TAPS-Tagger	104
4.12.3	Zeitliche Untersuchung der Koinzidenz TAPS-Pion Detektor	106
4.12.4	Untersuchung der Phasenraumbedingungen unseres Kanals	107
4.12.5	Einführung der Simulation zum Einsatz weiterer kinematischer Schnitte	110
4.12.6	Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts	111
4.12.6.1	Bestimmung des Photonenflusses	115
4.12.6.2	Bestimmung der Anzahl der Streuzentren im Target	115
4.12.6.3	Bestimmung der Dimensionen der Phasenraumzelle	115
5.	Ergebnisse	117
5.1	Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion des neutralen Pions	117
5.1.1	Fehlerrechnung	117
5.1.2	Differentielle Wirkungsquerschnitte	118
5.2	Die strahlungsbegleitete π^+ -Produktion am Proton	119
5.2.1	Vergleich der Simulationsergebnisse mit den Meßdaten	121
5.2.2	Wirkungsquerschnitt der strahlungsbegleiteten π^+ -Produktion am Proton	121
5.2.3	Fehlerrechnung	123
5.2.3.1	Statistischer Fehler	124
5.2.3.2	Systematischer Fehler	124
5.2.4	Vergleich mit Fil'kovs Theorie	124
6.	Endgültiges Experiment	129
6.1	Aufbau des endgültigen Experiments	129
6.1.1	TAPS-Blöcke	129
6.1.2	Der Flugzeit-Detektor	131
6.1.3	Der Pion-Detektor	132

6.1.4 Durchführung des Experiments	133
6.2 Zugängige Reaktionen aus dieser Datenaufnahme	133
7. Zusammenfassung	135
A. Summenregel für die Polarisierbarkeiten des Pions	137
B. Produktion von reellen Photonen	141
C. Die Taggerelektronik	143
D. Die TAPS-Elektronik	145
E. Die Elektronik des Pion-Detektors	147
F. Die Elektronik des Flugzeit-Detektors	149
G. Gesamte Triggerelektronik	151
H. Dimensionen und Effizienz jeder Phasenraumzelle	153
Literaturverzeichnis	155

1. Einleitung

*Mi dedicai allo studio della fisica perché cercavo delle risposte,
ma vi ho scoperto il fascino di nuove e piú profonde domande.*

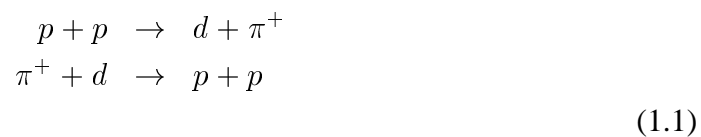
A. Rivera

Der Beginn der modernen Physik kann mit der Entdeckung der Mesonen in Zusammenhang gebracht werden, da diese keine Teile der alltäglichen Materie sind, sondern als Austauscheteilchen für die nuklearen Kräfte postuliert wurden.

Die Beschreibung dieser Kräfte muß zwei grundsätzliche Voraussetzungen erfüllen: Die Kraft muß unabhängig von der elektrischen Ladung sein, da sie mit Protonen und Neutronen gleichartig wechselwirkt, und ihre Reichweite muß sehr kurz sein, da sie nur innerhalb des atomaren Kernes wirkt. 1935 schlug H. Yukawa [Yuk 35] vor, daß die Kernkraft zwischen den Nukleonen durch ein massives (bezüglich des masselosen Photons) Teilchen vermittelt wird: das Pi-Meson oder Pion.

Aus Streu-Experimenten mit α -Teilchen findet man, daß die Reichweite dieser starken Kraft in der Ordnung von 10^{-15} m liegt, was eine Masse von etwa 300 Mal der Elektronmasse (nämlich ungefähr 150 MeV) für das Pion erfordert. Außerdem muß das Pi-Meson in drei Ladungs-Zuständen vorkommen, um die beobachteten Wechselwirkungen zwischen den Nukleonen zu ermöglichen.

1947 wurde das Pion von Lattes, Occhialini und Powell in seinen geladenen Zuständen mit einer Masse von etwa 140 MeV in der kosmischen Strahlung entdeckt [Pow 59]. Das ungeladene Pion wurde wenige Jahre später (1950) in Experimenten an Beschleunigern gefunden. 1953 konnte dem Pion der Spin Null und die Parität -1 durch Untersuchung der Reaktionen



zugeordnet werden.

Die Entdeckung von mehr und mehr "elementaren" Teilchen in den fünfziger und sechziger Jahren und deren Untersuchung durch hochenergetischen Elektronen führte zur Entwicklung des Partonenmodells. Nach diesem Modell bestehen Hadronen aus elementaren Bestandteilen, den Quarks und Gluonen. Damit konnten alle vor dem Jahr 1974 entdeckten Teilchen als aus drei solcher Quarks (Baryonen) oder eines Quarks und eines Antiquarks (Mesonen) zusammengesetzt beschrieben werden.

Pi-Mesonen besitzen demnach eine Struktur aus zwei punktförmigen geladenen Teilchen und sind dadurch polarisierbar. Die Polarisierbarkeit, eine fundamentale Strukturkonstante des Teilchens, liefert Information über dessen inneren Aufbau. Eine Messung dieser Größe erlaubt es daher theoretische Modelle zu überprüfen. Im Fall des Pions ist die Anzahl der verfügbaren Daten noch sehr gering und die bisher durchgeführten Experimente zeigen große Schwankungen gegeneinander, was noch nicht erlaubt, zwischen den theoretischen Vorhersagen der verschiedenen Modelle (ChPT [Bur 98], Dubna Quark Confinement Model [Iva 90], Linear σ -Model [Ber 88], usw.) zu unterscheiden.

Die elektrischen α und magnetischen β Polarisierbarkeiten charakterisieren die Deformation der Ladungs- und der Magnetisierungsverteilungen des Pions in einem äußeren elektromagnetischen Feld. Daher ergibt sich das Photon als natürliche Sonde dieser Strukturkonstanten des Teilchens und die Compton-Streuung, d.h. die elastische Streuung von Photonen, ist die direkteste Reaktion zur Messung der Polarisierbarkeiten.

Die Untersuchung der Struktur der Atomkerne und der Hadronen im Mittelenergiebereich (100 MeV–1 GeV) ist Ziel der Forschung im Institut für Kernphysik der Universität Mainz. Hierzu wird ein Elektronenbeschleuniger, das MAInzer MIkrotron (MAMI), verwendet, dessen zweite Ausbaustufe eine maximale Energie von 855 MeV liefert. Eine weitere Beschleunigerstufe bis 1.5 GeV wird bis 2004 aufgebaut. Die A2-Kollaboration am MAMI arbeitet mit reellen Photonen, die aus dem Bremsstrahlungsprozeß stammen. Eine breitbandige Markierungsanlage ermöglicht die Bestimmung der Energie der Photonen, die bei einer Einschußenergie von 855 MeV zwischen 40 MeV und 792 MeV liegt.

In dem hier beschriebenen Test-Experiment wird die Reaktion

$$\gamma + p \rightarrow \gamma + \pi^+ + n \quad (1.2)$$

in einem kinematischen Bereich untersucht, der der Comptonstreuung an einem virtuellen π^+ -Meson entspricht. Im Ausgangskanal werden die Photonen in einem Kristallspektrometer (TAPS oder *Two or Three Arms Photon Spectrometer*) nachgewiesen. Zur Rekonstruktion der Spur des Pions werden Vieldrahtproportionalkammern verwendet, während die Energie und Trajektorie des Neutrons mit Hilfe eines Flugzeit-Detektors bestimmt wird.

Im Rahmen von Messungen mit TAPS wurde im März 1999 dieses Test-Experiment durchgeführt. Ziel war die Vorbereitung eines Verfahrens zur Auslese der Detektoren und zur Rekonstruktion der kompletten Kinematik unserer Reaktion. Zu diesem Zweck und als Test unseres Auswerteverfahrens sollte auch eine bekannte Reaktion (nämlich die Photoproduktion des ungeladenen Pions unter Rückwärtswinkeln) untersucht werden. Die erhaltenen differentiellen Wirkungsquerschnitte sollten dann mit den Werten aus der Literatur verglichen werden. Weiteres Ziel des Experiments war die Überprüfung, ob unser experimenteller Aufbau die komplette Trennung unserer Reaktion von Untergrundprozessen (z.B. $\gamma + p \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + n$) und dadurch die Messung der Polarisierbarkeiten des Pions in einem endgültigen Experiment mit einer höheren Anzahl

von Detektoren ermöglicht. Schließlich wollte man prüfen, ob die Anzahl der nachgewiesenen Ereignisse bei dem endgültigen Experiment zum erwarteten statistischen Fehler in der Extrapolation der Polarisierbarkeits-Werte führen wird.

Im folgenden werden sowohl die Motivation und die theoretischen Grundlagen des Experiments, als auch andere bereits durchgeführte Messungen im zweiten Kapitel beschrieben. Das Kapitel schließt mit einem Muster-Verfahren zur Extrapolation der Werte der Polarisierbarkeiten aus den experimentellen Daten. Im dritten Kapitel wird der Elektronenbeschleuniger und der beim Experiment verwendete Detektoraufbau vorgestellt. Die Betriebsaufnahme und die Durchführung der Messung werden beschrieben. Das Auswerteverfahren der Roh-Daten wird im vierten Kapitel vorgestellt. Nachdem die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Photoproduktion des neutralen Pions dargestellt wurde, wird die Untersuchung unseres Kanals und der kinematischen Schnitte, die zur Unterdrückung von Untergrundprozessen führen, beschrieben. Die Ergebnisse unserer Auswertung werden im Kapitel 5 vorgestellt, während im sechsten Kapitel der Aufbau des endgültigen Experiments beschrieben wird. Dieser Aufbau erlaubt auch die gleichzeitige Untersuchung anderer Reaktionen und damit die Messung interessierender physikalischer Größen. Über diese zusätzlichen Informationen wird berichtet. Im siebten Kapitel sind die wesentlichsten Schritte dieser Arbeit zusammengefasst.

2. Theoretische Grundlagen

*Ahi ahi, ma conosciuto il mondo
Non cresce, anzi si scema, e assai più vasto
L'etra sonante e l'alma terra e il mare
Al fanciullin, che non al saggio, appare.*
**“Ad Angelo Mai, quand’ebbe trovato
i libri di Cicerone della Repubblica”,
Giacomo Leopardi**

In diesem Kapitel wird zunächst das klassische Konzept der Polarisierbarkeit eines Atoms vorgestellt und dessen Zusammenhang mit anderen makroskopischen Größen aus der klassischen Elektrodynamik erläutert. Danach wird die Polarisierbarkeit für ein Teilchen aus der Sicht der Quantenmechanik definiert. Im Anschluß hieran werden verschiedene Pionmodelle vorgestellt und deren Vorhersagen für die Polarisierbarkeiten des Pions diskutiert. Zur Messung der Polarisierbarkeiten des Pions wird die strahlungsbegleitete Photoproduktion des Pions genutzt; deshalb soll im dritten Abschnitt dieses Kapitels kurz die Theorie der Comptonstreuung und der Pion-Photoproduktion vorgestellt werden.

2.1 Klassische Theorie der Polarisierbarkeit

2.1.1 Polarisierbarkeit eines Atoms

2.1.1.1 Elektrische Polarisierbarkeit

Die einfachste klassische Theorie für die atomare Polarisierbarkeit betrachtet das Atom als einen schweren, nicht deformierbaren, positiv geladenen Kern, der von einer Elektronen-Hülle mit Ladung $Z_i e$ und Masse $Z_i m_e$ umgeben ist. Kern und Hülle seien mit einer Feder verbunden. Wenn dieses Atom in ein elektrisches Feld gebracht wird, so verschieben sich die positiven und negativen Ladungen gegeneinander und es entsteht ein Dipolmoment.

\vec{P} sei das im Atom entstandene elektrische Dipolmoment und \vec{E} das extern angelegte Feld – für kleine Felder ist dann die Verschiebung der Ladungen (und damit das

Dipolmoment) proportional zum elektrischen Feld und man kann schreiben

$$\vec{P} = \alpha \vec{E}, \quad (2.1)$$

wobei α eine für jedes Atom typische Konstante ist. Diese Konstante hat die Dimension eines Volumens [m^3] und wird Polarisierbarkeit genannt. Wenn das Zentrum der Hülle durch den Abstand x bezüglich des Kernmittelpunktes verschoben ist, tritt zwischen den Ladungen die Rückstellkraft $-kx$ auf, wobei k eine 'Federkonstante' ist. Diese Kraft ist gleich der elektrischen Kraft $-eE$. Daraus folgt: $-kx - Ze\vec{E} = 0$, d.h. $x = -Ze\vec{E}/k$. Hieraus ergibt sich für das im Atom influenzierte Dipolmoment

$$\vec{P} = -Ze\vec{x} = (Z^2e^2/k)\vec{E}. \quad (2.2)$$

Schreibt man die Federkonstante als $k = m_e\omega_0^2$ (ω_0^2 ist die Frequenz der Resonanzabsorption der Elektronenhülle), so erhält man

$$\vec{P} = \frac{Z^2e^2}{m_e\omega_0^2}\vec{E} \quad (2.3)$$

und nach Gl. 2.1 und Gl. 2.3 ergibt sich für die atomare Polarisierbarkeit

$$\alpha = \frac{Z^2e^2}{m_e\omega_0^2}. \quad (2.4)$$

Ein derart einfaches Modell erlaubt eine anschauliche Interpretation der Polarisierbarkeit des Atoms: Sie ist ein Maß dafür, mit welcher Leichtigkeit sich die Ladungen im Atom gegeneinander verschieben lassen, d.h. in welchem Maße ein Dipolmoment im Atom induziert werden kann.

Verwendet man statt eines statischen Feldes ein oszillierendes Feld $E = E_0\cos\omega t$, so ergibt sich die Bewegungsgleichung

$$m_e \frac{d^2x}{dt^2} = -kx - ZeE_0\cos\omega t \quad (2.5)$$

und für die Verschiebung der Elektronenhülle

$$x = -\frac{Ze}{m_e(\omega_0^2 - \omega^2)}E_0\cos\omega t = -\frac{Ze}{m_e(\omega_0^2 - \omega^2)}E. \quad (2.6)$$

Man leitet für das induzierte Dipolmoment

$$\vec{P} = -Ze\vec{x} = \frac{Z^2e^2}{m_e(\omega_0^2 - \omega^2)}\vec{E} \quad (2.7)$$

her und erhält für die Polarisierbarkeit des Atoms

$$\alpha = \frac{Z^2e^2}{\epsilon_0 m_e(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (2.8)$$

Die Polarisierbarkeit eines Atoms ist von der Feldoszillatorfrequenz ω unabhängig, wenn ω klein bezüglich ω_0 ist. Um ω_0 grob abzuschätzen, kann man die Gl. 2.4 zu

$$\begin{aligned}\hbar\omega_0 &= \sqrt{\frac{\hbar^2 Z_i e^4}{m\alpha}} \\ &= \sqrt{\frac{4a_0^3 Z_i}{\alpha} \frac{e^2}{2a_0}}, a_0 = \frac{\hbar^2}{me^2} \\ &= \sqrt{Z_i \left(\frac{10^{-24} \text{ cm}^3}{\alpha} \right)} \times 10.5 \text{ eV}\end{aligned}\quad (2.9)$$

umschreiben: Da die gemessenen Polarisierbarkeiten in der Größenordnung von 10^{-24} cm^3 (siehe Tabelle 2.1.1.1) liegen, folgt, daß die Frequenzabhängigkeit der atomaren Polarisierbarkeit keine große Rolle für Feldfrequenzen bis in den Bereich der Ultraviolettstrahlung spielt.

Atomare Polarisierbarkeiten von halogenen Ionen,
Edelgasatomen und Alkalimetallionen (in Einheiten 10^{-24} cm^3)

Halogene		Edelgase	Alkalimetalle	
F ⁻		He 0.2	Li ⁺	0.03
Cl ⁻	1.2	Ne 0.4	Na ⁺	0.2
Br ⁻	3	Ar 1.6	K ⁺	0.9
I ⁻	4.5	Kr 2.5	Rb ⁺	1.7
	7	Xe 4.0	Cs ⁺	2.5

Tabelle 2.1: Elektrische Polarisierbarkeiten verschiedener Systeme [Dal 62]

2.1.1.2 Magnetische Suszeptibilität

Das magnetische Moment eines freien Atoms basiert auf drei Ursachen: erstens dem Spin der Elektronen und des Kerns, zweitens dem Bahndrehimpuls der Elektronen bezüglich ihrer Bewegung um den Kern und drittens der Änderung des Bahndrehimpulses, die durch ein äußeres Magnetfeld induziert wird. Die ersten beiden Effekte führen zu paramagnetischen Beiträgen zur Magnetisierung (positiv), der dritte zu einem diamagnetischen Beitrag (negativ).

Analog zur Definition der elektrischen Polarisierbarkeit kann man die magnetische Suszeptibilität β als Proportionalitätskonstante zwischen dem induzierten magnetischen Moment und dem äußeren Magnetfeld einführen:

$$\vec{m} = \beta \cdot \vec{B}. \quad (2.10)$$

Magnetische Momente des Kerns führen zu einem kernparamagnetischen Beitrag. Da diese magnetischen Momente größenordnungsmäßig 10^{-3} mal kleiner als das magnetische Moment des Elektrons sind [Kit 89], kann man sie oft vernachlässigen.

2.1.1.3 Energie des Systems

Von besonderem Interesse ist die Änderung der Energie eines Systems. Es seien als einfachstes Beispiel zwei durch eine Feder verbundene Ladungen $+q$ und $-q$ betrachtet, die in ein elektrisches Feld gebracht werden, dessen Quellen ruhen. Die Energiedifferenz läßt sich in der Form

$$\Delta w(\text{elek.}) = -\frac{1}{2}\vec{p} \cdot \vec{E} = -\frac{1}{2}\alpha|\vec{E}|^2 \quad (2.11)$$

schreiben. In Analogie zu Gl. 2.11 kann man berechnen, wie sich die magnetische Energie ändert, wenn man einen Körper in ein Magnetfeld bringt, dessen Stromquellen konstant sind. Man leitet in diesem Fall

$$\Delta w(\text{magn.}) = -\frac{1}{2}\vec{m} \cdot \vec{B} = -\frac{1}{2}\beta|\vec{B}|^2 \quad (2.12)$$

her. D.h. ein System mit großen Polarisierbarkeiten α und β kann viel elektromagnetische Energie austauschen, wenn es mit einer elektromagnetischen Welle wechselwirkt.

2.1.1.4 Messung der atomaren Polarisierbarkeit

Die Messung der atomaren Polarisierbarkeit erfolgt auf Grund ihres Zusammenhangs mit dem Brechungsindex. Berechnet man die mit dem elektrischen Feld verbundene Energiedichte, die mit einem System von Atomen wechselwirkt, so kann man herleiten:

$$u_E = \frac{1}{2}|\vec{E}|^2 - \frac{N}{2}\alpha|\vec{E}|^2 \equiv \frac{|\vec{E}|^2}{2\epsilon} \quad (2.13)$$

wobei $\epsilon \approx 1 + N\alpha$ die dielektrische Konstante und N die Dichte der Atome sind. Ebenso erhält man für das magnetischen Feld:

$$u_B = \frac{1}{2}|\vec{B}|^2 - \frac{N}{2}\beta|\vec{B}|^2 \equiv \frac{|\vec{B}|^2}{2\mu}, \quad (2.14)$$

wobei $\mu \approx 1 + N\beta$ die magnetische Permeabilität ist. Da die Lichtgeschwindigkeit in einem Medium durch

$$v^2 = \frac{1}{\epsilon\mu} \approx 1 - N(\alpha + \beta) \quad (2.15)$$

gegeben ist, folgt für den Brechungsindex

$$n = v^{-1} = 1 + \frac{N}{2}(\alpha + \beta). \quad (2.16)$$

Die magnetische Permeabilität ist nahezu 1 für ein typisches Medium, daher erlaubt die Messung des Brechungsindex eine direkte Messung der elektrischen Polarisierbarkeit.

Diese Aufgabe wird schwerer, wenn man die Materie mit höherer Auflösung beobachten will und statt Atomen subatomare Teilchen untersucht. Im folgenden Abschnitt wird die bisherige Diskussion auf Hadronen und ihre Bestandteile (die Quarks) erweitert und es wird beschrieben, wie man Informationen über ihre Eigenschaften experimentell gewinnen kann.

2.2 Die Polarisierbarkeiten des Pions

In den großen Datenmengen über Baryon- und Mesonresonanzen, die bis in die sechziger Jahre angesammelt wurden, konnten Regelmäßigkeiten und Muster in den untersuchten Hadronenzuständen bemerkt und als Ausdruck einer höheren ungefähr erhaltenen Symmetrie interpretiert werden [Per 87]. Diese Beschreibung wurde inzwischen durch eine neuere überholt, in der die Muster oder Multipletts von Zuständen durch elementare Bausteine erklärt werden konnten. Mit den Experimenten zur tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung bekam nach 1968 dieses Bild für Hadronen zusätzlich zu seiner statischen auch eine dynamische Bedeutung. Diese Experimente zeigten deutlich, daß der komplizierte Prozeß der Lepton-Produktion zahlreicher Hadronen in solchen Kollisionen einfach als (quasi-)elastische Streuung des Leptons an punktförmigen oder nahezu punktförmigen Konstituenten, den Partonen, interpretiert werden kann, die später mit den Quarks identifiziert wurden. Die gesamte Materie ist aus elementaren Fermionen mit Spin $1/2$ zusammengesetzt, den Quarks mit Ladung $+2/3$ und $-1/3$ und den Leptonen mit ganzzahligen Ladungen. Danach sollte ein Baryon aus drei Quarks und ein Meson aus einem Quark-Antiquark-Paar bestehen. Trotz der Erkenntnis, daß Hadronen eine innere Struktur besitzen, aufgebaut aus geladenen Partonen, erschien der Begriff der Polarisierbarkeit als fundamentale Eigenschaft eines Hadrons, genauso wie sein Ladungsradius, sein magnetisches Moment, usw. erst vor etwa 25 Jahren [Ter 73]. Bei der Übertragung dieses Begriffs von der klassischen in die Quantenphysik kommt die Compton-Streuung zum tragen, d.h. die elastische Streuung eines Photons an einem anderen Teilchen. Dieser Prozeß ist eine wichtige Quelle, um Informationen über die Struktur und die Wechselwirkung der Hadronen im Bereich niedriger Energien zu erhalten [Ayb 84].

2.2.1 Theorie der Compton-Streuung

Die Entdeckung des Compton-Effekts, d.h. der Streuung eines Photons an einem Elektron, und seine Erklärung mittels Energie- und Impulserhaltung im elastischen Stoß eines Lichtquants mit einem Elektron, ist eine der fundamentalen Einsichten der modernen Physik [Stu 77]. Die Compton-Streuung als Probe der starken Wechselwirkung wurde Anfang der fünfziger Jahre vorgeschlagen, als Powell [Pow 49] den Einfluß des anomalen magnetischen Moments des Protons auf den Compton-Wirkungsquerschnitt berechnete. Die Abwesenheit von wechselwirkenden Hadronen im Anfangs- und Endzustand des Prozesses $\gamma + h \rightarrow \gamma + h$ erlaubt es, zwischen der starken Kopplung der

hadronischen Konstituenten und der elektromagnetischen Wechselwirkung zu unterscheiden.

Dadurch ist die Analyse eines solchen Prozesses im Vergleich mit der Hadronenstreuung und der Hadronenphotoproduktion sehr viel einfacher.

Kinematik der Compton-Streuung

Die Kinematik der elastischen Streuung eines Photons an einem Teilchen ist in Abb. 2.1 gezeigt. Da vor und nach dem Streuprozess die gleichen Teilchen vorliegen

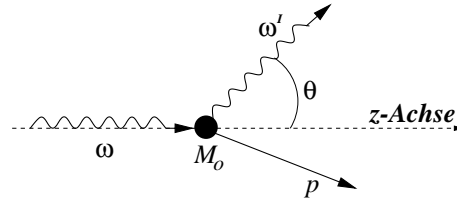


Abbildung 2.1: Kinematik der Compton-Streuung.

und die Summe aller kinetischen Energien erhalten bleibt, ergibt sich nach Impuls- und Energieerhaltung:

$$\omega' = \frac{\omega}{1 + \frac{\omega}{M_0}(1 - \cos\theta)}, \quad (2.17)$$

wobei ω und ω' die Energien des ein- bzw. des auslaufenden Photons sind; θ ist der Winkel des gestreuten Photons und M_0 ist die Masse des Teilchens. Die Streu-Reaktion ist durch die Angabe zweier kinematischer Größen, wie z.B. der Energie des einlaufenden Photons und seines Streuwinkels, vollständig bestimmt.

2.2.2 Compton-Streuung am Proton

Für Photonenergien viel kleiner als die Pionproduktionsschwelle, d.h. im Limes $\omega \rightarrow 0$, ist die Amplitude der Photonenstreuung am Proton alleine durch die Ladung und die Masse des Teilchens gegeben. Man findet:

$$F(\omega = 0) = -\frac{e^2}{m}\epsilon\epsilon' \quad (2.18)$$

mit den Polarisationsvektoren des einlaufenden bzw. auslaufenden Photons ϵ und ϵ' . Ein solcher Prozess stellt das quantenmechanische Analogon zur klassischen Thomson-Streuung einer elektromagnetischen Welle an einem punktförmigen Teilchen dar.

In den 50er Jahren entwickelten Low, Gell-Mann und Goldberger ein Niederenergie-Theorem (engl. *LET = Low Energy Theorem*), das besagt, daß die Amplitude der Comptonstreuung an einem Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen in Potenzen der Photonenergie entwickelt werden kann. Low, Gell-Mann und Goldberger zeigten (ohne Annahmen über

die hadronische Struktur des Protons), daß die Comptonamplitude, bis zu in ω linearen Termen nur von der Ladung, der Masse und dem magnetischen Moment des Teilchens abhängt.

Um die innere Struktur des Protons zu berücksichtigen, reichen diese Terme jedoch nicht aus, es muß auch die quadratische Abhängigkeit der Comptonamplitude von der Photonenergie mitberücksichtigt werden. Nach der Herleitung von Petrun'kin [Pet 81] ergibt sich:

$$\begin{aligned}
F_{Pet} = & A\tilde{\nu}_{s'} \left\{ -\frac{e^2}{m}\epsilon'\epsilon + i(\omega' + \omega)\frac{e^2}{4m^2}(1 + 2\lambda)\sigma(\epsilon' \times \epsilon \right. \\
& -i(\omega' + \omega)\frac{e^2}{4m^2}(1 + \lambda)^2\sigma[(n' \times \epsilon') \times (n \times \epsilon)] \\
& +i\frac{e^2}{2m^2}(1 + \lambda)[\omega'(n'\epsilon)\sigma(n' \times \epsilon') - \omega(n\epsilon')\sigma(n \times \epsilon)] \\
& +\omega'\omega\frac{e^2}{4m^3}(2\lambda + \lambda^2)\epsilon'\epsilon \\
& -\omega'\omega\frac{e^2}{4m^3}(1 + \lambda)^2(n' \times \epsilon')(n \times \epsilon)(n'n) \\
& +\omega'\omega\frac{e^2}{4m^3}(n' \times \epsilon')(n \times \epsilon) \\
& \left. +\omega'\omega[\alpha\epsilon'\epsilon + \beta(n' \times \epsilon')(n \times \epsilon)]\right\} \nu_s + 0(\omega^3), \tag{2.19}
\end{aligned}$$

$$\tag{2.20}$$

wobei λ das anomale magnetische Moment in Einheiten $e/2m$, α und β die elektrische, bzw. magnetische Polarisierbarkeit, $k' = \omega'n'$ und $k = \omega n$ die Impulse des einlaufenden und gestreuten Photons sind. $\nu_{s'}$ und ν_s sind die drei-dimensionale Spinoren des Protons. Der erste Beitrag beschreibt die Streuung eines Photons an einem Teilchen mit Spin $\frac{1}{2}$ und magnetischem Moment $(1 + \lambda)(e/2m)$, während die folgenden sechs Terme den Beitrag des magnetischen Moments des Protons enthalten. Bis zu diesem Punkt der Entwicklung ist das Proton als ein punktförmiges Teilchen angenommen. Die letzten zwei Terme berücksichtigen die einfachsten Strukturkonstanten des Teilchens, die Polarisierbarkeiten. In der Quantenfeldtheorie werden diese wie folgt definiert:

$$\bar{\alpha} = \alpha^{intr} + \Delta\alpha = 2 \sum_n \frac{|\langle 0, p = 0 | D_z | n, p' = 0 \rangle|^2}{E_n - E_0} + \Delta\alpha, \tag{2.21}$$

$$\bar{\beta} = \beta^{intr} + \Delta\beta = 2 \sum_n \frac{|\langle 0, p = 0 | M_z | n, p' = 0 \rangle|^2}{E_n - E_0} + \Delta\beta, \tag{2.22}$$

$$\Delta\alpha = \frac{e^2 \langle r_E^2 \rangle}{3m} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{m^3}\right), \tag{2.23}$$

$$\Delta\beta = -\frac{5e^2 \langle r_E^2 \rangle}{6m} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{m^3}\right). \tag{2.24}$$

Hier sind D_z und M_z die Projektion der elektrischen und magnetischen Dipol-Operatoren auf die z-Achse, es wird über alle möglichen Anregungszustände mit Energie E_n und Impuls $p' = 0$ summiert. Die Terme $\Delta\alpha$ und $\Delta\beta$ sind modellabhängige Korrekturen zum statischen Anteil, die Retardierungs-, Rückstoß- und relativistische Effekte berücksichtigen.

Leitet man den differentiellen Wirkungsquerschnitt für die Streuung unpolarisierter Photonen an einem unpolarisierten Proton her, so findet man:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Pet} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Point} - \omega\omega' \left(\frac{\omega'}{\omega}\right)^2 \frac{e^2}{m} \left[\frac{\alpha + \beta}{2} (1+z)^2 + \frac{\alpha - \beta}{2} (1-z)^2 \right] \quad (2.25)$$

mit $z = \cos\theta$. Der erste Term auf der rechten Seite beschreibt den differentiellen Wirkungsquerschnitt an einem punktförmigen Proton,

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Point} = \frac{1}{2} \left(\frac{e^2}{m}\right)^2 \left(\frac{\omega'}{\omega}\right)^2 \left\{ 1 + z^2 + \frac{\omega\omega'}{m^2} [(1-z)^2 + a_0 + a_1 z + a_2 z^2] \right\}, \quad (2.26)$$

wobei

$$\begin{aligned} a_0 &= 2\lambda + \frac{9}{2}\lambda^2 + 3\lambda^3 + \frac{3}{4}\lambda^4, \\ a_1 &= -4\lambda - 5\lambda^2 - 2\lambda^3, \\ a_2 &= 2\lambda + \frac{1}{2}\lambda^2 - \lambda^3 - \frac{1}{4}\lambda^4. \end{aligned} \quad (2.27)$$

Abbildung 2.2 zeigt den differentiellen Wirkungsquerschnitt für die Comptonstreuung am Proton als Funktion der Photonenergie für $\theta = 90^\circ$.

2.2.3 Die Polarisierbarkeit des Protons

Die Polarisierbarkeit des Protons wurde im Rahmen verschiedener Nukleonenmodelle berechnet, deren Vorhersagen sind in Tabelle 2.2 zusammengefasst. Außerdem gilt die Baldin Summenregel¹, die den totalen Absorptions-Wirkungsquerschnitt mit der Summe der Polarisierbarkeiten verknüpft. Im Fall des Protons lautet sie:

$$\bar{\alpha}_p + \bar{\beta}_p = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{\sigma_{tot}(\omega')}{\omega'^2} d\omega' = 13.69 \quad (2.28)$$

Hier wird also das -2. Moment des Photoabsorptionsquerschnitts mit der Summe der Polarisierbarkeiten in Verbindung gebracht. Die Beschränkungen aus der Baldin Summenregel auf den differentiellen Wirkungsquerschnitt für Comptonstreuung sind in

¹Summenregeln verknüpfen Momente dynamischer Größen (z.B. gewichtete Integrale über Wirkungsquerschnitte, daher der Name *Summenregel*) mit statischen Eigenschaften eines Teilchens.

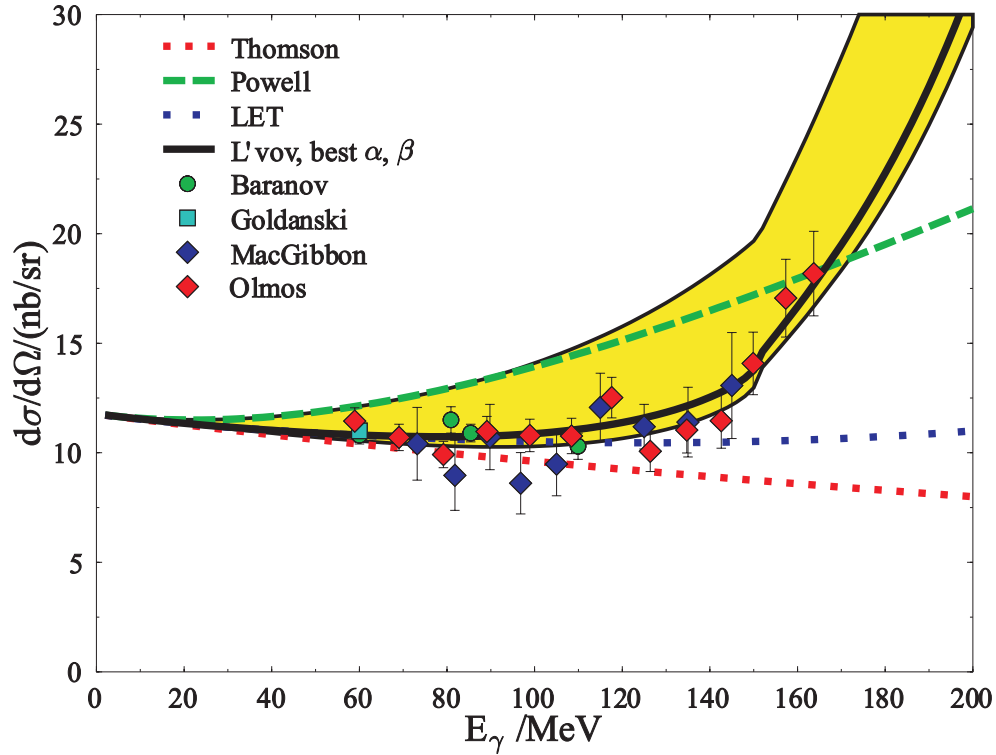


Abbildung 2.2: Differentieller Wirkungsquerschnitt der Comptonstreuung am Proton für $\theta = 90^\circ$. Die schattierte Fläche stellt die Eingrenzung durch die Baldin Summenregel dar: Oben für $\beta = 13.69$, und unten für $\alpha = 13.69$ ([Olm 97]).

Abbildung 2.2 als die obere ($\alpha=0, \beta=13.69$) und untere Grenze ($\alpha=13.69, \beta=0$) der schattierten Region dargestellt.

Literaturangabe	Model	$\bar{\alpha}$	β
[Hec 81]	MIT Bag	7.1	2.6
[Nym 84]	Skyrme Model		2
[Sch 84]	MIT Bag	10.8	2.3
[Wei 84]	Chiral Quark Model	7-9	≤ 2
[Che 87]	Skyrme Model	8.3	8.5
[Sco 89]	Chiral Soliton	13.4	1.3
[Ber 92]	HChPT	12.8	1.3
[Li 93]	NRQM	7.25	12
[Hem 97]	ϵ^3 ChPT	17.1	9.2

Tabelle 2.2: Nukleonmodelle und Polarisierbarkeiten

Erste Experimente zur Bestimmung der Polarisierbarkeiten des Protons wurden Anfang der sechziger Jahre von Gol'danski durchgeführt. Eine weitere Messung von Baranov folgte im Jahre 1975. In den 90er Jahre wurden die Polarisierbarkeiten des Protons mit Hilfe der neuen Generation von Beschleunigern systematisch und genauer vermessen. In Tabelle 2.3 sind die wichtigsten Experimente zusammen mit der Angabe der verwendeten Energie- und Winkelbereiche dargestellt.

Experiment	E_γ (MeV)	θ	$\bar{\alpha} + \beta$	$\bar{\alpha} - \beta$
Gol'danski [Gol 60]	31-81	$70^\circ - 150^\circ$		
Baranov [Bar 75]	70-110	$90^\circ, 150^\circ$	$5.8 \pm 3.3 \pm 0.2$	$17.8 \pm 2.0 \pm 0.9$
Federspiel [Fed 91]	32-72	$60^\circ, 135^\circ$	$15.8 \pm 4.5 \pm 0.1$	$11.9 \pm 5.3 \pm 0.2$
Zieger [Zie 92]	98, 132	180°		$7.6 \pm 2.9 \pm 1.0$
Hallin [Hal 93]	149-286	$24^\circ - 135^\circ$	$12.1 \pm 1.7 \pm 0.9$	$7.9 \pm 1.4 \pm 2.0$
MacGibbon [Mac 95]	70-148	$90^\circ, 135^\circ$	$15.0 \pm 3.1 \pm 0.4$	$10.8 \pm 1.8 \pm 1.0$
Olmos [Olm 00]	58-163	$59^\circ - 155^\circ$	13.69 ± 0.14	$10.67 \pm 0.83 \pm 0.75$

Tabelle 2.3: Experimente zur Niederenergie-Comptonstreuung am Proton. Die Werte für die Polarisierbarkeiten sind in Einheiten 10^{-4} fm^3 angegeben. Der erste Fehler ist eine Kombination aus statistischem und systematischem Fehler und der zweite ist eine Abschätzung der modellabhängigen Unsicherheiten, die bei der Bestimmung der Polarisierbarkeiten aus den differentiellen Wirkungsquerschnitten auftreten können.

2.2.4 Die Compton-Streuung am Pion

Wir betrachten nun die Compton-Streuung am Pion

$$\gamma(q_1) + \pi(p_1) \rightarrow \gamma(q_2) + \pi(p_2), \quad (2.29)$$

wobei q_i und p_i die Viererimpulse des Photons bzw. des Pions sind (siehe Abb. 2.3).

Entwickelt man die Streuamplitude bis zur zweiten Potenz der Photonenenergie, so erhält man:

$$T_{\gamma\pi \rightarrow \gamma\pi} = T_B + 8\pi\mu\omega_1\omega_2 [\hat{\epsilon}' \cdot \hat{\epsilon}\alpha_\pi + (\hat{q}_2 \times \hat{\epsilon}') \cdot (\hat{q}_1 \times \hat{\epsilon})\beta_\pi] + \dots; \quad (2.30)$$

$q_i = \omega_i(1, \hat{q}_i)$ mit $i = 1, 2$; $\hat{\epsilon}, \hat{\epsilon}'$ sind die Polarisationsvektoren des Photons mit Impuls q_i und T_B ist der Bornsche Beitrag. Mit dieser Streuamplitude kann der differentielle Wirkungsquerschnitt für den Prozeß bis zu linearen Terme der Polarisierbarkeit entwickelt werden, d.h.

$$\frac{d\sigma_{\gamma\pi \rightarrow \gamma\pi}}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma_{\gamma\pi \rightarrow \gamma\pi}}{d\Omega} \right)_{Born} - \frac{e^2}{4\pi} \frac{\mu^3 (s_1 - \mu^2)^2}{4s_1^2 [(s_1 + \mu^2) + (s_1 - \mu^2)z]} \left\{ (1-z)^2 (\alpha_{\pi^\pm} - \beta_{\pi^\pm}) + \frac{s_1^2}{\mu^4} (1+z)^2 (\alpha_{\pi^\pm} + \beta_{\pi^\pm}) \right\}. \quad (2.31)$$

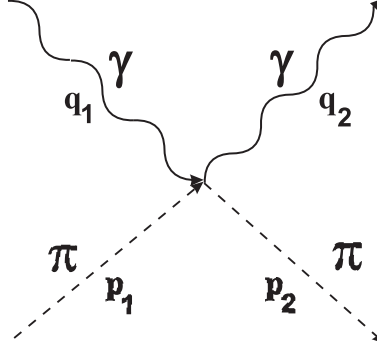


Abbildung 2.3: Compton-Streuung am Pion.

mit

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Born} = \left(\frac{e^2}{4\pi}\right)^2 \frac{1}{s_1} \frac{(s_1^2 + \mu^2)(1 + z^2) + 2z(s_1^2 - \mu^2)}{[(s_1 + \mu) + (s_1 - \mu)z]^2} \quad [\text{Unk 00}]. \quad (2.32)$$

In Gleichung 2.31 ist s_1 das Quadrat der Gesamtenergie des Systems und μ die Masse des Pions. Wieder ist $z = \cos\theta_{\gamma\gamma}^{cm}$. Im folgenden werden die Mandelstam-Variablen für die Compton-Streuung am Pion s_1, t_1 und u_1 verwendet.

Um die Empfindlichkeit auf die Polarisierbarkeiten zu untersuchen, vergleicht man die Vorhersagen aus den Dispersionsrelationen für die $\gamma\pi^\pm$ Streuung ohne Entwicklung mit den Ergebnissen aus der Gl. 2.31. Zu diesem Zweck wurden α und β durch die Dispersions-Summen-Regel und für $u_1 = \mu^2$ berechnet. Abbildung 2.4 zeigt die theoretischen Korrekturen zu den Pionpolarisierbarkeiten aufgrund der Näherung in Gl. 2.31 (Entwicklung bis zu ω^2 -Termen). Die Kurve wie alle Kurven dieses Abschnitts sind unter der Annahme $\alpha_{\pi^\pm} = -\beta_{\pi^\pm}$ berechnet.

Abbildung 2.5 zeigt die Winkelverteilung der $\gamma\pi^\pm$ -Streuung für verschiedene Werte von s_1 (mit der Annahme $\alpha_{\pi^\pm} = -\beta_{\pi^\pm} = 7 \times 10^{-4} fm^3$).

In Abbildung 2.6 ist der Einfluß der Polarisierbarkeiten auf den differentiellen Wirkungsquerschnitt als Funktion von $\theta_{\gamma\gamma}^{cms}$ und für verschiedene Werte von s_1 dargestellt.

Diese Ergebnisse zeigen, daß der Beitrag der Polarisierbarkeiten zum Wirkungsquerschnitt maximal im Winkelbereich um $\theta_{\gamma\gamma}^{cms} \approx 150^\circ$ ist, und daß er mit der Energie bis auf etwa 40% für $s_1 = 8\mu^2$ ansteigt. Der Beitrag der Polarisierbarkeit zum totalen Wirkungsquerschnitt ist jedoch kleiner als 5% für den betrachteten kinematischen Bereich. Daher folgt, daß das günstigste Intervall bei $150^\circ \leq \theta_{\gamma\gamma}^{cms} \leq 180^\circ$ und $5\mu^2 \leq s_1 \leq 7\mu^2$ liegt, um eine Messung der Polarisierbarkeit durchzuführen [Ahr 95].

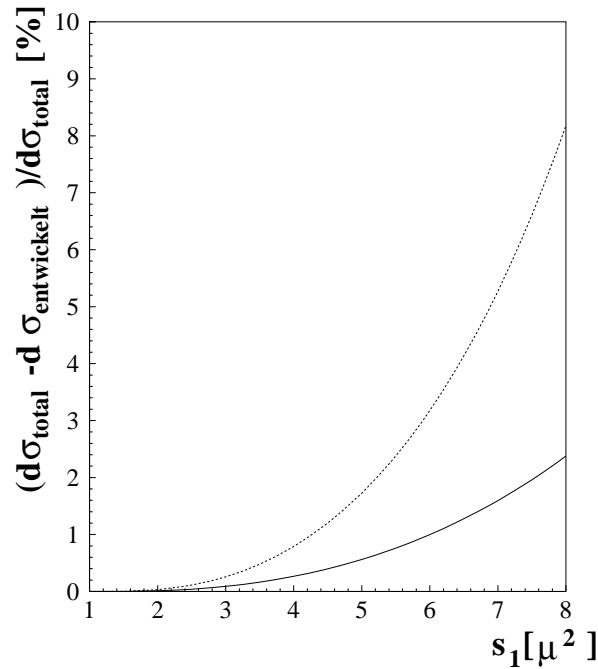


Abbildung 2.4: Theoretische Korrekturen zum differentiellen Wirkungsquerschnitts aufgrund der vernachlässigten Terme ($0(\alpha\beta)$) in Gleichung 2.31. Die volle Kurve entspricht $\bar{\alpha}_{\pi^\pm} = 9 \times 10^{-4} \text{ fm}^3$, während die gestrichelte Kurve ist für $\bar{\alpha}_{\pi^\pm} = 15 \times 10^{-4} \text{ fm}^3$ berechnet [Unk 99].

2.2.5 Die Polarisierbarkeit des Pions

2.2.5.1 Theoretische Vorhersagen

Aus der Compton-Amplitude für die Photon-Pion Streuung (siehe Gl. 2.30) erkennt man, daß

- in nullter Ordnung in der Photonenergie nur die punktförmige Struktur des Teilchens einen Beitrag liefert, der für das ungeladene Pion Null ist;
- es keinen linearen Term in der Energie des Photons gibt, da hier spinlose Teilchen betrachtet werden. Im Fall des Nukleons hätte man einen von Null verschiedenen linearen Beitrag;

Parallel und auf ganz allgemeiner Basis erkennt man einige Einschränkungen, die die Polarisierbarkeiten des Pions erfüllen müssen:

- Die Chirale Dynamik verlangt, daß im exakten chiralen Limes

$$\alpha_\pi + \beta_\pi = 0 \quad (2.33)$$

gilt.

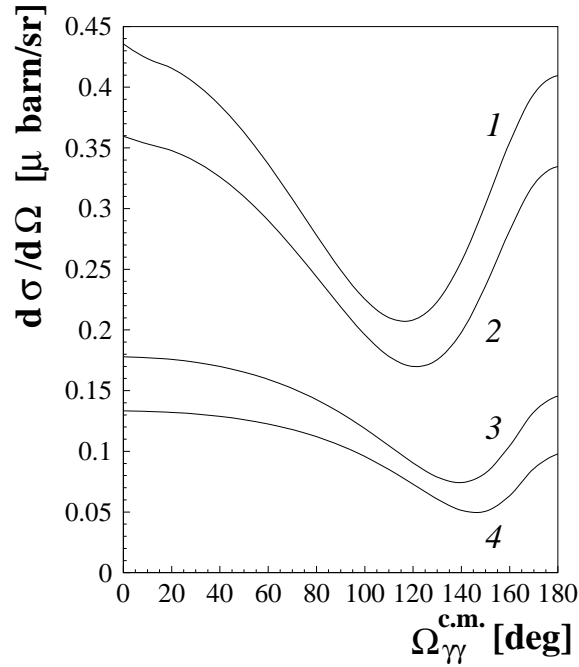


Abbildung 2.5: Winkelverteilung der elastischen $\gamma\pi^\pm$ -Streuung für: (1) $s_1 = 2.5\mu^2$; (2) $s_1 = 3\mu^2$, (3) $s_1 = 6\mu^2$; (4) $s_1 = 8\mu^2$ ([Dre 93]).

- Aus der Dispersions-Relation für die Vorwärtsstreuamplitude berechnet man:

$$\alpha_\pi + \beta_\pi = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty d\omega \frac{\sigma_{tot}(\omega)}{\omega^2}, \quad (2.34)$$

wobei σ_{tot} der totale Wirkungsquerschnitt für die Photoabsorption am Pion ist.

- Die Polarisierbarkeiten des geladenen Pions sind mit den axialen und vektoriellen Form-Faktoren h_A bzw. h_V des radiativen Pionszerfalls $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \gamma$ direkt verbunden.

$$\alpha_{\pi^\pm} = \frac{\alpha}{8\pi^2 m_\pi F_\pi^2} \frac{h_A}{h_V}, \quad (2.35)$$

wobei $F_\pi \sim 93 MeV$ die Zerfallskonstante des Pions ist.

- 1964 wurde von Petrun'kin eine erste Summen-Regel vorgeschlagen. Nach dieser kann α_π in zwei Anteile aufgespalten werden:

$$\alpha_\pi = \alpha_\pi^{cl} + \alpha_\pi^{intr}. \quad (2.36)$$

α_π^{cl} bezieht sich auf statische und elektromagnetische Größen des Pions (Masse, elektromagnetischer Radius, Ladung),

$$\alpha_\pi^{cl} = \frac{\alpha}{3m_\pi} \langle r_\pi^2 \rangle, \quad (2.37)$$

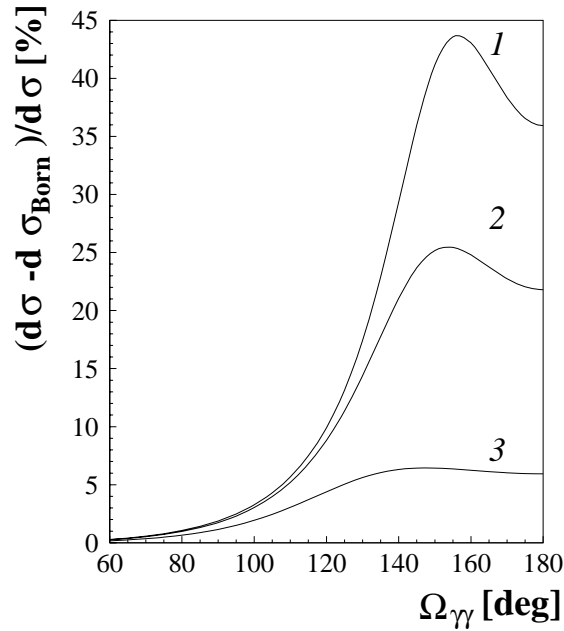


Abbildung 2.6: Beitrag der Pionpolarisierbarkeit zum totalen Wirkungsquerschnitt für die $\gamma\pi^\pm$ -Streuung: (1) $s_1 = 8\mu^2$, (2) $s_1 = 6\mu^2$, (3) $s_1 = 3\mu^2$ ([Dre 93]).

während α_π^{intr} dieselbe Bedeutung wie in Gleichung 2.21 hat. Holstein [Hol 90] bezog α_π^{intr} auf die Spektralfunktionen der Vektor- und Axialvektor-Mesonen, bzw. $\rho^V(s)$ und $\rho^A(s)$:

$$\rho^V(s) = \frac{m_V^4}{g_V^2} \delta(s^2 - m_V^2), \quad \rho^A(s) = \frac{m_A^4}{g_A^2} \delta(s^2 - m_A^2) \quad (2.38)$$

Man bekommt:

$$\sum_{n \neq 0} \frac{|\langle 0, p = 0 | D_z | n, p' = 0 \rangle|^2}{E_n - E_0} = \int ds \frac{\rho_A(s) - \rho_V(s)}{s^2} \quad (2.39)$$

Die Polarisierbarkeit des Pions wurde im Rahmen vieler verschiedener Modelle berechnet, was zu sehr unterschiedlichen Vorhersagen führte [Por 95]. Es ist nicht das Ziel dieser Arbeit, die theoretischen Grundlagen der Berechnungen vorzustellen. Hierzu sei auf die angegebene Literatur verwiesen. Die wichtigsten Ergebnisse der Theorien sind in Tabelle 2.4 zusammengestellt.

Models	$(\alpha + \beta)_{\pi^\pm}$	$(\alpha - \beta)_{\pi^\pm}$
Dispersion-Summen-Regel [Fil 98]		10.3 ± 1.9
ChPT next to leading order [Bur 98]	0.0	4.4 ± 1.0
ChPT leading order [Bur 98]	0.3 ± 0.1	5.4 ± 0.8
Quark Confinement Model [Iva 90]	0.22	7.05
Linear σ -Model [Ber 88]		≈ 20

Tabelle 2.4: Theoretische Vorhersagen für die Polarisierbarkeiten des Pions (in Einheiten von 10^{-4} fm^3).

2.2.5.2 Durchgeführte Experimente

Die Messung der Polarisierbarkeiten des Pions kann nicht direkt über die Messung der Compton-Streuung erfolgen. Während im Fall des Protons ein einfaches Wasserstofftarget verwendet werden kann, existiert kein Target freier Pionen. Die Bestimmung der Polarisierbarkeiten des Pions ist jedoch durch Ausnutzung verschiedener Prozesse auf drei Wegen möglich. Im folgenden wird eine kurze Beschreibung der am häufigsten verwendeten Reaktionen gegeben.

2.2.5.3 Strahlungsbegleitete Pion-Nukleon-Streuung (Primakoff Effekt)

Die erste Möglichkeit der Messung der Polarisierbarkeiten des Pions besteht in der radiativen Pion-Nukleon-Streuung (siehe Abb. 2.7)



dem sogenannten Primakoff-Effekt.

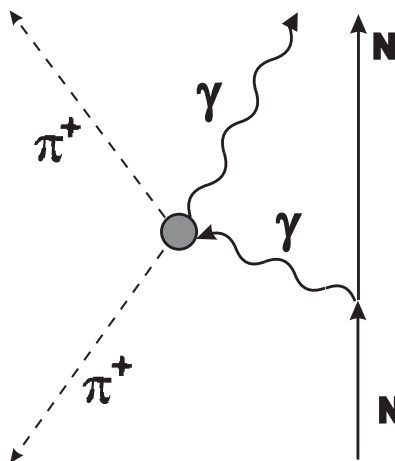


Abbildung 2.7: Diagramm der radiativen Pion-Nukleon-Streuung (Primakoff Effekt)

Für kleine Viererimpulsüberträge $|t| \leq 2 \times 10^{-4} (\text{GeV}/c)^2$ dominiert der Coulombanteil die Amplitude des Prozesses und es ist dadurch möglich, den Beitrag der Polarisierbarkeiten zum Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung zu bestimmen [L'v 77] [Vol 75].

Das bisher einzige Experiment, das diesen Kanal verwendete, wurde am IHEP in Serpukhov (Rußland) 1982 durchgeführt [Aib 82]. Die Kinematik wurde so gewählt, um Photonenenergien im Bereich von 60-600 MeV im Ruhesystem des Pions nachweisen zu können. Als Targets wurden Folien aus Be, C, Al, Fe, Cu und Pb verwendet, die eine Dicke von ~ 0.25 Strahlungslängen besaßen. Mit etwa 7×10^3 Compton-Ereignissen erhielt man

$$\alpha_{\pi^-} = (6.8 \pm 1.4) \times 10^{-4} \text{ fm}^3 [\text{Ant 83}][\text{Ant 85}]. \quad (2.41)$$

2.2.5.4 Photon-Photon-Streuung

Als alternative Methode wurde in den 80er Jahren die Photon-Photon-Streuung aus dem Prozeß

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\pi^+\pi^- \quad (2.42)$$

verwendet (siehe Abb. 2.8), um die Polarisierbarkeiten des Pions zu bestimmen.

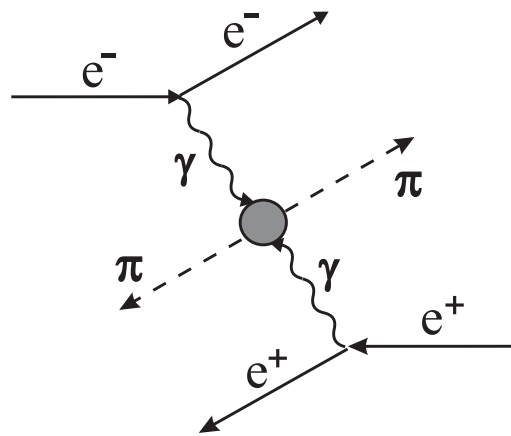


Abbildung 2.8: Diagramm der Photon-Photon-Streuung aus dem e^+e^- Stoß

Leider ist die Empfindlichkeit des Wirkungsquerschnitts auf die Polarisierbarkeit in diesem Kanal sehr klein: Eine Änderung von $(\alpha - \beta)_{\pi^\pm}$ um 12% führt zu einer Änderung des Wirkungsquerschnitts um 1% [Bur 96] [Bur 98]. Abb. 2.9 zeigt diesen Effekt sehr anschaulich. Die experimentellen Daten wurden von der MARK II Kollaboration aufgenommen, während die theoretischen Kurven von F. Donoghue und B. Holstein berechnet wurden [Don 93].

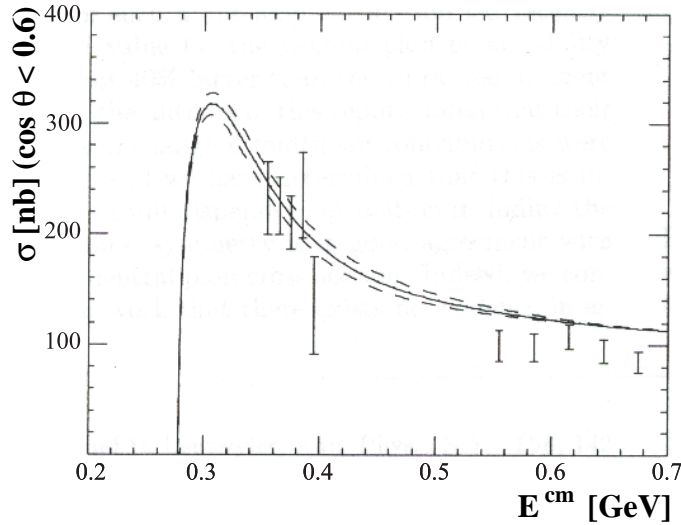


Abbildung 2.9: Experimentelle Bestimmung der Polarisierbarkeit des geladenen Pions von der MARK II Kollaboration. Die theoretischen Kurven entsprechen von oben nach unten $\alpha_{\pi^+} = 1.4 \times 10^{-4} \text{ fm}^3$; $\alpha_{\pi^+} = 2.8 \times 10^{-4} \text{ fm}^3$; $\alpha_{\pi^+} = 4.2 \times 10^{-4} \text{ fm}^3$ [Don 93]. θ entspricht dem Winkel zwischen der Strahlachse und einem Pion.

Diese Experimente besitzen deswegen große Fehler und die statistischen Ungenauigkeiten in Niedrigenergieexperimenten und in Niedrigenergiekopplungen führen grundsätzlich zu großen Schwankungen in den Werten der Polarisierbarkeiten.

Die experimentellen Ergebnisse, die unter Verwendung dieses Kanals erhalten wurden, sind in Tabelle 2.5 zusammengestellt.

2.2.5.5 Strahlungsbegleitete Pion-Photoproduktion in der Photon-Nukleon-Streuung

Die Untersuchung der strahlungsbegleiteten Pion-Photoproduktion am Nukleon (siehe Abb. 2.10)



stellt die dritte Möglichkeit einer Messung der Polarisierbarkeiten des Pions dar.

Dieser Kanal wurde zum ersten Mal 1984 am 1.2 GeV Electron Synchrotron PACHRA genutzt [Ayb 84], um Informationen über die Photon-Pion-Compton-Streuung und damit über die innere Struktur des Pions zu gewinnen. Für die Energie des einlaufenden Photons wurde ein oberer Wert von 850 MeV gewählt. Unter der Annahme, daß $\alpha_{\pi^+} = -\beta_{\pi^+}$, wurde für den Compton-Wirkungsquerschnitt ein Wert von

$$\frac{d\sigma_{\gamma\pi}}{d\Omega} = (5.4 \pm 1.0) \times 10^{-32} \text{ cm}^2 \text{ sr}, \quad (2.44)$$

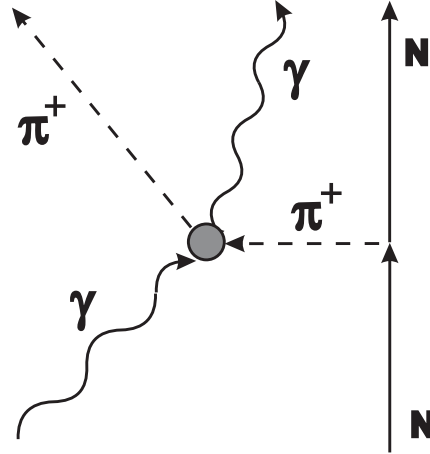


Abbildung 2.10: Strahlungsbegleitete Pion-Photoproduktion.

und für die Polarisierbarkeit ein Wert von

$$\alpha_{\pi^+} = (20 \pm 12) \times 10^{-4} \text{fm}^3 [\text{Ayb 86}] \quad (2.45)$$

ermittelt.

2.2.5.6 Kinematik der strahlungsbegleiteten Compton-Streuung am Pion in der Photon-Nukleon-Streuung

Die Reaktion $\gamma + p \rightarrow \gamma + \pi^+ + n$ kann durch 5 unabhängige invariante Variablen vollständig beschrieben werden:

$$\begin{aligned} s &= (p_1 + k_1)^2 = m^2 + 2m\nu_1, \\ t &= (p_2 - p_1)^2 = -2m(E - m) = -2m(\nu_1 - \nu_2 - q_{20}), \\ t_1 &= (k_2 - k_1)^2 = -2\nu_2\nu_1(1 - \cos \theta_{\gamma\gamma}), \\ s_2 &= (p_2 + q_2)^2 = s + t_1 - 2m\nu_2, \\ s_1 &= (k_2 + q_2)^2 = \mu^2 + 2\nu_2(q_{20} - |\vec{q}_2| \cos \theta_{\gamma_2\pi^+}) = \\ &\quad -2(\nu_1 + m)(E - m) + 2\nu_1 |\vec{p}| \cos \theta_{\gamma n}, \end{aligned} \quad (2.46)$$

wobei $\nu_1(\nu_2)$ die Energien des einlaufenden (auslaufenden) Photons im Laborsystem sind. m , \vec{p} und E stellen die Masse, den Impuls und die Energie des auslaufenden Nucleons dar, während q_{20} und \vec{q}_2 die Komponente des Viererimpulses des Pions sind. s und t (s_1 und t_1) stellen Mandelstam-Variable der Gesamtreaktion $\gamma + p \rightarrow \gamma + \pi^+ + n$ dar (siehe Abbild 2.11).

Im Experiment wird jedoch nicht direkt die Compton-Streuung am Pion gemessen, sondern die Daten entsprechen die Photon-Nukleon-Streuung (Abb. 2.10), die im Limes $t \rightarrow \mu^2$ zur Compton-Streuung am Pion führt. Aus den experimentellen Werten

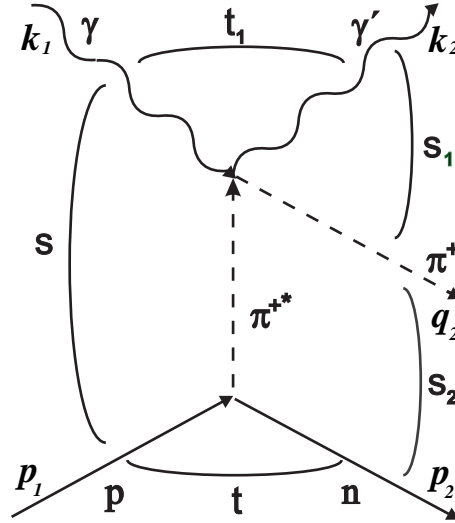


Abbildung 2.11: Mandelstam-Variablen der strahlungsbegleiteten Compton-Streuung am virtuellen Pion.

für die Reaktion $\gamma + p \rightarrow \gamma + \pi^+ + n$ muß man daher die Wirkungsquerschnitte des Prozesses $\gamma + \pi^+ \rightarrow \gamma + \pi^+$ extrapolieren. Eine Extrapolationsmethode soll detaillierter im folgenden dargestellt werden.

2.2.5.7 Bestimmung der Polarisierbarkeit des Pions

Nach [Ayb 82] und [Akh 78] ist es möglich, den Wirkungsquerschnitt der reinen Compton-Streuung als das Produkt zweier Funktionen zu schreiben: Die eine Funktion enthält nur die kinematische Variable s_1 , die andere Funktion bezieht sich direkt auf den gemessenen Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma_{\gamma\pi}}{d\Omega} = -K(s_1) \cdot \lim_{t \rightarrow \mu^2} F(t, s, s_1, t_1, s_2), \quad (2.47)$$

wobei

$$F(t, s, s_1, t_1, s_2) = (t - \mu^2)^2 (s - m^2)^2 \frac{d\sigma_{\gamma p \rightarrow \gamma \pi N}}{dt ds_1 d\Omega_{\gamma\gamma}} \quad (2.48)$$

und

$$K(s_1) = \frac{4\pi}{g_{\pi NN}^2} \frac{2\pi}{\mu^2 (s_1 - \mu^2)} \quad (2.49)$$

sind. Der Limes $t \rightarrow \mu^2$ entspricht der Streuung des Photons am Pion im Ruhesystem und $F(t, s, s_1, t_1, s_2)$ stellt die nicht triviale Verbindung zwischen unserem Experiment und der Größe, die man idealerweise messen möchte, her. Um die Extrapolation zum

Pionpol ($t = \mu^2$) zu berechnen, sollte man daher eine möglichst analytische Darstellung der Funktion $F(t)$ finden. In [Dre 93] verwenden D. Drechsel und L. Fil'kov die Entwicklung

$$F(t) = e^{A(t-\mu^2)}[A_0 + A_1(t - \mu^2) + A_2(t - \mu^2)^2 + \dots]. \quad (2.50)$$

Die Parameter $A, A_0, A_1, A_2 \dots$ werden durch einen Fit an die experimentellen Daten bestimmt; der exponentielle Term entspricht Absorptionseffekten, wie z.B. der Pion-Pion-Wechselwirkung im Endzustand.

Ein Beispiel einer ähnlichen Analyse ist in Abb. 2.12 dargestellt, wobei die Definition von F' und K' leicht unterschiedlich zu der in dieser Arbeit verwendeten ist:

$$\frac{d\sigma_{\gamma\pi}}{d\Omega} = -K'(s, s_1) \cdot \lim_{t \rightarrow \mu^2} F'(t) \quad (2.51)$$

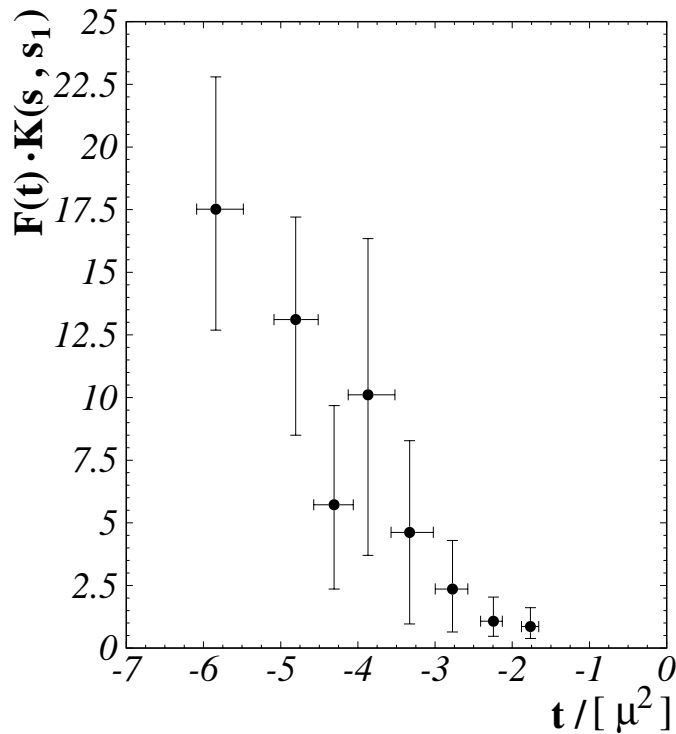


Abbildung 2.12: $F'(t) \cdot K'(s, s_1)$ als Funktion des Quadrats des übertragenen Impulses t im Experiment am Lebedev Physikalischen Institut [Ayb 86].

Für $t = \mu^2$ bleibt in 2.50 nur der Koeffizient A_0 übrig, der unabhängig von der Energie des gesamten $\gamma + p \rightarrow \gamma + \pi^+ + n$ -Systems ist. Diese Eigenschaft stellt eine strenge Bedingung an $F(t)$, da sie für unterschiedliche Energien des einlaufenden Photons

Experiments	α_{π^\pm}	α_{π^0}
$\pi^- Z \rightarrow \gamma \pi^- Z$, Serpukhov (1983)[Ant 83]	$6.8 \pm 1.4 \pm 1.2$	
Lebedev Phys. Inst. (1984)[Ayb 84] [Ayb 86]		
$\gamma p \rightarrow \gamma \pi^+ n$	20 ± 12	
D. Babusci <i>et al.</i> (1992) [Bab 92]		
$\gamma\gamma \rightarrow \pi^+ \pi^-$: PLUTO (1984) [Ber 84]	$19.1 \pm 4.8 \pm 5.7$	
DM 1 (1986) [Cou 86]	17.2 ± 4.6	
DM 2 (1986) [Aja 86]	26.3 ± 7.4	
MARK II (1990) [Boy 90]	2.2 ± 1.6	
$\gamma\gamma \rightarrow \pi^0 \pi^0$: Crystal Ball (1990) [Mar 90]		$\pm 0.69 \pm 0.11$
F. Donoghue, B. Holstein (1993) [Don 93]		
$\gamma\gamma \rightarrow \pi^+ \pi^-$: MARK II	$2.7 \pm ?$	
$\gamma\gamma \rightarrow \pi^0 \pi^0$: Crystal Ball		$-0.5 \pm ?$
	$(\alpha + \beta)_{\pi^0}$	$(\alpha - \beta)_{\pi^0}$
A. Kaloshin, V. Serebryakov (1991) [Kal 91]		
$\gamma\gamma \rightarrow \pi^0 \pi^0$: Crystal Ball		0.8 ± 2.0
L. Fil'kov, V. Kashevarov (1999) [Fil 99]		
$\gamma\gamma \rightarrow \pi^0 \pi^0$: Crystal Ball	0.98 ± 0.03	-1.6 ± 2.2

Tabelle 2.5: Aktuelle “experimentelle” Werte für die Pion-Polarisierbarkeiten (in Einheiten von $10^{-4} fm^3$).

(bei gleichem s_1) denselben Wert am Pionpol verlangt. Für jedes gemessene s hat man daher eine unabhängige Messung der Polarisierbarkeit. Der Koeffizient A_0 ist direkt mit den Polarisierbarkeiten des Pions verknüpft und stellt damit das “Endergebnis” unserer Analyse dar. Die hier benutzte Methode zur Bestimmung der Polarisierbarkeit des Pions wird im nächsten Abschnitt genauer beschrieben.

Um die bestmögliche Extrapolation zu erhalten, wäre es notwendig, Daten sehr nahe am Punkt $t = 0$ aufzunehmen. Kinematische Beschränkungen zeigen, daß t_{max} mit der Energie des einlaufenden Photons steigt, wobei höhere Einschubenergien nicht unbedingt von Vorteil sind, da sich der Beitrag des Polterms mit s für feste s_1 verringert.

Wenn man die Funktion F über alle Winkel ϕ und über $\cos \theta_{\gamma\gamma}^{cm}$ im Bereich $140^\circ \leq \theta_{\gamma\gamma}^{cm} \leq 180^\circ$ integriert, findet man für den Koeffizienten $A_0(s_1)$ in Gl.2.50

$$\begin{aligned}
A_0(s_1) &= \left(\frac{g_{\pi NN}^2}{4\pi} \right) \frac{\mu^2 (s_1 - \mu^2)}{2\pi} \int_{-1}^{-0.766} d \cos \theta_{\gamma\gamma}^{cm} \int_0^{2\pi} d\varphi_b \left(\frac{d\sigma_{\gamma\pi}}{d\Omega} \right) \\
&= -A_0^B + (\alpha_{\pi^+} - \beta_{\pi^+}) A_0',
\end{aligned} \tag{2.52}$$

mit

$$A_0^B = \left(\frac{e^2}{4\pi} \right)^2 \left(\frac{g_{\pi NN}^2}{4\pi} \right) \frac{\mu^2}{2s_1(s_1 - \mu^2)} \left\{ 0.468(s_1^2 + \mu^4) + \frac{8\mu^2 s_1^2}{s_1 + 7.547\mu^2} - \right.$$

$$\left. \frac{8s_1\mu^2(s_1 + \mu^2)}{s_1 - \mu^2} L \right\}, \quad (2.53)$$

$$A'_0 = \left(\frac{e^2}{4\pi} \right) \left(\frac{g_{\pi NN}^2}{4\pi} \right) \frac{\mu^5(s_1 - \mu^2)^2}{4s_1^2} \left\{ \frac{4s_1^2}{(s_1 - \mu^2)^2} L - 0.674622 - 0.234 \frac{s_1 + \mu^2}{s_1 - \mu^2} \right\}, \quad (2.54)$$

und

$$L = \ln \left(0.883 + 0.117 \frac{s_1}{\mu^2} \right). \quad (2.55)$$

Wenn man nach $\alpha_{\pi^+} - \beta_{\pi^+}$ auflöst, erhält man

$$\alpha_{\pi^+} - \beta_{\pi^+} = \frac{A_0^{(exp)} - A_0^B}{A'_0}, \quad (2.56)$$

und für den entsprechenden Fehler

$$\Delta(\alpha_{\pi^+} - \beta_{\pi^+}) = \frac{\Delta A_0^{(exp)}}{A'_0}. \quad (2.57)$$

$A_0^{(exp)}$ und $\Delta A_0^{(exp)}$ sind die aus den experimentellen Daten extrapolierten Werte für A_0 und ΔA_0 . Da $\alpha_{\pi^+} - \beta_{\pi^+}$ im Gegensatz zu A_0 unabhängig von der Energie des $\gamma\pi^+$ -Systems ist, gewinnt man für jeden unterschiedlichen Wert von s_1 eine unabhängige Messung der Polarisierbarkeiten, wodurch es möglich ist, den Fehler der Extrapolation zu reduzieren.

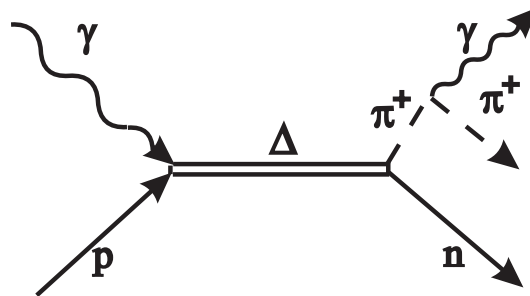


Abbildung 2.13: Untergrunddiagramm zum Prozeß der Compton-Streuung am virtuellen Pion.

Es wurden verschiedene theoretische Berechnungen durchgeführt, um den Verlauf der Funktion $F(t)$ zu bestimmen; leider sind die Vorhersagen sehr modellabhängig und daher gibt es eine große Unsicherheit über den Verlauf der Kurve und damit ihrer

Extrapolation zum Pionpol ($t \rightarrow \mu^2$). In Abb. 2.14 ist $F(t)$ für 4 verschiedene Energien des einlaufenden Photons und $s_1 = 5\mu^2$ nach der Rechnung von L. Fil'kov dargestellt. Die Funktion wurde zwischen $0^\circ \leq \phi \leq 360^\circ$ und $140^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ integriert, um die zusätzlichen Singularitäten auf dem Integrationspfad zu beheben. Außerdem ist der Beitrag des Δ -Untergrunddiagramms (siehe Abb. 2.13) zu F gleich Null für $\theta_{\gamma\gamma}^{cm} = 180^\circ$, d.h. man erwartet, daß im betrachteten Fall dieses Untergrunddiagramm keine große Rolle spielt.

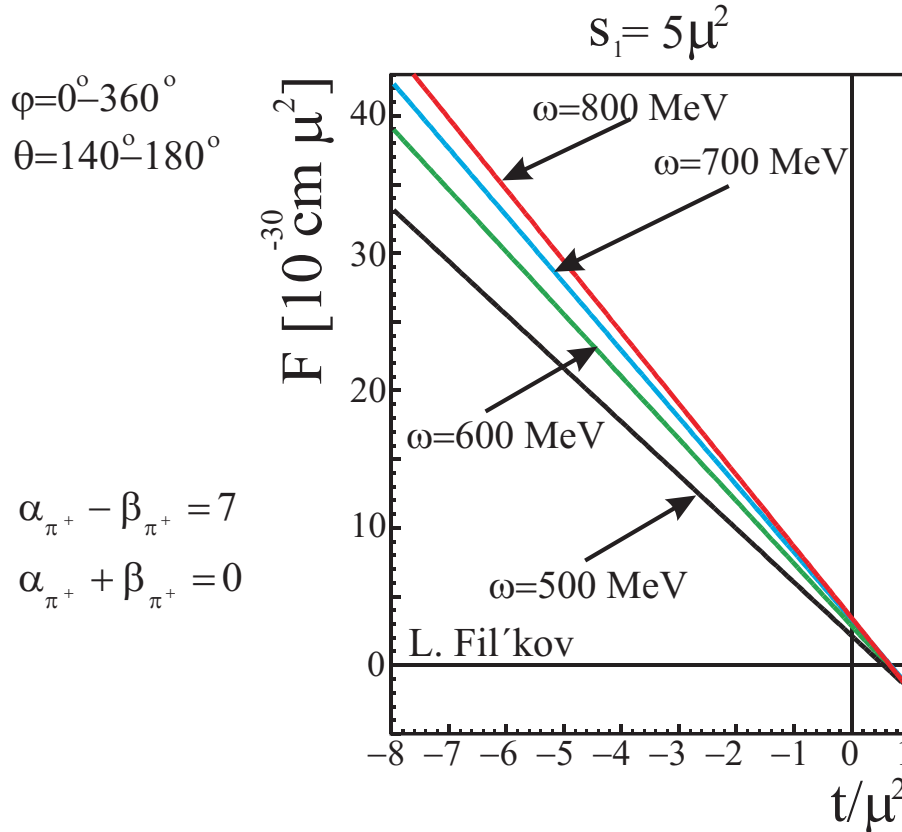


Abbildung 2.14: Berechnung der Funktion 2.50 nach einem pseudoskalaren Modell. Die Kurven wurden für verschiedene Energien des einlaufenden Photons bestimmt und für jeweils einen Wert von s_1 ($s_1 = 5\mu^2$). α, β ist in Einheiten von $10^{-4} fm^3$.

Ein Beispiel zur Auswertung durch Extrapolation zum Pionpol wird in Abb. 2.15 gezeigt. Die Punkte wurden für pseudoskalare Kopplung (das anomale magnetische Moment ist ausgeschaltet) berechnet und es wurde ein statistischer Fehler von 5% angenommen, der realistisch für das endgültige Experiment (siehe Kap. 6) ist. Die Kurven wurden jeweils für $(\alpha - \beta)_{\pi^\pm} = 7 \times 10^{-4} fm^3$ und $(\alpha - \beta)_{\pi^\pm} = 0 \times 10^{-4} fm^3$ berechnet.

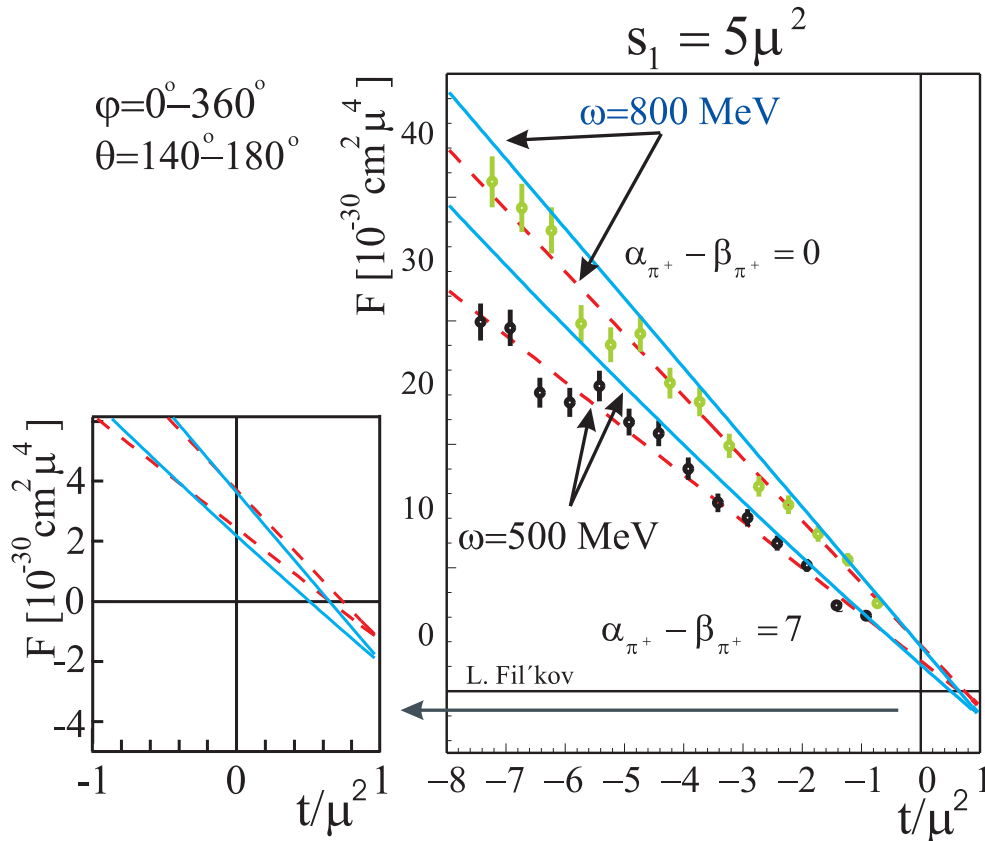


Abbildung 2.15: Beispiel zur Bestimmung der Polarisierbarkeit des Pions. Die Punkte wurden nach einer pseudoskalaren Kopplung mit $\alpha_{\pi^+} - \beta_{\pi^+} = 0 \text{ fm}^3$ bzw. $\alpha_{\pi^+} - \beta_{\pi^+} = 7 \times 10^{-4} \text{ fm}^3$ berechnet, ihre Werte wurden entsprechend einer statistischen Unsicherheit von 5 Prozent verwürfelt. Die unteren Kurven (volle bzw. gestrichelte Linie) gelten für eine Energie des einlaufenden Photons von $E_\gamma = 500 \text{ MeV}$. Die oberen Kurven wurden für eine Energie von $E_\gamma = 800 \text{ MeV}$ berechnet.

Eine ähnliche Analyse wurde in [Unk 00] vorgestellt, wo die Rechnung das anomale magnetische Moment (pseudovektorielle Kopplung) berücksichtigt (siehe Abb. 2.16 und 2.17). Diese Kurven veranschaulichen die Schwierigkeiten bei der Bestimmung der Polarisierbarkeit und der Interpretation der Daten.

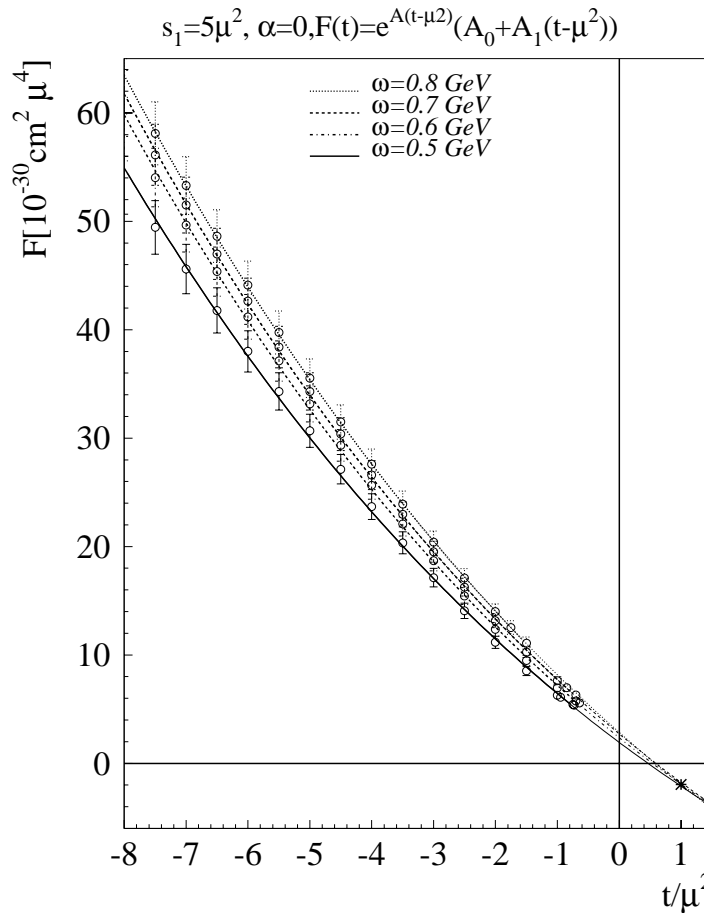


Abbildung 2.16: Berechnung der F -Kurve mit Hilfe der pseudovektoriellen Kopplung für verschiedene Energien des einlaufenden Photons (ω). Die Kurven wurden für $\alpha_{\pi^+} + \beta_{\pi^+} = 0 \text{ fm}^3$ und $\alpha = 0 \times 10^{-4} \text{ fm}^3$ bestimmt [Unk 00].

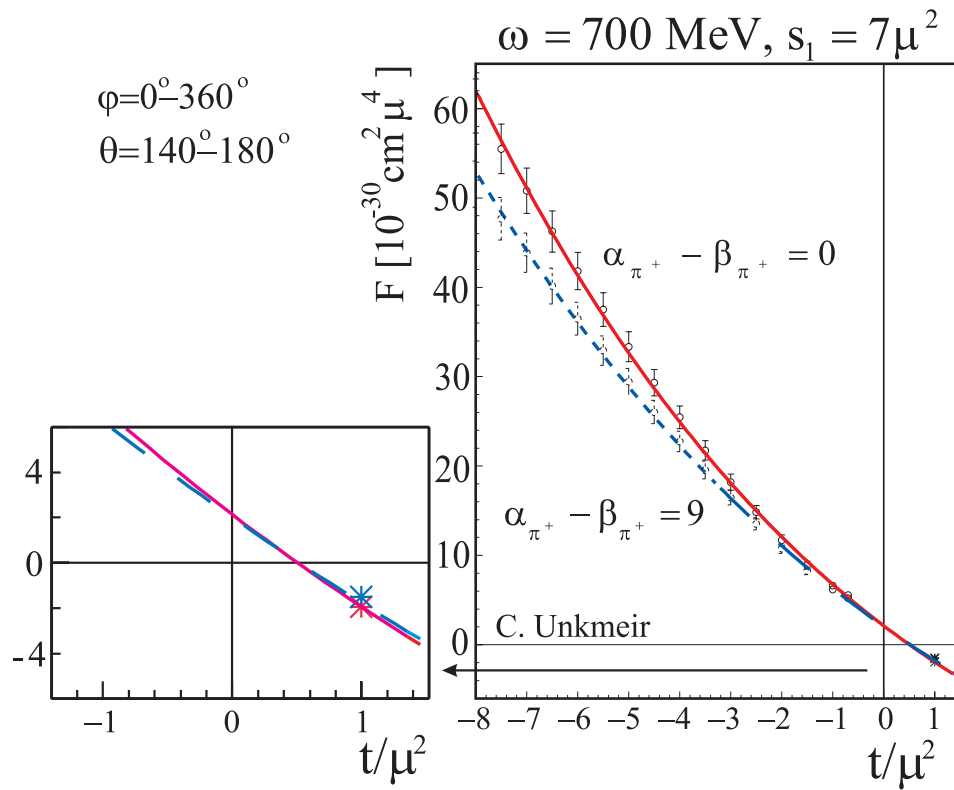


Abbildung 2.17: Die Datenpunkte wurden mit $s_1 = 7\mu^2$ und $E_\gamma = 700 \text{ MeV}$ berechnet, und mit Hilfe der Funktion $F(t) = A + B(t - \mu^2) + C(t - \mu^2)^2$ zum Pion-Pol extrapoliert. Die zwei Kurven entsprechen $\alpha_{\pi^+} - \beta_{\pi^+} = 0$ und $\alpha_{\pi^+} - \beta_{\pi^+} = 9$ [Unk 00]. Im Gegenteil zur Fil'kov Berechnung wurde hier die pseudovektorielle Kopplung benutzt. α, β ist in Einheiten von 10^{-4} fm^3 .

3. Das Experiment

*La nature est un temple où de vivants piliers
Laissent parfois sortir de confuses paroles.*
“Correspondances”, Charles Baudelaire

In diesem Kapitel wird das Pilot-Experiment für die Messung der Polarisierbarkeit des Pions beschrieben. Es wurde im März 1999, im Rahmen von TAPS @ MAMI durchgeführt (A2- und TAPS-Kollaboration). Im ersten Abschnitt werden die optimalen kinematischen Bedingungen für dieses Experiment beschrieben. Im zweiten Teil des Kapitels wird dann das Mainzer Experiment begründet und ein Überblick über das erste Pilot-Experiment gegeben. Der experimentelle Aufbau wird danach im dritten Abschnitt genau beschrieben. Zum Schluß werden noch technische Daten zur Durchführung des Experiments zusammengestellt.

3.1 Kinematische Betrachtungen zur strahlungsbegleiteten Pion-Photoproduktion

Wie in Kapitel 2 ausgeführt wurde, muß die Funktion $F(t)$ für im Experiment erreichbare t -Werte bestimmt werden, um von der Comptonstreuung am virtuellen π^+ -Meson auf die Streuung am realen Teilchen mit Hilfe einer Extrapolation schließen zu können. Hierzu müssen in der Messung die vier unabhängigen Variablen s, s_1, t_1, s_2 , festgelegt werden. Da beabsichtigt ist, mit Photonen zwischen ~ 525 und ~ 800 MeV zu messen, ist $s = 92.9$ bis $121.7\mu^2$ vorgegeben (μ^2 ist das Quadrat der Pionenmasse). Für das Quadrat der Energie des $\gamma\pi^+$ -Systems, s_1 , wählt man das Intervall $4\mu^2 \leq s_1 \leq 9\mu^2$, während der übertragene Impuls zwischen t_{max} und $-6\mu^2$ liegt. Um s_2 festzulegen, berechnet man das physikalische Gebiet von (s_2, t) und wählt den Wert, der $t = t_{max}$ ermöglicht.

$$s_2 = s - \frac{1}{(s_1 - t)^2} \left\{ 2\sqrt{F_1 F_2} \cos \varphi_b + (s_1 - t) \times \right. \\ \left. [(s_1 - \mu^2)(s - m^2) - t_1(s - m^2 + s_1)] + 2t_1 s_1 (s - m^2) \right\}, \quad (3.1)$$

mit

$$F_1 = t_1 [s_1 t_1 + (s_1 - \mu^2)(s_1 - t)], \quad (3.2)$$

ν_1	= 525-800 MeV,	$\theta_{\gamma n}$	= $10^\circ - 60^\circ$,
ν_2	= 140-200 MeV,	$\theta_{\gamma\pi^+}$	= $10^\circ - 55^\circ$,
T_n	= 2-52 MeV,	φ_n	= $180^\circ - 210^\circ$,
T_{π^+}	= 80-470 MeV,	φ_γ	= 90° ,
$\theta_{\gamma\gamma}$	= $29^\circ - 55^\circ$,	φ_{π^+}	= $270^\circ - 10^\circ$.

Variable	Max	Min	Bemerkungen
s	$121.54\mu^2$	$92.83\mu^2$	$500\text{MeV} \leq \nu_1 \leq 800\text{MeV}$
s_1	$9\mu^2$	$4\mu^2$	
t	$t_{max} \geq -1\mu^2$	$-6\mu^2$	s und s_1 festgesetzt
$\cos \theta_{\gamma\gamma}^{cm}$	-0.766	-1	$140^\circ \leq \theta_{\gamma\gamma}^{cm} \leq 180^\circ$
φ_b	0°	360°	

Tabelle 3.1: Meßbereich für die einzelnen Variablen s , s_1 , t , $\cos \theta_{\gamma\gamma}^{cm}$, und φ_b .

$$F_2 = t[s(s - 2m^2 - s_1 + t) + m^2(m^2 - s_1)] + s_1^2 m^2, \quad (3.3)$$

und

$$\cos \varphi_b = \frac{(\vec{k}_1 \times \vec{p}_1) \cdot (\vec{k}_1 \times \vec{q}_2)}{|\vec{k}_1 \times \vec{p}_1| |\vec{k}_1 \times \vec{q}_2|}. \quad (3.4)$$

φ_b ist der Treiman-Yang Winkel zwischen den Ebenen der Impulse \vec{k}_1, \vec{p}_1 und \vec{k}_1, \vec{q}_2 . Anhand der Bedingungen zu φ_b wird die Grenze der (s_2, t) Ebene bestimmt. Man legt t_1 fest, indem man $\theta_{\gamma\gamma}^{cm} = 180^\circ$ für $t = \mu^2$ verlangt.

Über die Mandelstam-Variablen erhält man die kinematischen Größen, die man letztendlich mißt. Sie sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst.

3.2 Der experimentelle Aufbau

Das Ziel dieser Arbeit war die Durchführung eines Test-Experiments zur Messung der Differenz der Polarisierbarkeiten $(\alpha - \beta)_{\pi^\pm}$, um zu überprüfen, ob der Prozeß $\gamma + p \rightarrow \gamma + \pi^+ + n$ mit dem geplanten Detektoraufbau tatsächlich von Untergrundkanälen trennbar ist und ob die im Proposal veranschlagten Fehlergrenzen (5% statistische Genauigkeit und vergleichbare systematische Unsicherheit) beim endgültigen Experiment zu erreichen sind. Darüberhinaus galt es, ein Analyseverfahren vorzubereiten.

In diesem Abschnitt sollen die experimentellen Einrichtungen im Detail besprochen werden: der Elektronenbeschleuniger, der Tagger und die drei Detektorsysteme zur Bestimmung des Endzustands der strahlungsbegleiteten Photoproduktion des Pions. Als erstes soll MAMI beschrieben werden, dessen Elektronenstrahl auf eine Nickelfolie trifft und über den Bremsstrahlungs-Prozeß einen Strahl reeller Photonen erzeugt.

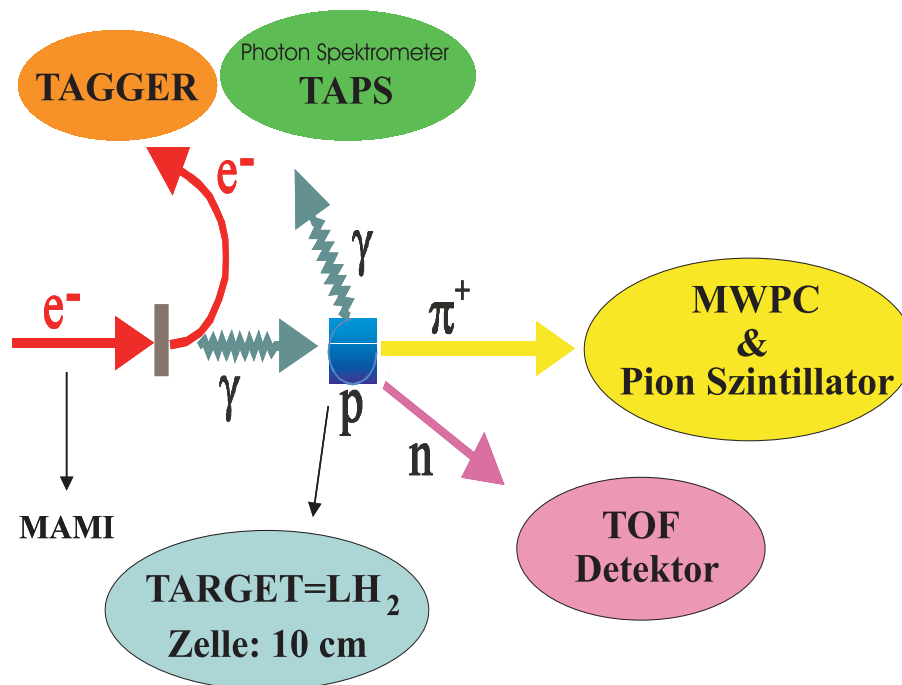


Abbildung 3.1: Überblick zum Pionpolarisationsexperiment

Die Energie der Photonen wird dann mit Hilfe einer Energiemarkierungsanlage (Tagger) bestimmt. Schließlich werden das Photonenspektrometer TAPS, die Drahtkammern (MWPC aus dem englischen *Multi-Wire-Proportional-Chamber*), die man zum Nachweis der geladenen Pionen verwendet, und der Flugzeitdetektor (TOF, *Time Of Flight*) zur Vermessung der Neutronen beschrieben. Als zusätzlicher Teil der experimentellen Einrichtung wird das Targetsystem dargestellt. Abb 3.1 zeigt eine Skizze des interessierenden Prozesses und der jeweiligen Detektoren.

3.2.1 Das Mainzer Mikrotron

Der Elektronenbeschleuniger MAMI (MAInzer MIkrotron) besteht aus einer Kaskade aus drei Rennbahn-Mikrotronen (*Race Track Microtrons*, RTM) mit einem 3.5 MeV-Linearbeschleuniger als Injektor (Abb. 3.2).

In einem Mikrotron gewinnen die Elektronen durch die mehrmaligen Rückführung in einen Linearbeschleuniger Energie. Die Rückführung erfolgt durch zwei jeweils um 180° ablenkende homogene Magnetfelder. Dabei werden die Radien der Elektronenbahnen im Magnetfeld mit zunehmender Energie immer größer. MAMI erreicht eine maximale Energie von 855 MeV mit einer Energieschärfe von ± 60 KeV. Die Extraktion des Elektronenstrahls ist innerhalb der dritten Stufe (RTM3) nach jedem zweiten

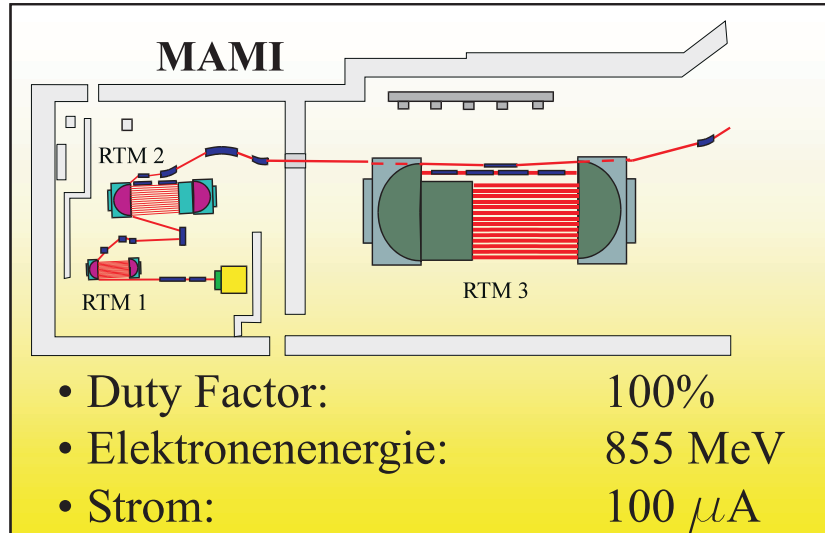


Abbildung 3.2: Das Mainzer Mikrotron MAMI

Umlauf möglich. Damit sind Elektronenenergien von 180 MeV bis 855 MeV in Schritten von 15 MeV einstellbar.

MAMI ist ein Dauerstrich-Elektronenbeschleuniger (makroskopisches Tastverhältnis 100%) mit einem Maximalstrom von $100\mu A$. Das hohe Tastverhältnis erlaubt es, Koinzidenzexperimente mit Elektronen und Photonen sehr effizient durchzuführen. MAMI zeichnet sich darüberhinaus im Betrieb durch eine exzellente Strahlqualität aus (Emitanz, Energieschärfe, Stabilität). Detaillierte Beschreibungen von MAMI finden sich in [Her 86], [Wal 90], [Fri 91] und [Ahr 94]. Die wesentlichen Parameter von MAMI sind in Tabelle 3.2 zusammengefaßt.

Das günstigste Energieintervall zur hier geplanten Messung liegt zwischen 500 MeV und 800 MeV. Daher wurde MAMI mit maximaler Energie betrieben, das erlaubt Photonen bis zu ~ 792 MeV zu monochromatisieren. Die untere Grenze des Intervalles wurde durch die Abschaltung einer Gruppe der Detektoren des Taggers gesetzt.

3.2.2 Die Erzeugung eines energiemarkierten Photonenstrahles

3.2.2.1 Erzeugung reeller Photonen hoher Energie

Für die Durchführung photonuklearer Experimente ist eine Quelle hochenergetischer Photonen erforderlich. Photonen besitzen keine Ladung, es ist daher nicht möglich, sie in elektrischen Feldern direkt zu beschleunigen. Aus diesem Grund erzeugt man den Photonenstrahl durch Konversion eines hochenergetischen Strahls geladener Leptonen. Dafür können drei Methoden verwendet werden:

Stufe	Linac	RTM1	RTM2	RTM3
Ausgangsenergie (MeV)	3.45	14.35	179.7	855.0
Anzahl der Umläufe		18	51	90
Energiegewinn / Umlauf (MeV)		0.599	3.24	7.50
Energieschärfe (keV)		± 9	± 18	± 60
Magnetfeldstärke (T)		0.1026	0.555	1.284
vertikale Emittanz ($\pi \cdot mm \cdot mrad$)		< 0.17	< 0.014	≤ 0.04
horizontale Emittanz ($\pi \cdot mm \cdot mrad$)		< 0.17	< 0.014	≤ 0.14
Tastverhältnis	100 %			
Maximaler Strom (μA)	100			
Endenergie (MeV)	180–855 (variabel in Stufen von 15 MeV)			

Tabelle 3.2: Wesentliche Parameter des Elektronenbeschleunigers MAMI ([Jah 91]).

- **Positronenannihilation im Fluge**
Ein Elektronenstrahl wird auf ein Target mit hohem Z geführt und dort über Bremsstrahlungs- und Paarbildungsprozesse in einem Positronenstrahl konvertiert. Dieser Strahl wird mit Hilfe eines ‘Spektrometers’ monochromatisiert. Die Photonen werden dann durch Annihilation der Positronen in einem Target mit möglichst kleinem Z (um Bremsstrahlung zu unterdrücken) erzeugt. Die Energie der Photonen ist dann eine Funktion ihres Emissionswinkels. In Vorwärtsrichtung erhalten die Photonen praktisch die kinetische Energie der Positronen. Diese Technik wird heutzutage kaum noch benutzt. Sie spielte aber eine große Rolle bei der Nutzung von Beschleunigern mit kleinem Tastverhältnis.
- **Compton-Rückstreuung von Laserlicht an relativistischen Elektronen (*Laser Back Scattering, LBS*)**
Werden dem Elektronenstrahl in einem Speicherring sichtbare Photonen aus einem Laser entgegengeschossen, so erhalten die Photonen durch Rückstreuung (Compton-Effekt) einen Teil der Energie der Elektronen. Dieser Effekt wird maximal für die Streuungen um 180° . Kollimiert man diese Photonen um die 180° , so schneidet man niederenergetische Quanten ab, da auch hier die Energie der Photonen eine Funktion des (Rückstreu-)Winkels ist. Bei hohen Energien kann man die Photonen jedoch nicht durch die Kollimation monochromatisieren. Man mißt dann die Energie der Elektronen nach dem Streuprozess, die Photonenenergie entspricht dann dem Energieverlust der Elektronen. Diese Technik wird in mehreren Anlagen verwirklicht, z.B. GRAAL–Grenoble und LEGS–Brookhaven. Typische Werte für die Energie des Elektronenstrahls und der Laserphotonen sind einige GeV bzw. eV.
- **Energiemarkierung von Bremsstrahlungsphotonen**
Hierbei wird die Bremsstrahlung eines Elektronenstrahls in einem Target mit ho-

hem Z benutzt, um Photonen zu erzeugen. Wie bei dem LBS wird die Energie des Elektrons nach dem Strahlungsprozeß gemessen, um auf die Photonenenergie zu schließen. Diese Methode wird in mehreren Labors (MAMI, CEBAF) verwendet. Die entsprechende Anlage am Beschleuniger MAMI wird im nächsten Abschnitt genauer beschrieben.

Im Anhang B sind die wesentlichen Parameter der wichtigsten Anlagen zusammengefaßt, an denen photoninduzierte Experimente durchgeführt werden.

Der Photonenstrahl, den man mittels Bremsstrahlung (und auch LBS) erhält, hat ein breites Spektrum und es ist notwendig, die Energie der Photonen zu bestimmen, um sinnvolle Experimente durchführen zu können. Dafür werden Detektoren verwendet, die die Energie der auslaufenden Elektronen nach dem Bremsstrahlungsprozeß messen. Der Energieverlust der Elektronen erlaubt die Bestimmung der Photonenenergie. Ein derartiger Detektor wird nach dem englischen Begriff “to tag = markieren” Tagger (Anlage zur Energiemarkierung) genannt. Der am MAMI verwendeten Tagger wird in den folgenden Abschnitten beschrieben.

Die Erzeugung polarisierter Photonenstrahlen ist sowohl mit der LBS- als auch mit der Bremsstrahlungsmethode möglich. Wegen Polarisationserhaltung in der Comptonstreuung, erhält man bei der LBS-Technik polarisierte Photonen, wenn man polarisiertes Laserlicht einschießt.

Kohärente Bremsstrahlung an einem Diamanttarget liefert linear polarisierte Photonen. Treffen longitudinal polarisierte Elektronen auf einen ‘normalen’ Radiator, so erhält man durch Helizitätsübertrag zirkular polarisierte Bremsstrahlungsphotonen. Man erhält dabei hohe Polarisationsgrade für lineare Polarisation bei niedrigen Photonenenergien und für zirkulare Polarisation bei hohen Photonenenergien. Beide Arten der Photonenpolarisation kommen in der A2-Kollaboration zum Einsatz.

3.2.2.2 Der Bremsstrahlungsprozeß

Wird ein Elektron im Coulomb-Feld eines Teilchens beschleunigt, so kann es ein Photon abstrahlen. Dieser Prozeß wird Bremsstrahlung genannt. Da der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß eine Funktion von Z^2 ist, spielt vor allem Bremsstrahlung an schweren Kernen eine Rolle. Man kann den Bremsstrahlungsprozeß mit dem Austausch eines virtuellen Photons zwischen dem Elektron und dem Kern durch ein Diagramm zweiter Ordnung darstellen (in Abb. 3.3 ist der Prozeß zusammen mit seinem Feynman-Graphen, Abb. 3.4, gezeigt).

Da die Masse des Kernes deutlich größer als die Elektronmasse ist, kann man annehmen, daß die Rückstoßenergie auf den Kern vernachlässigbar ist. Aus diesem Grund gilt für die Energie des abgestrahlten Photons:

$$E_\gamma = E_e - E'_e \quad (3.5)$$

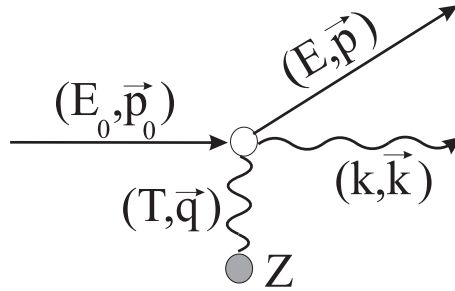


Abbildung 3.3: Skizze des Bremsstrahlungsprozesses.

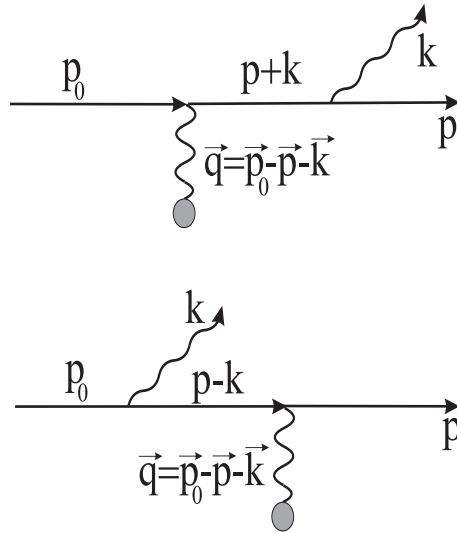


Abbildung 3.4: Feynman-Graphen des Bremsstrahlungsprozesses.

wobei E_{e^-} und E'_{e^-} die Energien des einlaufenden und des auslaufenden Elektrons sind. Wenn man die Energie des Elektrons vor und nach dem Bremsstrahlungsprozess kennt, erhält man die Energie des emittierten Photons. Der Tagger mißt die Energie des auslaufenden Elektrons in Koinzidenz mit einem interessierenden Ereignis in einem Experimentaufbau. Man erhält dadurch dann die Energie des Photons, das den Prozeß ausgelöst hat. Im nächsten Abschnitt wird der Tagger beschrieben.

Die Photonen werden in Vorwärtsrichtung in einen mittleren Winkel

$$\theta_c \equiv \sqrt{\langle \theta_\gamma^2 \rangle} \quad (3.6)$$

emittiert, der charakteristischer Winkel der Bremsstrahlung genannt wird. Betrachtet man das Elektron in seinem Ruhesystem als einen Hertzschen Dipol, der in Richtung des Elektrons in Laborsystem schwingt, folgt für Elektronen, die unter 90° emittiert werden, nach dem Lorentz Boost ins Laborsystem

$$\theta_c \propto \frac{m_e}{E_e}. \quad (3.7)$$

Der charakteristische Winkel ist nur von der Anfangsenergie des Elektrons abhängig, er ist etwa 5 mrad für $E_e = 100$ MeV.

In erster Näherung gilt, daß die Energie- und Winkelverteilung der Bremsquanten voneinander unabhängig sind. Unter dieser Annahme erhält man vereinfachte Formeln für den Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma}{dE_\gamma} \propto \frac{1}{E_\gamma}, \quad \frac{d\sigma}{d\theta} \propto \frac{\theta}{(\theta^2 + \theta_c^2)^2} \quad (3.8)$$

3.2.3 Der Glasgow Tagger

Die Energie der Bremsstrahlungsphotonen wird mit Hilfe einer Markierungsanlage, dem Glasgow-Tagger, bestimmt. Für die Entwicklung des Taggers wurden folgende Anforderungen gestellt:

- Er sollte eine Photonenrate von $10^6 - 10^8$ /s energiemarkieren können;
- Er sollte eine Energieauflösung von < 8 MeV liefern;
- Die Zeitauflösung sollte in der Größenordnung von 0.5 ns sein, um Koinzidenzen zwischen jedem Elektron und dem markierten Photon möglichst eindeutig zu bestimmen [Hal 96]).

Die Elektronen von MAMI haben bekannte Energie, sie durchlaufen das Bremsstrahlungs-Target (*Radiator*), verlieren Energie durch Abstrahlung eines Photons und werden in einem breitbandigen, magnetischen Spektrometer nach Impulsen sortiert und in der Fokalebene des Spektrometers in einem ortsempfindlichen Detektorsystem (*Elektronenleiter*) nachgewiesen. Die Elektronenleiter besteht aus 352 zur Hälfte überlappender Plastik-Szintillatoren. Die Koinzidenz zweier benachbarter Szintillatoren bestimmt einen Leiterkanal (d.h. es gibt 351 Kanäle).

Jedem Leiterkanal entspricht eine Elektronenenergie. Mit Hilfe der Gleichung 3.5 kann man die Energie des dazugehörigen Photons aus dem Energieverlust des Elektrons bestimmen. Tritt eine Koinzidenz zwischen dem eigentlichen Experiment-Detektor und der Taggerleiter auf, so bestimmt man auf diese Art die Energie des Photons, das die interessierende Reaktion ausgelöst hat. Als Radiator verwendet man in unserem Experiment eine 4 μm dicke Nickelfolie. Natürlich können auch andere Materialien als Radiator verwendet werden, z.B. Diamant zur Erzeugung eines linear polarisierten Strahls.

Da man in diesem Experiment Photonenenergien über 500 MeV verwenden wollte, wurden nur die 'ersten' 146 Szintillatoren, die Elektronen mit den niedrigeren Energien detektieren, angeschaltet. Die wichtigsten Parameter des Taggers sind (für einlaufende Elektronen von 855 MeV) in Tabelle 3.3 gegeben [Ant 91].

Elektronen, die kein Photon emittierten (oder nur solche mit sehr kleinen Energien), werden vom Spektrometer um 80° abgelenkt, aus der Experimentier-Halle geführt und

Der Glasgow Tagger	
Dipolfeld	$\sim 1T$
Gewicht	70 t
Impulsakzeptanz	0.05 – 0.95
Feldhomogenität im zentralen Bereich	< 0.5 %
Intrinsische Auflösung	~ 120 keV
Anzahl der Detektoren	352 (146 davon verwendet)
Photonenenergien ($E_e = 855$ MeV)	40 - 792 (525 - 792) MeV
Energieauflösung ($E_e = 855$ MeV)	$\sim 1.1 - \sim 2.2$ MeV

Tabelle 3.3: Die Parameter des Glasgow Taggers. Bei unserem Experiment wurden nur 146 Szintillatoren der Taggerleiter eingeschaltet, was einem Photonenenergieintervall ~ 525 bis ~ 792 MeV entspricht.

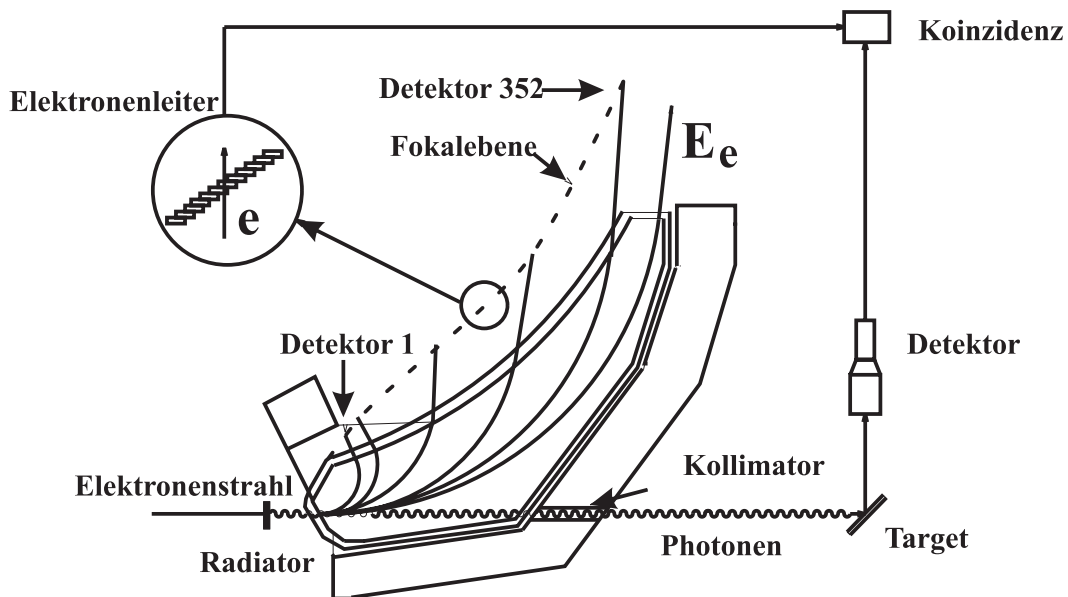


Abbildung 3.5: Der Glasgow-Mainz Tagger

in einem Faradaybecher absorbiert, der eine grobe Messung des primären Strahlstroms ermöglicht.

Die Anzahl der Photonen, die auf das Target treffen, ist proportional der Anzahl der im Tagger nachgewiesenen Elektronen, ist aber stets kleiner als diese Zahl, da der Photonenstrahl kollimiert wird und im Radiator auch strahlungslose Reaktionen stattfinden bei denen Elektronen mit verminderten Energien auftreten (z.B. Møller-Streuung). Durch die Kollimation wird der Photonenstrahl im Experimenttarget-Bereich örtlich begrenzt, um zu verhindern, daß z.B. aus den Wänden eines flüssig Wasserstoff-Targets Untergrundreaktionen ausgelöst werden. Man definiert eine Markierungseffizienz (*Tagging efficiency*), die das Verhältnis der Anzahl der energiemarkierten Photonen auf dem Target zu der Zahl der in der Taggerleiter nachgewiesenen Elektronen ist:

$$\epsilon_{tag} = \frac{N_{\gamma}^{koinz}}{N_e} \quad (3.9)$$

Die Markierungseffizienz muß experimentell bestimmt werden. Sie hängt von verschiedenen Faktoren (u.a. der Einschußenergie der Elektronen, deren Auftreffpunkt auf dem Radiator, dem Durchmesser des Kollimators) ab. Sind diese Faktoren stabil, bleibt die Tagging Efficiency zeitlich konstant. Aus der bekannten Markierungseffizienz kann man die Anzahl der das Experiment-Target treffenden energiemarkierten Photonen gewinnen:

$$N_{\gamma} = \epsilon_{tag} \cdot N_e \quad (3.10)$$

Änderungen im Strahl, z.B. leichte Schwankungen in der Richtung des Elektronenstrahls, beeinflussen die Markierungseffizienz, so daß es notwendig wird, diese ständig zu überwachen. In dem hier beschriebenen Experiment wurde dafür eine Ionisationskammer (P2-Typ) benutzt, die ein zur Photonennrate proportionales Signal liefert. Der Quotient aus diesem Signal und der Anzahl in der Taggerleiter nachgewiesener Elektronen ist proportional zur Markierungseffizienz. Etwa alle 8 Stunden wurde eine Eichung durchgeführt, indem man die Markierungseffizienz absolut bei stark reduziertem Elektronenstrom mit einem dicken Pb-Glas- oder BGO-Detektor (Effizienz für Photonennachweis 100%) in einer Koinzidenzmessung bestimmte. Diese Messungen dienten als Stützpunkte, zwischen die der relative zeitliche Verlauf aus der Messung mit der Ionisationskammer eingepaßt wurde.

Der Tagger wurde so betrieben, daß die maximale Zählrate für einen einzelnen Elektronendetektor 10^6 Hz nicht überschritt. Dadurch sind der Elektronenstrom und der Photonenfluß beschränkt. Man erhielt im markierten Energiebereich damit etwa $\sim 10^8$ Photonen pro Sekunde. Wegen der $1/E_{\gamma}$ Verteilung des Bremsstrahlspektrums ist somit der erreichbare Photonenfluß durch die niedrigste eingestellte Photonenenergie begrenzt. Daher werden im allgemeinen die Elektronenzähler ausgeschaltet, die Photonen unterhalb des relevanten Energiebereichs markieren. Dieser Bereich hängt von den Erfordernissen des jeweiligen Experiments ab, er lag bei unserer Messung zwischen ~ 525 und ~ 792 MeV. Das entsprach den ersten 146 Elektronendetektoren der

Leiter. Mit einem ϵ_{tag} von $\sim 50\%$ stand für unseren Versuch eine Photonenrate von $\sim 4 \cdot 10^7$ zur Verfügung.

3.2.4 Der TAPS Detektor

Das Photonenspektrometer TAPS (ursprünglich **T**wo **A**rm **P**hoton **S**pektrometer) wurde von einer internationalen Kollaboration entwickelt. Hierzu und zur heutigen Nutzung gehören Physiker aus folgenden Instituten: GANIL¹, GSI², IFIC³, Institute of Nuclear Physics in Řež (Tschechische Republik), KVI⁴, Lebedev Physical Institute (Moscow, Russia), Universität Gießen und Universität Mainz.

Das Detektorsystem wurde speziell für den Nachweis von Photonen aus dem Zerfall neutraler Mesonen (π^0, η) entworfen und ist als transportfähiges System gebaut worden, um an unterschiedlichen Beschleunigern (GANIL, CERN, MAMI, KVI, GSI) zum Einsatz zu kommen (daher heute auch **T**ravel **A**round **P**hoton **S**pektrometer) [Nov 87] und [Nov 91].

An die Photonendetektoren (Szintillationsmaterial) wurden folgende Anforderungen gestellt:

- gute Zeitauflösung für Koinzidenzexperimente;
- gute Energieauflösung über einen großen Energiebereich;
- gute Ortsauflösung, um eine genaue Bestimmung des Öffnungswinkels zwischen den Zerfallsphotonen zu erhalten;
- Möglichkeit zur Teilchenidentifikation durch Pulsformanalyse;
- hohe Effizienz für den Nachweis von Photonen.

Es wurde der anorganische Szintillator Bariumfluorid (BaF_2) gewählt, dessen Eigenschaften in Tabelle 3.4 gegeben sind [Par 00].

- Photonen und Elektronen produzieren in den BaF_2 -Kristallen elektromagnetische Schauer, ihr Energieverlust entspricht dem eines minimal ionisierenden Teilchens (z.B. Myonen aus der kosmischen Strahlung). Der Schauer bewirkt Szintillationen. Bei BaF_2 treten zwei Lichtkomponenten auf, die von minimal ionisierenden Teilchen und anderen, z.B. relativ langsamen Protonen, unterschiedlich angeregt werden. Die schnelle Lichtkomponente wird von minimal ionisierenden Teilchen stärker angeregt als z.B. von Protonen, Neutronen und α -Teilchen in unserem Energiebereich. Durch die Bestimmung des Verhältnisses zwischen langer und kurzer Komponente (Puls-Form-Analyse oder PSA, siehe Abb. 4.14 im nächsten Kapitel) kann man somit diese zwei Gruppen von Teilchen trennen.

¹Grand Accélérateur National d'Ions Lourds, Caen, Frankreich

²Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt, Deutschland

³Instituto de Física Corpuscular, Valencia, Spanien

⁴Kernfysisch Versneller Instituut, Groningen, Holland

Der BaF₂-Szintillator	
Dichte	4.89 g/cm ³
Brechungsindex	1.56
Strahlungslänge	2.05 cm
Molière-Radius	3.39 cm
Kritische Energie	12.7 MeV
dE/dx (Min. Ion. Part.)	6.6 MeV/cm
Wellenlänge:	
schnelle Komponente	220 nm
langsame Komponente	310 nm
Abklingzeit	
schnelle Komponente	0.7 ns
langsame Komponente	629 ns
Photonen/MeV	
schnelle Komponente	2000
langsame Komponente	6500
Hygroskopisch	ganz schwach

Tabelle 3.4: Technische Eigenschaften des BaF₂-Szintillators.

- Die schnelle Komponente führt zu einer sehr guten Zeitauflösung ($\Delta t \sim 165$ ps bei einer Messung mit einem Elektronenstrahl [Sch 90]).
- Die kurze Strahlungslänge ermöglicht eine hohe Effizienz für den Nachweis von Photonen.
- Gute Winkelauflösung wurde durch einen modularen Aufbau erreicht.

Jeder Kristall ist mit einem Photomultiplier bestückt. Mehrere BaF₂-Kristalle (üblicherweise 64) werden in einem Block zusammengefaßt (Honigwabe). Auch andere Kombinationen der Kristalle sind möglich, je nach Anforderungen. Dies ist in den Abbildungen 3.7 und 6.2 illustriert.

3.2.4.1 Eigenschaften der BaF₂-Detektormodule

Jeder Kristall hat hexagonale Form mit einer Schlüsselweite von 59 mm und einer Länge von 25 cm, was etwa 12 Strahlungslängen (siehe Tabelle 3.4) entspricht. Jeder Kristall ist mit Teflon- und Aluminiumfolie umwickelt, um gute Lichtsammlung zu erreichen (dies führt dann zu einer Schlüsselweite von etwa 60 mm). Der Kristall hat am Photomultiplier-Ende zylindrische Form, die es erlaubt, die Photokathode mit der μ -Metall Abschirmung des Photomultipliers zu umgeben.

Die transversale Verteilung eines elektromagnetischen Schauers wird durch den Molière-Radius R_M beschrieben, innerhalb dessen ungefähr 90% der gesamten Ener-

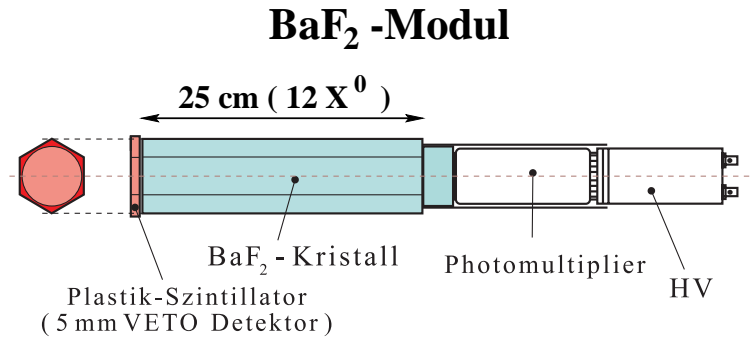


Abbildung 3.6: BaF₂-Modul

gie des Schauers deponiert wird [Par 00]. Der ‘Radius’ eines Kristalls entspricht $0.87 R_M$.

Vor jedem Kristall ist ein NE102A-Plastik-Szintillator montiert, dessen Signal man als Veto für geladene Teilchen benutzt. Deswegen werden diese Szintillatoren im folgenden auch CPV (Abkürzung für **C**harged **P**article **V**eto) genannt. Auch sie haben hexagonalen Querschnitt (Schlüsselweite: 6.5 cm, Dicke 0.5 cm). Wegen der großen Strahlungslänge ($X_0 = 43 \text{ cm}$) des NE102 liefern praktisch nur geladene Teilchen Signale, da Photonen das Material weitgehend ungehindert durchlaufen.

3.2.4.2 Gesamtaufbau des TAPS-Detektorsystems

In unserem Test-Experiment wurden die TAPS Blöcke in der ‘normalen’ Geometrie angeordnet. Jeder Block wird von einem Aluminiumrahmen gehalten, der eine 8×8 -Matrix von Kristallen enthält. Die drei Blöcke werden auf einer beweglichen Plattform zusammen mit dazugehörigen Elektronikmodulen montiert und können so verfahren werden. Die vor jedem BaF₂-Kristall angeordneten Vetodetektoren werden über Plexiglas-Lichtleiter individuell von Photomultipliern ausgelesen. Dieser Aufbau ist in Abbildung 3.7 gezeigt. Insgesamt wurden 187 BaF₂-Module in 3 TAPS-Blöcken (A–B–C, mit jeweils 63, 62 und 62 Detektoren) verwendet.

Die drei Blöcke wurden in einer Ebene mit einer mittleren Entfernung entlang ihrer Normalen von 59 cm zur Targetzelle aufgestellt. Die Blöcke wurden soweit wie möglich nach hinten gedreht (siehe Abbildung 3.7), so daß mit Block A Photonen mit möglichst großen Streuwinkeln nachgewiesen werden konnten. Die genauen Entfernungen zur Targetzelle und die Polarwinkel zwischen den Normalen jedes Blockes und der Strahlachse sind in Tabelle 3.5 zusammengestellt.

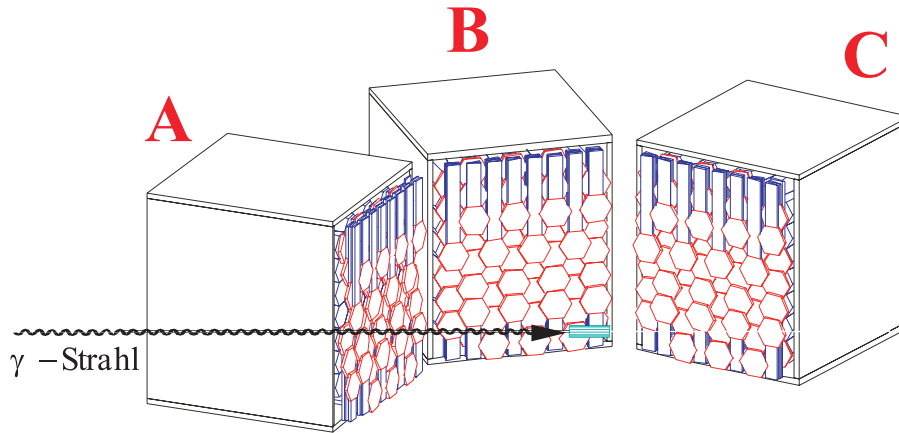


Abbildung 3.7: Gesamtaufbau des Taps-Detektors für das Test-Experiment.

Block	Abstand zum Target (mm)	Winkel zur Strahlachse
A	587 mm	155.4°
B	607 mm	106.4°
C	587 mm	57.4°

Tabelle 3.5: Anordnung der TAPS-Blöcke bei dem Test-Experiment.

3.2.4.3 Funktionsweise des TAPS-Photonenspektrometers

Ein Photon verliert in Materie im wesentlichen durch drei Prozesse Energie: Photoeffekt, Comptonstreuung und Paarproduktion. Die Wirkungsquerschnitte dieser Prozesse hängen unterschiedlich stark von der Photonenenergie und von der Kernladungszahl (Z) des Materials ab. Im unseren Energiebereich spielt die Paarproduktion die wesentlichste Rolle. Bei der Paarproduktion erzeugt das Photon im Coulombfeld eines Teilchens ein Elektron-Positron-Paar. Die Leptonen können dann im Material wieder Bremsstrahlungspotonen erzeugen usw. Haben die Photonen dann kleine Energien, beginnen Compton-Streuung und Photoeffekt wichtiger zu werden. Auf diese Weise entsteht ein elektromagnetischer Schauer, der sich über mehrere benachbarte TAPS-Kristalle ausdehnen kann. Man erhält dann i.A. Energieinformationen aus mehreren benachbarten Kristallen (*Cluster*).

Die Energie des einlaufenden Teilchens bestimmt man dann aus der Summe der Energien, die in den Detektoren des Custers deponiert wurden (siehe Abschnitt 4.6.2.1). Darüberhinaus erhält man eine Ortsinformation aus der räumlichen Verteilung der Energien im Cluster. Das führt zu einer Ortsauflösung die besser ist, als es der Größe der Kristalle entsprechen würde ([Gab 94]). Der Streuwinkel des Photons kann dann leicht bestimmt werden.

Die Zeitinformation wird mit Hilfe der Information aus dem zentralen Detektor des

Clusters bestimmt, wobei als Zentraldetektor eines Clusters der Detektor mit der größten Energie definiert wird.

3.2.5 Der Pion Detektor

Der Pion-Detektor besteht aus Viel-Draht-Proportionalkammern (MWPC aus dem englischen *Multi Wire Proportional Chamber*) und Plastik-Szintillatoren. Er ist in Vorwärtsrichtung aufgestellt (um den Polarwinkel 0°) in einem Abstand von 70 cm zum Targetmittelpunkt. Abbildung 3.8 zeigt das System.

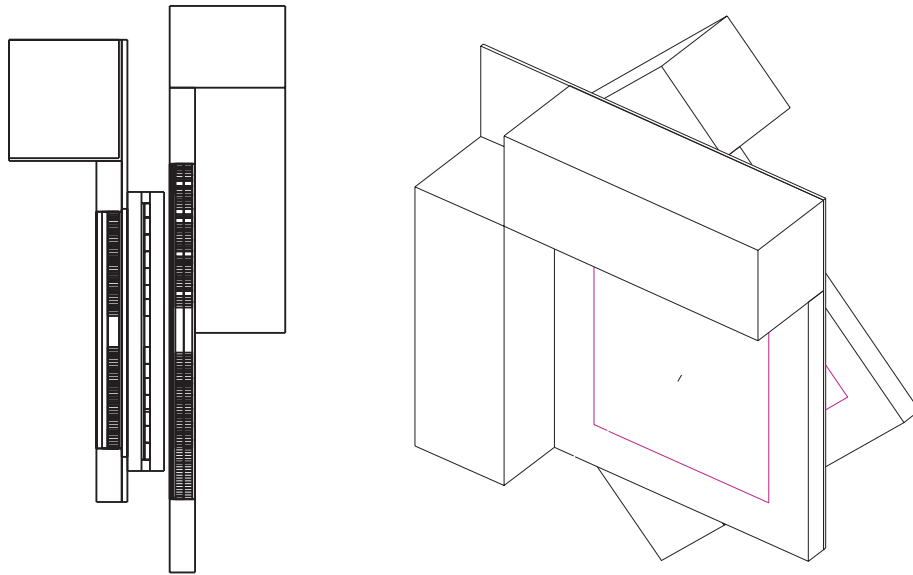


Abbildung 3.8: Der Piondetektor

An den Pion-Detektor werden folgende Anforderungen gestellt:

1. Hohe Ortsauflösung für möglichst zwei Punkte zur genauen Bestimmung des Polar- und Azimut-Winkels der nachgewiesenen Teilchen;
2. Nachweiseffizienz von $\sim 100\%$ für relativistische geladene Teilchen;
3. gute Zeitauflösung, um Koinzidenzen zuverlässig zu messen;
4. schnelles Signal, das für den Trigger des Experiments verwendet werden kann;
5. Funktionsfähigkeit bei sehr hoher Ereignisrate;

Die ersten zwei Bedingungen (hohen Effizienz und Ortsauflösung) wurden mittels des MWPCs verwirklicht, während die Zeitanforderungen durch die Plastik-Szintillatoren erfüllt wurden. Beide Detektoren (die MWPCs und die Szintillatoren) wurden 1998 im Strahl getestet. Das Ergebnis zeigte, daß sie die gestellten Anforderungen, speziell die Ereignisrate betreffend, erfüllten.

3.2.6 Die Viel-Draht-Proportionalkammern

Die MWPCs wurde im JINR (Joint Institute for Nuclear Research), in Dubna (Rußland) gebaut. Aufgabe der MWPCs ist, Signale zu liefern, die die Rekonstruktion der Spur eines Teilchens mit hoher Auflösung ($\theta, \phi < 1^\circ$) und guter Nachweiseffizienz erlauben. Die MWPCs haben 4 Drahtebenen in quadratischen Rahmen ($24 \times 24 \text{ cm}^2$). Jeweils zwei Ebenen sind zu einem Paket zusammengefaßt, in dem die Drähte gegeneinander um 90° verdreht sind. Die beiden Pakete sind um 45° gegeneinander verdreht, zwischen ihnen sind die Szintillatoren montiert. Zentral hat jede Ebene einen leeren Streifen (siehe Abb. 3.9), um den Photonenstrahl passieren zu lassen.

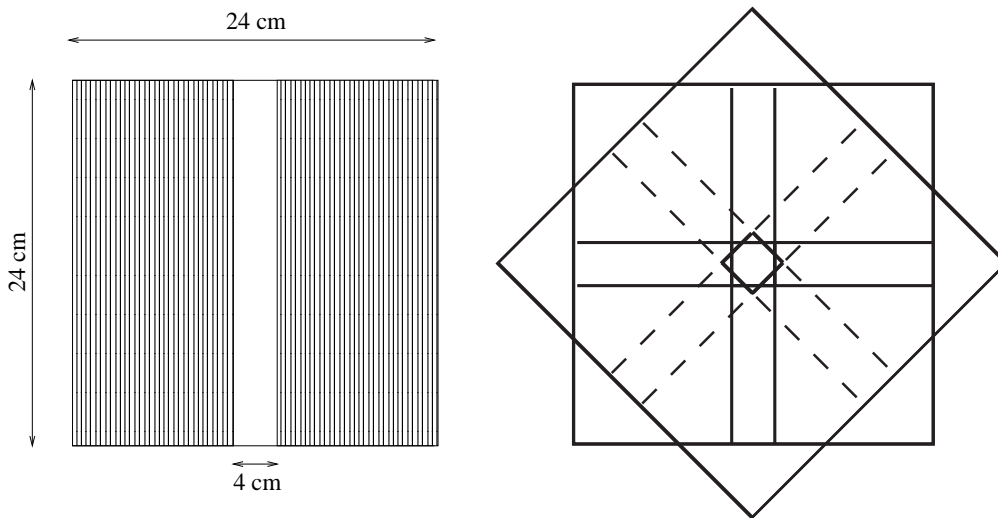


Abbildung 3.9: Anordnung der MWPCs

3.2.6.1 Funktionsweise der MWPCs

Fliegt ein geladenes Teilchen mit ausreichender Energie durch ein Gas, so erzeugt es Elektron-Ion Paare, die in Richtung der Anode (Draht) bzw. Kathode beschleunigt werden. Die Elektronen kommen dabei näher an den Draht und geraten dadurch in ein ansteigendes elektrisches Feld. Dabei gewinnen die Elektronen Energie, die ausreicht im Gas weitere Elektron-Ion Paare zu erzeugen. Man erhält schließlich Wolken von Elektronen und Ionen, die sich entgegengesetzt bewegen. Da die Beweglichkeit der Elektronen sehr viel größer ist als die der Ionen, influenzieren sie bei ihrer Annäherung an die Anode in dieser und in der Kathode Signale. Die Ionen bewirken im Grunde das Selbe, allerdings sind diese Signale sehr langsam und werden daher von der Meßelektronik nicht erfaßt. Die Spannung und die Drahtdicke sind so gewählt, daß das entstehende Signal proportional zu der Anfangszahl der Elektron-Ion Paare

ist (Proportionalbereich). Jeder Draht kann als ein unabhängiger Detektor betrachtet werden [Leo 87]. Damit kann eine Anordnung aus MWPCs gleichzeitig mehrere Signale (Spuren) ausmessen. Die Zahl der so nachgewiesenen Spuren wird im folgenden Multiplizität genannt.

Die Signale einer einzelnen Ebene geben Informationen über eine einzige Koordinate, aus diesem Grund braucht man mindestens zwei Ebenen, um einen Punkt der Spur zu rekonstruieren. Zur genauen Bestimmung einer Spur benötigt man mindestens zwei Punkte, d.h. die Signale von 4 Ebenen, wobei auch drei oder sogar zwei ausreichen können, wenn man annimmt, daß das Teilchen in der Mitte des Targets erzeugt wurde, womit hat man einen zusätzlichen Punkt zur Definition der Spur erhält. Das angewandte Verfahren zur Spurrekonstruktion wird im nächsten Kapitel beschrieben.

Im Herbst 1997 wurden die MWPCs mit Hilfe einer ^{90}Sr Quelle getestet, es wurde eine Nachweis-Effizienz von $\sim 98\%$ für eine einzelne Kammer gemessen. Die Funktionsbedingungen des Detektors (Spannung zwischen Anode und Kathode, maximaler Strom pro Draht, Multiplizität der Signale in Beziehung zur Intensität des Strahles) wurden in einer 2. Messung bestimmt. Die wichtigsten Parameter der MWPCs sind in Tabelle 3.6 zusammengestellt.

Proportional-Viel-Draht-Kammer (MWPC)	
Gasmischung	66.6% Ar+Methan, 33.3% Isobuthan
Effizienz	$\sim 98\%$ pro Kammer
Spannung	3250 V
Maximaler Strom	100 μA
Draht	Platin
Abstand Target-1.-2.-3.-4. Ebene	64.28 cm 65.28 cm 73.78 cm 74.78 cm

Tabelle 3.6: Wesentliche Parameter der MWPCs.

3.2.7 Die Plastik-Szintillatoren

Die Szintillatoren des Pion-Systems wurde in Rußland mit NE102-ähnlichem Material gebaut. Aufgabe dieser Detektorteile ist, schnelle Signale von den sie durchdringenden Teilchen (π^+) zu liefern, die dann im Trigger verwendet werden können. 16 Szintillator-Streifen mit einer Breite von 2 cm, einer Länge von 32 cm und einer Dicke von 1 cm sind zu einem quadratischen Detektorteil zusammengestellt, der zwischen den MWPC-Paketen installiert ist. Jeder Szintillator ist mit einem Photomultiplier gekoppelt. Man erreicht damit eine Nachweiseffizienz von $\sim 100\%$ für geladene Teilchen. In der Mitte hat der Detektor ein quadratisches Loch ($2 \times 2 \text{ cm}^2$), wieder um den Photonenstrahl durchzulassen.

Jeder Szintillator kann mit einer Ereignisrate von 1 MHz betrieben werden. Da die Szintillatorstreifen senkrecht stehen erhält man eine horizontale Ortsauflösung von

± 1 cm.

Die wesentlichen Parameter des Szintillators sind in Tabelle 3.7 zusammengestellt.

Plastik-Szintillator	
Material	Polymethylmethacralate + Popop
Streifenlänge	15 cm für Streifen 8 und 9, 32 cm die anderen
Streifenbreite	2 cm
Streifendicke	1 cm
Abstand vom Target (mm)	695.3 mm
Winkel zur Strahlachse	$\theta = 0, \phi = 90^\circ$
Effizienz	$\sim 100\%$

Tabelle 3.7: Wesentliche Parameter des Pion-Detektors.

3.2.8 Der Flugzeit-Detektor

Eine weitere Komponente unseres Experimentaufbaus ist ein Flugzeit-Detektor (TOF aus dem englischen *Time Of Flight*). Dieser Detektor wurde von unseren Kollaboranten aus dem Physikalischen Instituts der Universität Tübingen und dem Department of Physics and Astronomy der Universität Glasgow aufgebaut, um den Impuls geladener und ungeladener Teilchen mit der Flugzeit-Methode zu messen. Die Hauptaufgabe des Detektors war der Nachweis von Neutronen aus der uns interessierenden Reaktion (γ, NN) und (γ, π, N) im Energiebereich zwischen 1 MeV und 500 MeV. Bei der Entwicklung des Detektors wurde Folgendes gefordert:

- hohe Energieauflösung bis zu Energien von 400 MeV;
- Zeitauflösung besser als 0.7 ns (FWHM);
- Winkelauflösung besser als 2° (sie hängt von der Ortsauflösung des Detektors und der Flugweglänge des Teilchens ab);
- hohe Effizienz für den Nachweis von Neutronen;
- Modularität des Systems mit der Möglichkeit, die Geometrie des Detektors zu ändern, um seine Akzeptanz bzw. seine Effizienz zu erhöhen (etwa indem man mehrere Detektorebenen hintereinander montiert);

Als Szintillationsmaterial wurde NE110 Plastik-Szintillator mit einer Geometrie von Dicke (Tiefe) $5 \times$ Breite $20 \times$ Höhe 300 cm³ gewählt. Dieses Material erfüllt die für die Orts- und Zeitauflösung geforderten Bedingungen. An beiden Enden jedes Balkens ist ein Photomultiplier (PM) montiert. Durch die Zeitinformationen der zwei PM ist es möglich, die vertikale Eintrittskoordinate “ y ” des Neutrons (siehe Abb. 3.10) zu

bestimmen (Charpak Methode [Cha 62]).

Bei einer Zeitauflösung von ≤ 400 ps (FWHM) folgt eine Ortsauflösung von ~ 5 cm. Die Eigenschaften des NE110 Szintillators sind in Tabelle 3.8 zusammengestellt.

Plastik-Szintillator NE110	
Dichte	1.032
Lichtausbeute	60% von Anthracen
Zerfallskonstante der Hauptkomponente	3.3 ns
Wellenlänge der maximalen Strahlungskomponente	434 nm

Tabelle 3.8: Eigenschaften des Plastik-Szintillators NE110 nach [Par 00].

Im Test-Experiment wurden 32 NE110 Balken benutzt, die in 2 Rahmen mit jeweils 2 Ebenen zu 8 Szintillatoren montiert waren. Der Detektor stand ~ 350 cm vom Target entfernt. Die Geometrie des Detektors ist in Abb. 3.10 gezeigt.

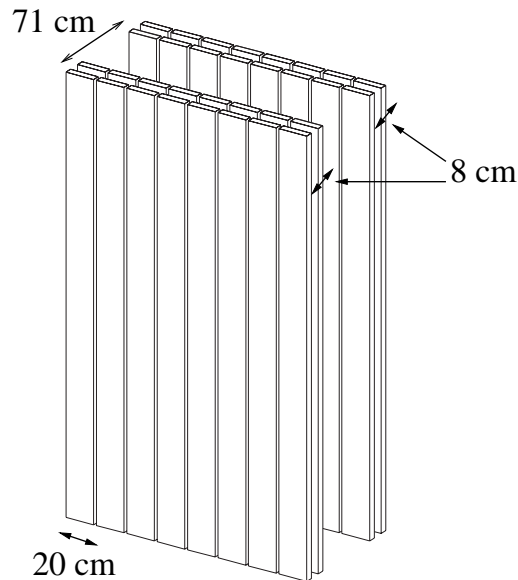


Abbildung 3.10: Geometrie des Flugzeit-Detektors

Der Aufbau wurde durch einen Veto-Detektor aus dünnem Szintillatormaterial ergänzt, der direkt an der Streukammer montiert war. Dieser Veto-Detektor hat eine Effizienz von $\sim 100\%$ zum Nachweis von Protonen, damit ermöglicht er, geladene von ungeladenen Nukleonen zu unterscheiden. Die Trennung von Photonen und Neutronen erfolgt durch die Analyse der Flugzeit der Teilchen (siehe Abb. 4.11 im nächsten Kapitel).

Die Effizienz des Systems zum Nachweis von Neutronen wurde mittels einer Simulationsrechnung bestimmt. Nach einem Maximum für eine Neutronenenergie um 10 MeV

sinkt die Effizienz auf einen Durchschnittswert von $\sim 60\%$. Die gefundene Effizienz ist in Abb. 3.11 für zwei Elektronenäquivalentschwellen⁵ gezeigt.

Die Winkel- und Energieauflösung des TOF-Detektors wurden im Energieintervall

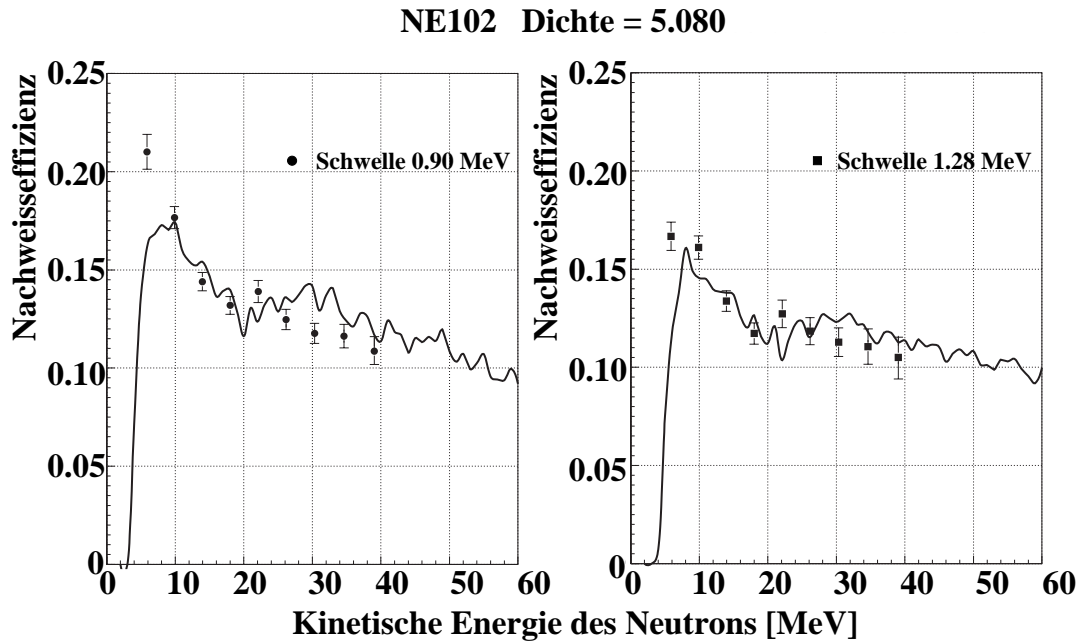


Abbildung 3.11: Nachweiseffizienz des Flug-Zeit Detektors für eine Elektronenäquivalentschwelle 0.90 MeV und 1.28 MeV. Die Kurven wurden mit Hilfe einer Simulation bestimmt [Sta 71] [Ede 72]. Die eingezeichneten Meßwerte stammen aus der Arbeit von R. A. Cecil [Cec 79] und J. B. Hunt [Hun 70].

zwischen 6 MeV und 60 MeV ebenfalls durch Simulation bestimmt. Die entsprechenden Kurven sind in Abb. 4.13 gezeigt.

3.2.9 Das Target

Der untersuchte Prozeß $\gamma + p \rightarrow \gamma + \pi^+ + n$ hat einen sehr kleinen Wirkungsquerschnitt. Außerdem benötigt man hohe Auflösung, um über effiziente, kinematische Schnitte den Prozeß von Untergrundsreaktionen trennen zu können (siehe Abschnitt 4.12.4 und 4.12.5).

Um die Auflösung und die Statistik der Messung zu erhöhen, soll das Target gewisse Bedingungen erfüllen:

⁵Die Elektronenäquivalentschwelle ist die im Szintillator deponierte Energie eines Elektrons, das ein entsprechendes Signal erzeugt hätte.

- Große Anzahl von Streuzentren (Protonen) pro cm^2 , um die Zahl der Reaktionen zu erhöhen und dadurch die Statistik zu verbessern (bzw. die Meßzeit zu verkürzen);
- das Target soll möglichst nur aus freien, nicht in Kernen gebundenen Protonen bestehen;
- es soll möglichst geringe Dimensionen haben, um die Unsicherheit bei der Bestimmung des Reaktionspunktes zu reduzieren. Dadurch gewinnt man eine bessere Bestimmung der Impulse der Teilchen im Ausgangskanal.

Um freie Protonen mit einer großen Massenbelegung zu erzeugen, verwendet man flüssigen Wasserstoff.

Im Targetsystem kann man 6 wesentliche Teile unterscheiden:

- **Die Targetzelle:** Die Zelle hat die Form eines mit Fenstern abgeschlossenen Zylinders, der mit flüssigem Wasserstoff gefüllt wird. Sie besteht aus dünner ($120 \mu\text{m}$) Kaptonfolie, die trotz ihrer geringen Massenbelegung bis zu >2 bar Druck halten kann. Der Zylinder hat eine Länge von 9.8 mm , wodurch Unsicherheiten in der Bestimmung der z -Komponente des Reaktionspunktes eingeschränkt sind. Um die Unsicherheiten in den x - und y -Achsen (vertikal) auch gering zu halten, benutzen wir einen Strahlkollimator von 5 mm , was zu einem Strahlfleck mit etwa 2 cm Durchmesser am Target führt. Dazu passend wurde ein Durchmesser von 3 cm für den Zylinder gewählt.
- **Der Kaltkopf:** Der Wasserstoff wird bei Normaldruck bei einer Temperatur von 21 K flüssig. Um diese Temperatur zu erreichen, verwendet man einen geschlossenen Heliumgas-Kreislauf, der nach dem Gifford-McMahon-Prinzip arbeitet. Der Kaltkopf ist die Expansionseinheit des Systems. In einem Wärmetauscher wird der Wasserstoff gekühlt.
- **Der Kompressor:** Der Heliumgas-Kreislauf des Kaltkopfs ist mit einem Kompressor durch flexible Druckschläuche verbunden. Der Kompressor liefert einen Heliumdruck zwischen 16 und 21 bar und eine Gastemperatur von etwa 30° .
- **Die Wasserstoff-Flasche und das Ventilenbrett:** Die Targetzelle mit dem darüberliegenden Wärmetauscher ist mit einem Wasserstoff-Vorratsgefäß verbunden. Ein Schaltbrett mit verschiedenen Ventilen erlaubt die Evakuierung und Füllung eines Vorratsgefäßes sowie der Targetzelle. Ein Überdruckventil verhindert zu hohen Druck in der Zelle.
- **Die Temperaturregelung:** Der Kaltkopf kann eine minimale Temperatur von 14 K erreichen. Dies liegt unter dem Gefrierpunkt des Wasserstoffs. Um den Füllstand des Targets zu stabilisieren und ein Gefrieren des Wasserstoffs zu verhindern, ist eine Gegenheizung am Wärmetauscher angebracht, die über den Druck im Vorratsgefäß geregelt wird. Das Regelgerät steht im Meßraum und ist damit stets zugänglich.

- **Die Streukammer:** In der Streukammer wird ein Hochvakuum (10^{-7} mbar) aufrecht erhalten, das zwei Funktionen hat:
 1. Es gewährleistet neben einigen Lagen Superisolation die thermische Isolierung der Targetzelle.
 2. Es vermeidet, daß die ein- und auslaufenden Teilchen Reaktionen an Luftmolekülen in Targetnähe auslösen.

Der Kaltkopf steht auf einem Gestell, seine Höhe kann mittels eines Motors verändert werden. Den Motor konnte man vom Meßraum aus steuern und damit das Target aus dem Strahl oder in den Strahl fahren.

3.2.10 Zusammenfassung zum Testaufbau

Der Tagger, der TAPS-, der Pion- und der Flugzeit-Detektor bilden ein kompliziertes System. Die wesentliche Verbindung zwischen ihren Informationen liegt in der Zeitkoinzidenz der nachgewiesenen Ereignisse. Diese Koinzidenz ermöglicht, die Reaktion, durch die die Teilchen erzeugt wurden, zu isolieren. Eine derartige zeitliche Verknüpfung zusammen mit weiteren geeigneten Bedingungen ergibt eine erste Auswahl interessierender Ereignisse. Sie liefert den *Trigger*, der die Auslese der Meßwerte und deren Speicherung auf Band bewirkt.

Die Triggerlogik zu unserem Test-Experiment wird im nächsten Abschnitt dargestellt; im folgenden sei zunächst der gesamte Prozeß zusammengefaßt beschrieben.

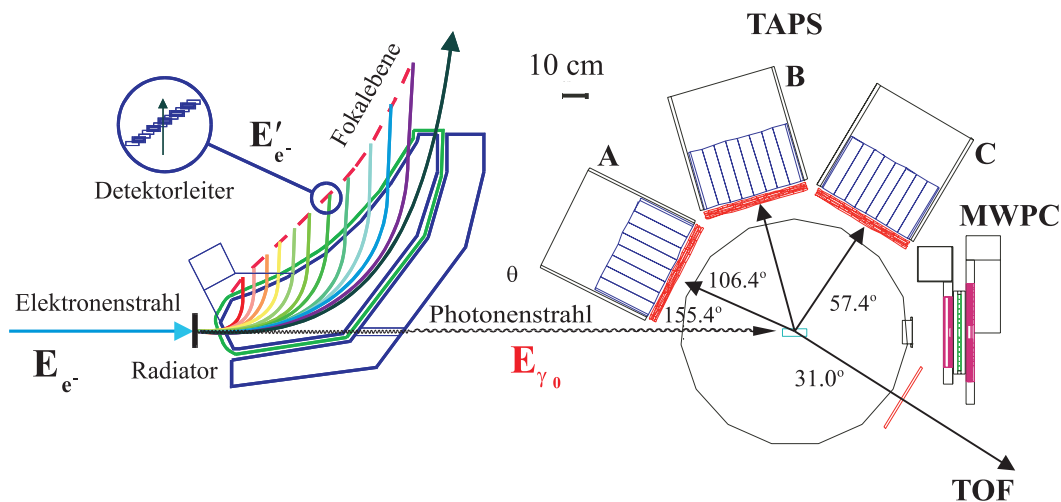


Abbildung 3.12: Skizze des experimentellen Gesamtaufbaus (nicht maßstäblich). Der Flugzeit-Detektor, TOF, steht 350 cm vom Target-Zentrum entfernt, er ist daher im Bild nicht gezeigt.

1. Ein Elektron aus dem MAMI-Strahl (Energie 855 MeV) trifft auf die Nickelfolie (*Radiator*) am Eingang des Taggers. Durch Bremsstrahlung wird ein Photon mit der Energie $E_\gamma = 855 \text{ MeV} - E'_e$ nach vorwärts erzeugt. Das Elektron hat dabei Energie verloren, es fliegt in Vorwärtsrichtung weiter, wird im Tagger-Magneten abgelenkt und löst ein Signal in der Tagger-Leiter (siehe Abb. 3.5) aus;
2. das Photon durchläuft den Tagger ungestört, beim Austritt aus dem Tagger-Joch einen 5 mm Kollimator und trifft schließlich auf die mit flüssigem Wasserstoff gefüllte Targetzelle in der Streukammer (d.h. auf das Protonentarget). Im Target wird das Photon an einem virtuellen, positiv geladenen Pion 'elastisch' gestreut (Compton Streuung);
3. bei der Streuung verliert das Photon einen Teil seiner Energie (Rückstoß des Pions und des übrigbleibenden Neutrons) und tritt mit einer Energie E'_γ in einen TAPS-Block ein, wo es ein Signal durch einen elektromagnetischen Schauer in BaF_2 -Kristallen erzeugt;
4. das Pion fliegt in Vorwärtsrichtung durch die MWPCs und den dazwischenliegenden Plastik-Szintillator. Im MWPC erzeugt es Elektron-Ionen-Paare, die dann zu einem Signal an einem Draht führen.
Außerdem löst das Pion in einem der Plastikszintillator-Streifen ein Signal aus, das eine gute Zeit- und eine mäßige Ortsinformation enthält.
5. Das Neutron verläßt das Target, fliegt durch den Veto-Detektor, in dem es kein Signal auslöst, und wird schließlich im TOF an einem Proton gestreut⁶, das dabei Rückstoßenergie erhält und im TOF ein Signal erzeugt.

Um die Kinematik der Reaktion $\gamma + p \rightarrow \gamma + \pi^+ + n$ schließlich vollständig zu rekonstruieren und sie von Untergrundprozessen zu trennen, benutzt man die Informationen aus den 4 Detektoren. Sie sind in Tabelle 3.9 zusammengefaßt.

3.3 Die Meßelektronik

Die Teilchen, die die Detektoren erreichen, erzeugen analoge elektrische Signale entweder durch produziertes Szintillationslicht (TAPS, TOF, Pion-Szintillator) oder mittels der an den Drähten influenzierten Ladungen (MWPC). Diese analogen Signale müssen in der Meßelektronik gewandelt werden, um für die weitere Verarbeitung brauchbar zu sein. Dies erfolgt in drei Schritten:

- Digitalisierung
Durch die Digitalisierung werden die analogen Signale aus den Detektoren (Spannung, Ladung, Zeit) in digitale gewandelt, damit sie von einem Rechner ausgele-

⁶Dieser Prozess spielt die wesentlichste Rolle zur Bestimmung der Nachweiseffizienz. Die quantitative Beschreibung der Beiträge anderer Prozesse befindet sich in [Cec 79]

TAGGER	
INFORMATION	ERFORDERNIS
Zeit des gestreuten Elektrons	Markierungsverfahren für das Photon
Energie des Elektrons	Energie des einlaufenden Photons
Freilaufende Zähler N_e	Normierung für die Anzahl der einlaufenden Photonen
TAPS	
INFORMATION	ERFORDERNIS
Zeit des auslaufenden γ	Koinzidenzanalyse
Energie des γ	Rekonstruktion der Kinematik
Ortsinformationen	Rekonstruktion der Kinematik
Veto und Pulsform Analyse	Teilchenidentifizierung
PION-DETEKTOR	
Zeit des Pions	Koinzidenzanalyse
Winkel des Teilchen	Rekonstruktion der Kinematik
FLUG-ZEIT DETEKTOR + VETO	
Flugzeit des Neutrons	Energie des Neutrons
Energie des Neutrons	Rekonstruktion der Kinematik
Winkel des Teilchens	Rekonstruktion der Kinematik
Veto	Teilchenidentifizierung

Tabelle 3.9: Schema der Informationen der 4 Detektoren und ihrer Aufgaben.

sen und weiter verarbeitet werden können.

- **Pre-Trigger und Trigger**
Nicht alle auftretenden Signale sind interessant. Es wird eine erste Auswahl getroffen, die 'falsche' Ereignisse ausschließen soll, damit für die weitere Verarbeitung möglichst nur Ereignisse mitgenommen werden, die aus dem interessierenden Prozeß stammen. Ist diese Auswahl getroffen, wird ein Triggersignal gesetzt.
- **Datenaufnahme**
Liegt das Triggersignal vor, wird die digitalisierte Information aus jedem Detektor mit einer sinnvollen Ereignis-Struktur auf Magnetband geschrieben. Gleichzeitig wird sie in einem Rechner abgelegt, um eine on-line Überwachung der Ergebnisse zu ermöglichen.

Im folgenden werden diese drei Punkte genauer beschrieben. Bei der Beschreibung der Meßelektronik werden Abkürzungen benutzt, die in Tabelle 3.10 erklärt sind.

Elek. Modul	Bedeutung (auf Englisch)
LED	<i>Leading-Edge-Discriminator</i>
CFD	<i>Constant-Fraction-Discriminator</i>
QDC	<i>Charge(Q)-to-Digital-Converter</i>
RDV	<i>Retard de Durée Variable (Gate-and-Delay-Generator)</i>
TDC	<i>Time-to-Digital-Converter</i>
CO.REG.	<i>Coincidence-Register</i>
MPU	<i>Multiplicity-and-Pattern-Unit</i>
CAMAC	<i>Computer Applied Measurement And Control</i>
VME	<i>Versa Module Europe</i>

Tabelle 3.10: Abkürzungen zu im Experiment verwendeten Elektronikmodule [Leo 87]

3.3.1 Die Digitalisierung

Jeder Detektor des Experimentes benötigt eine den Anforderungen angepaßte Elektronik, um die Informationen in einer gewünschten Form zu erhalten. In Abb. 3.13 ist eine vereinfachte Skizze der benutzten Auslesemodule gegeben. Die Digitalisierung der Signale wird im folgenden für jeden Detektor kurz beschrieben.

Der Tagger

Die Taggersignale werden in einen Zähler geleitet und dort aufsummiert. Damit gewinnt man die Elektronenanzahl zur Bestimmung des Photonenflusses. Ein TDC liefert die Zeitinformation für das Eintreffen der Elektronen.

TAPS

Das Signal vom TAPS wird zunächst mittels eines Split-Moduls geteilt und auf verschiedene Module geleitet. Ein Signal wird einem LED zugeführt, der prüft, ob die Signalthöhe einen vorgegebenen Wert (Schwelle) übersteigt. Ein zweites Signal erreicht einen CFD mit niedriger Schwelle, der für die Zeitmessung verwendet wird.

Ein CO.REG. liefert die Koinzidenzinformationen zwischen den BaF_2 -Kristallen und damit die Struktur des Clusters eines Photonenerignisses im TAPS.

Zwei QDC messen die im Block deponierte Energie. Die Verwendung zweier Zeitfenster (*wide* und *narrow gate*, mit den Breiten 30 ns und 2 μ s) ermöglicht die Teilchenidentifizierung durch den Vergleich des Signalanteils der schnellen Lichtkomponente zum Gesamtsignal (siehe Abschnitt 4.14). Dadurch ist es möglich, Photonen und schnelle Elektronen von langsamen Hadronen zu unterscheiden.

Für die Unterdrückung von Elektronen benutzt man das Veto-Signal, das durch ein CO.REG. gesteuert wird.

Das Pion-System

Das Signal vom Plastikszintillator wird zuerst mittels eines Split-Moduls geteilt und zum einen in einen LED geleitet, dessen Schwelle 20 mV beträgt. Das zweite Signal wird nach einer 100 ns Verzögerung in einen QDC geführt.

Die MWPC werden mit Hilfe eines dafür gedachten Moduls (*wire chamber card Le-Croy 2735DC*) ausgelesen und verstärkt, das die Signale an ein CO.REG. weiterleitet, wo sie nur dann aufgenommen werden, wenn sie koinzident mit einem Trigger-Signal (siehe Abschnitt 3.3.2) auftreten.

Der TOF-Detektor

Der Flug-Zeit Detektor wird in entsprechender Weise durch CO.REG. und TDC ausgelesen.

Die Elektronik des Veto-Detektors des Neutronen-Nachweissystems besteht aus einem CO.REG., dessen Signal der Teilchenunterscheidung (Trennung Protonen-Neutronen) dient. **Zeitmessung** Für ein effizientes Koinzidenzexperiment benötigt man gute

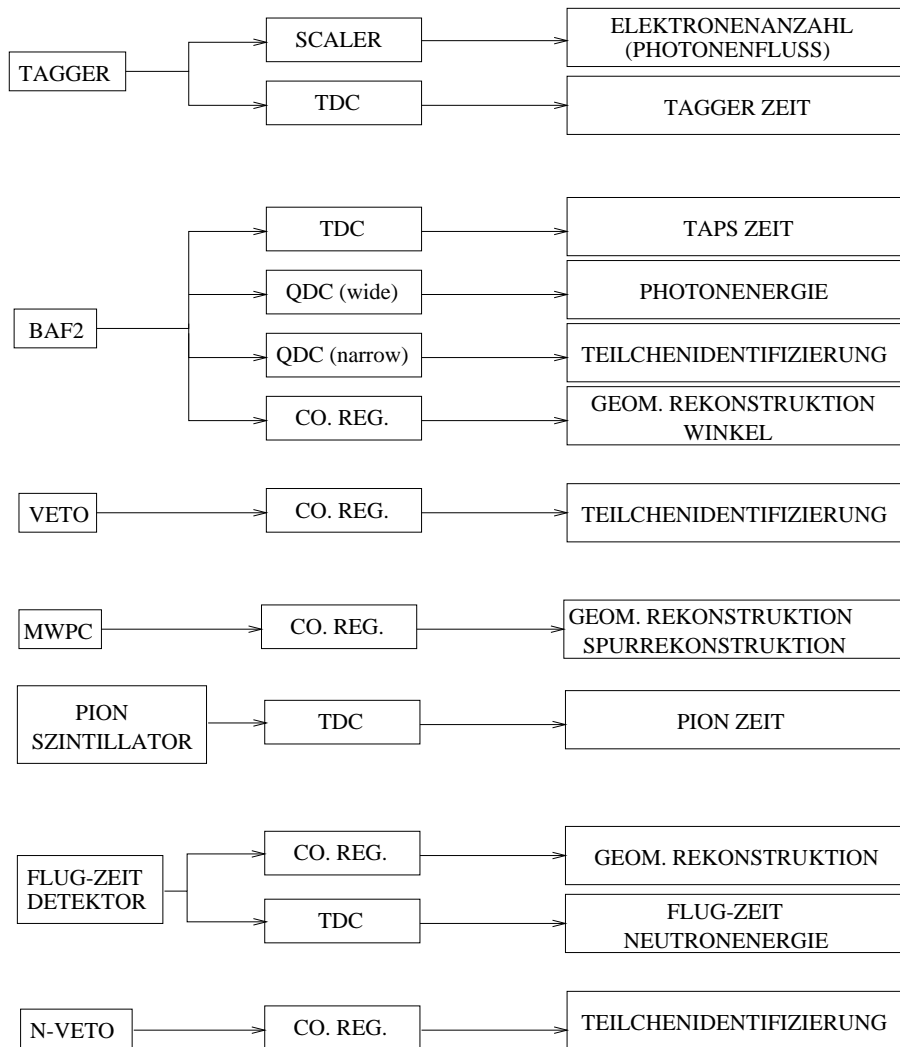


Abbildung 3.13: Skizze zur Ausleseelektronik

Zeitaufösung, um eine Korrelation zwischen den Signalen der ansprechenden Detek-

toren zuverlässig bestimmen zu können. Darüberhinaus wird in unserem Versuch die Zeitmessung zur Bestimmung der Energie der Neutronen benutzt. Eine Skizze zur Zeitmessung ist in Abb. 3.14 gezeigt.

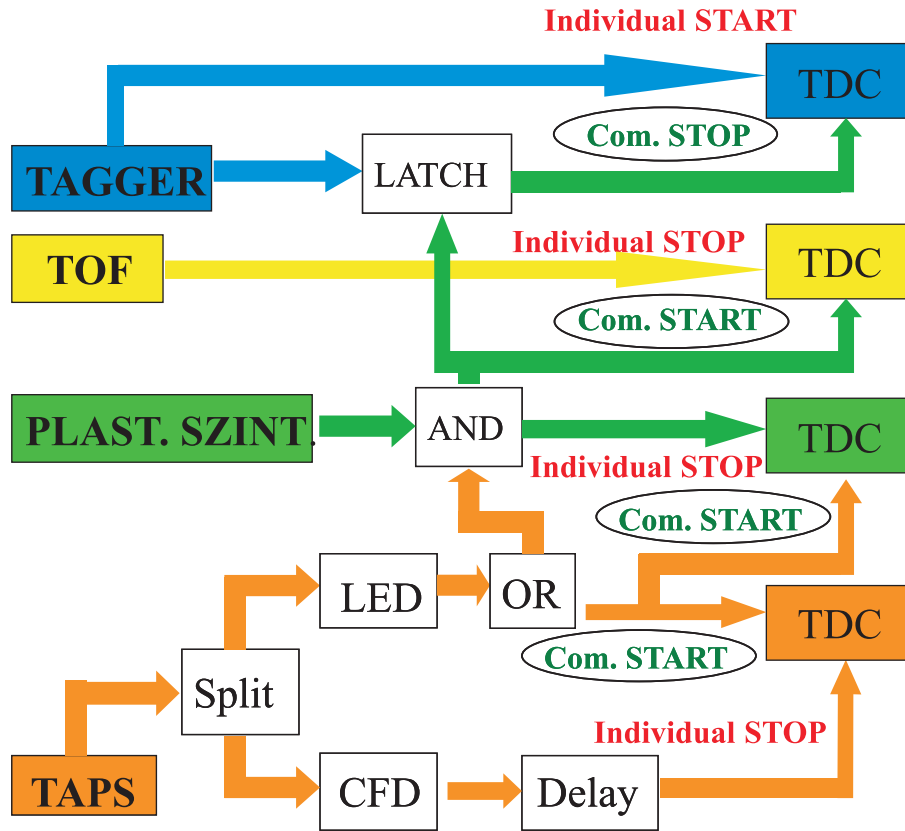


Abbildung 3.14: Skizze zur Zeitbestimmung für die 4 Teilchen

Das LED-Signal aus dem TAPS-Spektrometer startet gemeinsam alle TAPS-TDCs (*common start*), die mit dem verzögerten Signal des TAPS-CFDs individuell gestoppt (*individual stop*) werden. Die CFDs liefern eine schnelle Bearbeitung des Signals, ihre Antwort wird daher als die Eintreffzeit des Photons gewertet. Man erhält für Photonen die folgende Zeitdifferenz:

$$T_{Taps} = T_{TAPS-CFD}^{stop} - T_{TAPS-LED}^{start} \quad (3.11)$$

Das LED-Signal wird nochmals geteilt und dann benutzt, um die Pionsszintillator-TDC-Kanäle gemeinsam (*common start*) zu starten. Gestoppt wird danach durch die Koinzidenz zwischen dem Szintillator und den TAPS-LEDs (im folgenden wir der Pion-TDC *pileup-TDC* genannt). Man erhält:

$$T_{\pi-pileup} = T_{\pi \vee LED}^{stop} - T_{TAPS-LED}^{start} \quad (3.12)$$

Die Koinzidenz zwischen TAPS-LEDs und Pion-Signal dient als *common start* für die Flugzeit-Messung. Als *individual stop* verwendet man das Signal aus dem TOF-QDC.

$$T_{Neutron} = T_{Neutron}^{stop} - T_{\pi \vee LED}^{start} \quad (3.13)$$

Zur Bestimmung der Zeit im Tagger benutzt man das Elektron-Signal als *individual start*, während die Pion-TAPS-LED-Koinzidenz als *common stop* dient. Als Elektronenzeit erhält man dann:

$$T_{Tagger} = T_{\pi \vee LED}^{stop} - T_{Elektron}^{start} \quad (3.14)$$

Wenn ein Ereignis im Tagger mit einem Signal im TAPS oder im Pion-Szintillator zeitlich korreliert ist, sind die entsprechenden Zeitdifferenzen konstant. Bei der Analyse des Zeitspektrums sollte man daher einen Peak auf einem flachen Untergrund zufälliger Ereignisse finden. Durch einen Zeitschnitt im $(T_{Photon} - T_{e^-})$ -Spektrum, d.h. im

$$T_{CFD}^{stop} - T_{Elektron}^{start} = T_{Tagger} + T_{TAPS} - T_{\pi-pileup} \quad (3.15)$$

kann man echte + Zufällige von rein zufälligen Ereignissen trennen.

Auch das Spektrum $T_{\pi} - T_{CFD}$ zeigt eine ähnliche Struktur, was erlaubt, einen weiteren Schnitt auf die Zeiten zu setzen (siehe Abschnitt 4.10.2 und 4.12.2), um korrelierte von zufälligen Ereignissen im Pion-Szintillator zu unterscheiden.

3.3.2 Die Triggerelektronik

Der Trigger wird gesetzt, wenn die gesammelte Meßinformation aus einem Ereignis aus der strahlungsbegleiteten π^+ Produktion zu stammen scheint. Damit sollen Untergrundreaktionen (z.B. π^0 -Photoproduktion, Paarproduktion am Wasserstoff mit nachfolgender Bremsstrahlung, Doppelpionphotoproduktion, falsche Photonen, die etwa vom Kollimator direkt in TAPS gelangen usw.), die Signale in unseren Detektoren erzeugen, unterdrückt werden. Diese Triggerbedingungen müssen so gewählt werden, daß der Untergrund effizient beseitigt wird, aber keine 'guten' Ereignisse verworfen werden. Es wurde daher eine doppelstufige Trigger-Logik benutzt:

- Ein **Pre-Trigger** wurde gesetzt, wenn ein geeignetes Signal aus TAPS und eines aus den Plastiksintillatoren des Pion-Detektors koinzident auftreten, d.h. wenn beide in einem geeignet gewählten Zeitfenster liegen.
- Das Pre-Trigger Signal ist das 'grüne Licht', um weiter nach koinzidenten Signalen aus dem Tagger und den TOF-Detektoren zu suchen. Werden auch diese Signale gefunden, wird der **Master-Trigger** gesetzt, wodurch die Auslese aller Informationen aus den Detektoren eingeleitet wird.

Im folgenden werden diese zwei Stufen genauer mit Hilfe einer Skizze der Pre-Trigger- und Trigger-Elektronik, Abb. 3.15, beschrieben.

Bei dem ersten Schritt zur Trigger-Logik werden alle LED-Ausgänge der BaF_2 -Module eines Blocks einem logischen 'oder' zugeführt. Dadurch erhält man ein LED-Block-Signal, das nur dann weiter geleitet wird, wenn eine Energie größer als etwa 10 MeV in einem einzelnen Detektor und grösser als 40 MeV aus dem entsprechenden gesamten BaF_2 -Block auftritt. Zu diesem LED-Block-Signal wird eine Koinzidenz mit einem Signal des Plastik-Szintillators des Pion-Detektors (siehe Abb. 3.15) gesucht. Wird diese Koinzidenz innerhalb von einem Gate von 50 ns gefunden, folgt ein logisches Signal (Pre-Trigger), das auf drei Kabel verteilt wird:

- Das erste Signal öffnet in einem Modul ein Zeitfenster (*gate*). Innerhalb dieses Gates muß ein Signal von den TOF-Detektoren auftreten;
- das zweite Signal verwendet man, um ein 120 ns breites Gate zu öffnen, in das ein Signal von Tagger fallen muß. Die Koinzidenz Pre-Trigger-Tagger erzeugt ein logisches Signal (*X-Trigger*), das die Tagger-Ausleseelektronik vorbereitet. Ein Inhibit-Signal (Hemm-Signal) sperrt die freilaufenden Elektronenzähler für die Dauer der Auslese;
- das dritte Pre-Trigger Signal wird in ein zusätzliches Koinzidenzmodul geführt, in dem abgefragt wird, ob das TOF-Signal, das Tagger-Signal und ihre Koinzidenz innerhalb eines Zeitfensters ($2 \mu s$) liegen. Ist diese Bedingung erfüllt, wird der Master-Trigger gesetzt. Dieses Signal erzeugt mehrere Inhibit-Signale für die Triggerlogik (damit kein weiterer Trigger ausgelöst werden kann bevor der Auslesevorgang abgeschlossen ist), für die TAPS-, die TOF- und die Pion-Detektor Elektronik. Der Mastertrigger läuft zur Taggerelektronik und started dort die Auslese.

Für den Fall, daß der Master-Trigger nicht gesetzt wird, d.h. daß keine Dreifachkoinzidenz Pre-Trigger – Tagger – TOF gefunden wird, wird ein Fast-Clear-Signal zur Triggerelektronik geführt. Damit werden alle Detektor-Module automatisch zurückgesetzt und die Inhibitsignale zurückgenommen.

Die Koinzidenzmodule sind programmierbar. Man kann unterschiedliche Bedingungen sowie Antikoinzidenzen oder höhere Multiplizitäten (z.B. im TAPS-Spektrometer) fordern. Das ermöglicht uns, den Trigger zu ändern, wenn man etwa andere Reaktionen (z.B. zum Zwecke einer Eichung) nachweisen möchte. So wählten wir zur Messung des Wirkungsquerschnitts für $\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p$ die Multiplizität zwei im ersten OR-Modul für die LED-Signale vom TAPS. Das entsprach der Forderung zweier Photonen im TAPS-System nachzuweisen, die als Zerfallsphotonen des π^0 -Mesons interpretiert werden können. In diesem Fall wurde darüberhinaus keine Koinzidenz mit dem Neutron-Detektor verlangt.

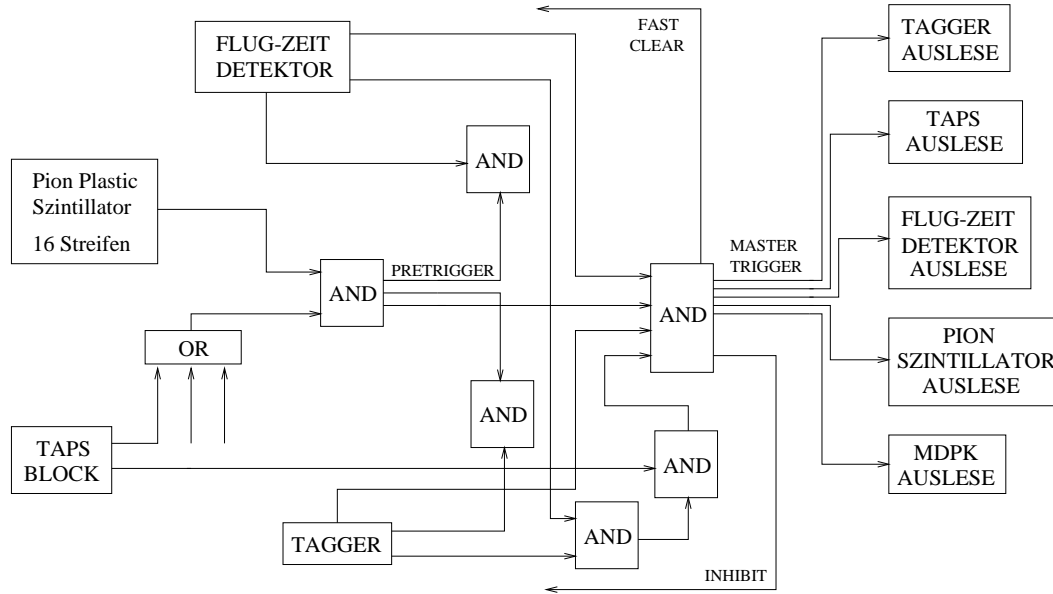


Abbildung 3.15: Die Pre-Trigger- und Triggerlogik

Der komplette Verlauf eines Signales, sei es für einen BaF_2 -Kristall, für das Pionsystem oder für den Neutronendetektor ist ziemlich kompliziert, wegen der komplexen Anforderungen an den Trigger des Experimentes. Die Schaltpläne der Elektronik der Detektoren und der Triggerlogik sind im Anhang C, D, E, F und G zu finden.

3.3.3 Die Datenaufnahme

Die Datenaufnahme kann in drei Blöcke geteilt werden:

- Die **Steuerung** des Experimentes, die vom Meßraum aus mit Hilfe von Standard-Arbeitsplatzrechnern (DEC Ultrix, DEC Alpha und DEC Vax) erfolgt;
- die eigentliche **Daten-Aufnahme**, die von Eltec E6 und E7 Modulen (Einplatinenrechner mit einer Motorola 68020 bzw. 68030 CPU) durchgeführt wird. Solche Module stecken in einem VME-Crate (*Versa Module Europe*), sie können über einen schnellen Daten-Adreßbus miteinander kommunizieren;
- die **Detektorelektronik** in verschiedenen CAMAC-Crates.

Die ganze Datenaufnahme erfolgt erst, wenn ein Trigger erzeugt wird. Ein DLT Laufwerk speichert die Daten auf einem DLTtape III Band, mit einer Kapazität von 6 GB pro Cartridge. Um die Sicherheit der Daten zu gewährleisten, wurden die Bänder im Lauf der Datenaufnahme etwa jede 8 Stunden gewechselt und auf größere Tapes (DLT-tape IV, 35GB Speicherkapazität) kopiert.

3.4 Durchführung des Experiments

Der TAPS-Spektrometer kam im September 1998 nach Mainz. Zwischen März 1999 und März 2001 waren die folgenden Experimente vorgesehen:

- Test-Messung zur Polarisierbarkeit des Pions.
- Untersuchung der Reaktion ${}^4\text{He}(\gamma, \pi^0 N)$ im Bereich der Δ -Resonanz;
- Messung des kohärenten (γ, π^0) Wirkungsquerschnitts für ${}^{16}\text{O}$, ${}^{40}\text{Ca}$ und ${}^{208}\text{Pb}$ ab der Schwelle bis zu 250 MeV;
- Photoproduktion des η -Mesons an ${}^3\text{He}$ an der Schwelle;
- Doppel- π^0 -Photoproduktion an komplexen Kerne;
- π^0 -Photoproduktion am Deuteron an der Schwelle.

Die Aufbauperiode lief von September 1998 bis Februar 1999. Die Elektronik wurde verkabelt und getestet.

In der selben Periode wurden das Pionsystem und der Flug-Zeit-Detektor vorbereitet. Da nicht alle Experimente mit dem gleichen Aufbau durchgeführt werden konnten, wurde die Reihenfolge der Versuche so organisiert, daß Umbauarbeitszeiten minimiert wurden. Die TAPS-Meßperiode am MAMI fing im März 1999 an und die Datenaufnahme der Experimente dauerte mit Unterbrechungen bis Ende Februar 2001, als alle Experimente erfolgreich abgeschlossen waren.

3.4.1 Das Pilot-Experiment zur Messung der Polarisierbarkeit des Pions

Das Pilot-Experiment wurde in einer einzelnen langen Meßperiode zwischen dem 11. und dem 20. März durchgeführt, was einer Gesamtsmeßzeit von etwa 222 Stunden entsprach. Davon dienten 189 Stunden der effektiven Datenaufnahme zur Bestimmung der Polarisierbarkeit. Die Reststunden wurden für Eichungen und für die Messung des Wirkungsquerschnitts der Pion-Photoproduktion genutzt (siehe Abschnitt 4.10). Die wesentlichen Betriebsparameter des Experimentes sind in Tabelle 3.11 dargestellt.

Die wichtigsten Schritte zur Durchführung des Experimentes waren:

Für die gesamte Strahlzeit wurde ein Elektronenstrahl mit einer Einschußenergie von 855 MeV benutzt. Ein Master-Trigger wurde bei einer Vierfachkoinzidenz zwischen den Detektoren erzeugt. Um diese Vierfachkoinzidenz aufzubauen, forderte man strenge Zeitbedingungen zwischen den Signalen der verschiedenen Detektoren (Pre-Trigger und Trigger), so daß die Signale unterschiedlicher Detektoren innerhalb festgelegter Zeitdifferenzen (Gates) lagen. Wenn keine Koinzidenz innerhalb solcher Gates gefunden wurde, wurde angenommen, daß die Teilchen unkorreliert sind – die Datenaufnahme wurde nicht gestartet.

Elektronenbeschleuniger: MAMI	
Einschußenergie	855 MeV
Mittlerer Strom	~100 nA
Tastverhältnis	100 %
Strahlzeit	222 Stunden
Tagger:	
Magnetfeld	~ 1 Tesla
Photonenenergie	525-792 MeV
Radiator	4 μm Nickel
Kollimator	5. mm
Markierungseffizienz	~ 53 %
Wasserstofftarget:	
Länge	~98 mm in der Mitte
Durchmesser	30 mm
Zählraten:	
Triggerrate	~ 210 Hz
Daten auf Band	~ 80 GB

Tabelle 3.11: Betriebsparameter des Test-Experimentes zur Messung der Polarisierbarkeit des Pions

Während der Meßperiode wurde die Trigger-Bedingung für etwa 20 Stunden geändert, um die zwei Photonen aus dem π^0 -Zerfall nachzuweisen (d.h. Pion-System und Flug-Zeit Detektor wurde aus dem Trigger ausgeschlossen und es wurden zwei Signale aus TAPS verlangt –Multiplizität zwei).

Da die maximale Strahlintensität durch die niedrigste markierte Photonenergie bestimmt wird, wurden nur die erste 146 Detektoren der Elektronenleiter benutzt (für die anderen wurde die Hochspannung an den PM ausgeschaltet). Das entsprach einem Photonen-Energieintervall zwischen 525–792 MeV.

Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion muß die Anzahl der “guten” Ereignisse auf den Photonenfluß normiert werden. Der Photonenfluß ist durch die Anzahl der im Tagger nachgewiesenen Elektronen und die Markierungseffizienz T_{eff} gegeben (siehe Abschnitt 4.11.1). Die Markierungseffizienz wurde deshalb im Laufe des Experimentes regelmäßig und nach jeder merkbaren Änderung der Strahlbedingungen mit Hilfe einer gesonderten Messungen bestimmt.

3.4.2 Eichungen der Detektoren

Nach der Messung und der Datenaufnahme erhält man Werte, die den physikalischen Größen zwar entsprechen aber noch durch Kanalnummern der Elektronikmodule ausgedrückt sind. Man braucht daher eine Eichung jedes verwendeten Moduls (außer für

die CO.REG.), um sinnvolle physikalische Größen, wie Zeit, Energie, Winkel . . . , zu erhalten.

Die Eichung der Detektorelektronik ist der ersten Schritt der Datenanalyse. Der Auswertung der Daten wird das nächste Kapitel gewidmet.

4. Die Datenanalyse

*There's something more important than logic, and that's imagination.
If we insist on always thinking in logical terms, we will never use
our imagination.*

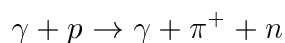
A. Hitchcock

Im März 1999 wurde die Datenaufnahme zu einer Testmessung abgeschlossen. Während etwa 220 Strahlstunden hatten wir ~ 80 GByte Rohdaten zum Prozeß $\gamma + p \rightarrow \gamma + \pi^+ + n$ auf Band gespeichert, mit denen wir prüfen wollten, ob eine Messung zur Bestimmung der Polarisierbarkeit des π^+ -Mesons mit den vorgeschlagenen Detektoren und deren Aufbau ausführbar ist. Es gelang zu zeigen, daß man die gewünschte Reaktion von Untergrundprozessen trennen kann und daß der Wirkungsquerschnitt bestimmt werden kann. Diese Daten dienen dann dazu, eine Musteranalyse für die Auswertung der Daten aus einem endgültigen, späteren und aufwendigeren Experiment zur Verfügung zu stellen.

In diesem Abschnitt werden die wesentlichsten Schritte der Auswertung beschrieben.

4.1 Überblick über die Daten-Analyse

Die strahlungsbegleitete Photoproduktion von π^+ Mesonen am Proton



unterscheidet sich von Untergrundreaktionen (d.h. Reaktionen, bei denen im Endzustand die gleiche Teilchenkombination $\gamma + \pi^+ + n$ auftritt) durch ihre Kinematik. Unser Experiment-Aufbau ermöglicht es, die folgenden kinematischen Größen des Anfangs- und Endzustands zu messen:

Anfangszustand:

- Viererimpuls des einlaufenden Photons (mit Hilfe des Taggers);
- Viererimpuls des Target-Protons (in Ruhe im Laborsystem).

Endzustand:

- Viererimpuls des auslaufenden Photons (mit Hilfe des TAPS);

- Viererimpuls des auslaufenden Neutrons (mit Hilfe des TOF-Detektors);
- Polar- und Azimutwinkel des auslaufenden Pions (mit den Informationen aus den Drahtkammern).

Man kann die Daten-Auswertung in 9 wesentliche Schritte unterteilen:

1. Eichung aller Detektoren:

Die Informationen aus den Detektoren werden in physikalische Größen (Energie, Winkel, Zeit) umgewandelt.

2. Zeitlicher Abgleich aller Detektoren:

Die benötigte Zeitinformation für jeden Detektor enthält nicht nur den Zeitpunkt der Signalerzeugung, sondern auch andere Beiträge, wie z.B. die Lage des Detektors im gesamten Aufbau, die Länge der Kabel zwischen dem Detektor und der Elektronik, die Signalverarbeitung im Auslese-TDCs. Man muß also für jeden einzelnen Detektor entsprechende Korrekturen bestimmen, bevor man zeitliche Korrelationen zwischen den nachgewiesenen Teilchen bilden kann.

3. Teilchenidentifizierung, Rekonstruktion der Spuren, Bestimmung der Teilchenart (z.B. geladen – ungeladen), Bestimmung der Energie der Teilchen (Cluster-Analyse im TAPS; Verfahren zur Bestimmung der kinetischen Energie eines Teilchens durch seine Flug-Zeit, usw.):

Dieses ist der erste Schritt zur Erkennung unserer Reaktion. Dadurch werden alle Untergrundprozesse unterdrückt, die im Endzustand nicht die Teilchenkombination $\gamma + \pi^+ + n$ liefern.

4. Anwendung von Schnitten, um zeitlich korrelierte von zeitlich unkorrelierten Teilchen in unserem Koinzidenzexperiment zu unterscheiden:

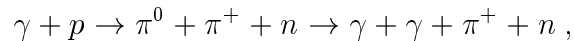
Es gilt sicherzustellen, daß die gefundenen Teilchen aus einem Prozeß stammen und nicht zufällig aus verschiedenen Prozessen auftreten. Man setzt Zeitbedingungen, um zufällige Ereignisse zu unterdrücken.

5. Analyse der π^0 -Photoproduktion:

Um die Detektoren zu überprüfen, wird die bekannte Reaktion ($\gamma + p \rightarrow +\pi^0 + p$) untersucht, ihr differentieller Wirkungsquerschnitt wird ermittelt und mit Werten aus der Literatur verglichen. Die zwei Photonen aus dem π^0 -Zerfall werden im TAPS nachgewiesen, während das Proton in der MWPC vermessen wird. Damit ist die Kinematik der Reaktion überbestimmt, wodurch es möglich wird die Funktion der Apparatur zu überprüfen.

6. Anwendung von Phasenraumbedingungen und Berechnung der Mandelstam Variablen unseres Prozesses:

Aus den Reaktionen, die zu gleichen Teilchenkombinationen im Endzustand führen (zum Beispiel die Doppelpionphotoproduktion am Proton:



wobei ein Photon nicht nachgewiesen wird), muß der gesuchte Prozeß herausgefiltert werden. Durch die Überbestimmung der Kinematik ist es möglich, in den Spektren als Funktion kinematischer Größen (hier die Mandelstam Variablen) Einschränkungen zu machen (Schnitte), die Untergrundreaktionen unterdrücken oder beseitigen.

7. Vergleich der Ergebnisse mit einer Simulation:

Die Auflösung und Effizienz der Detektoren sowie die geometrische Akzeptanz des gesamten Aufbaus werden mittels des Pakets GEANT 3.21 simuliert. Die erhaltenen Spektren werden mit denen aus den Daten verglichen, um weitere kinematische Schnitte zu ermöglichen.

8. Bestimmung des Photonenflusses:

Obwohl es nicht das Hauptziel dieses Test-Experiments war, endgültige Wirkungsquerschnitte zu bestimmen, versuchten wir doch den Wirkungsquerschnitt des Prozesses zu ermitteln. Dafür braucht man die Anzahl der nachgewiesenen Ereignisse, normiert auf die Anzahl der Photonen, die auf das Target treffen. Um letztere zu erhalten, mißt man die Elektronenanzahl im Tagger und multipliziert sie mit der Markierungseffizienz.

9. Anzahl der Streuzentren pro Flächeneinheit im Target:

Weiterhin braucht man die Targetbelegung, die man durch die Vermessung der Länge der Targetzelle und durch die Bestimmung der Temperatur des flüssigen Wasserstoffs (Dampfdruck) erhalten kann.

4.2 Energieeichungen

Bei der Datenaufnahme schreibt man die Inhalte jedes Auslesemoduls der Elektronik, das ein Signal geliefert hat, auf Band. Diese Liste von Zahlen muß dann in physikalische Größen umgewandelt werden. Hierzu ist es notwendig, die Einheiten, Detektor plus Ausleseelektronik, zu eichen.

4.2.1 TAPS Energieeichung

Die Energieeichung eines TAPS-Detektors und des entsprechenden QDCs erfolgt in einem ersten Schritt mit Hilfe der Myonen aus der Höhenstrahlung. Als minimal ionisierende Teilchen deponieren sie ungefähr 6.45 MeV pro Zentimeter Wegstrecke in

BaF_2 , was einem durchschnittlichen Verlust von 37.7 MeV in einem Detektorkristall entspricht. In Abb. 4.1 (links) ist ein entsprechendes Energiespektrum gemessen mit einem BaF_2 -Kristall gezeigt.

Man bestimmt dann zwei Kanalnummern im QDC, einmal den Energie Nullpunkt (*pedestal*), zum anderen das Maximum im kosmischen Peak. Der Energieunterschied zwischen diesen Punkten entspricht dann dem häufigsten Energieverlust eines Myons. Da die uns im Experiment interessierenden Photonen hinreichend hohe Energien haben, werden auch die Elektronen im elektromagnetischen Schauer vorwiegend minimal ionisierend sein, so daß die Eichung mit den Myonen auch zunächst hinreichend vernünftige Werte für die Photonen liefert [Roe 91]). Man wählt dann die Hochspannung am Photomultiplier so, daß man etwa 150–200 KeV/QDC-Kanal erhält.

Diese Eichungen mit Höhenstrahlung wurden vor und nach der Datenaufnahme des Test-Experiments durchgeführt, um die Stabilität zu überprüfen. Wie zu erwarten war, wurden nur sehr leichte Unterschiede (einige KeV pro Kanal) zwischen den Eichungen beobachtet. Da die zweite Messung bessere Statistik hatte, wurde sie für die Auswertung verwendet. Die Feinabstimmung der Energieeichung wird weiter unten beschrieben.

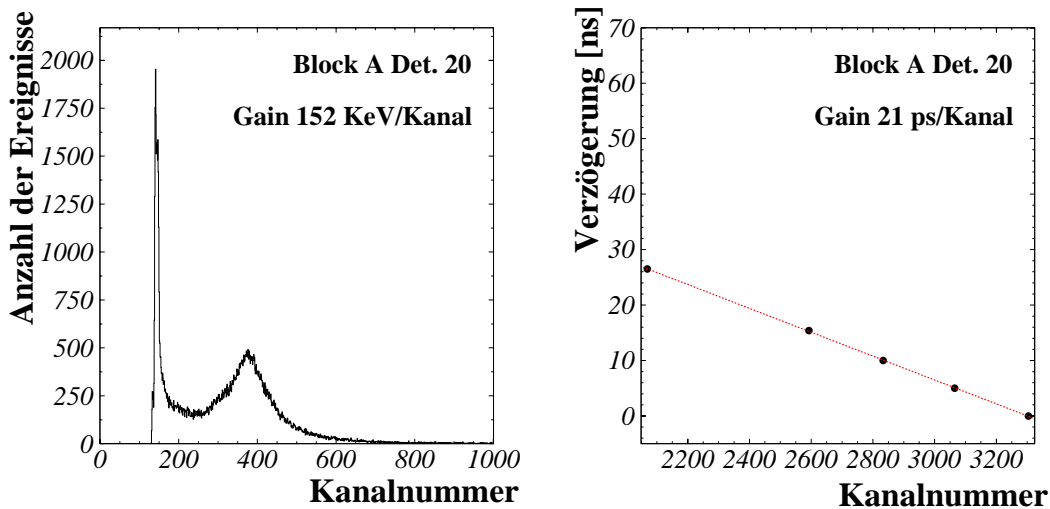


Abbildung 4.1: Links: Energiespektrum durch Höhenstrahlung in einem BaF_2 -Modul. Rechts: Ergebnis der Zeiteichung eines BaF_2 -Detektors. Der Gain-Faktor beträgt 21 ps/Kanal.

4.2.2 Tagger Energieeichung

Nach dem Bremsstrahlungsprozeß wird das Elektron im Tagger abgelenkt, es trifft auf die Taggerleiter und erzeugt ein Signal. Die Energieeichung gibt die Zuordnung

dieses Kanals zur Energie des Elektrons. Die Photonenenergie ist bestimmt durch den Energieverlust des Elektrons im Bremsstrahlungsprozeß. Die Glasgow-Gruppe der A2-Kollaboration hat dafür ein Programm erstellt, das mittels der Stärke des Magnetfelds im Tagger (gemessen mit einer Kernspinresonanzsonde¹, die Energieeichung und die Energiebreite für jeden Leiterkanal berechnet. Abb. 4.2 zeigt die Eichkurve für eine Einschußenergie von 855 MeV (in unserem Experiment wurden nur die ersten 146 Detektoren der Leiter verwendet). Die mittlere Energiebreite pro Kanals ist etwa 2 MeV.

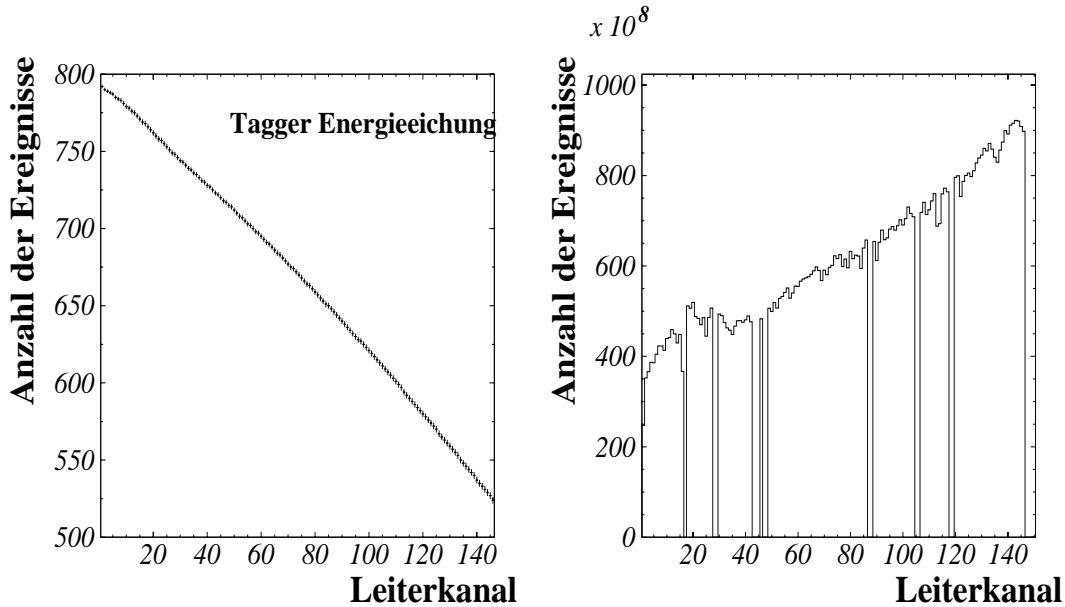


Abbildung 4.2: Links: Energieeichung des Taggers bei einer Einschußelektronenenergie von 855 MeV. Photonen zwischen 792 MeV und 525 MeV wurden in diesem Experiment markiert. Rechts: Gemessenes "Bremsstrahlungsspektrum" nach Abschaltung der letzten 206 Taggerkanäle (siehe Abs. 4.2.2). Die Anzahl der Photonen fällt proportional zu $1/E_\gamma$ ab; die Struktur bei hohen Energien ((kleine Leiterkanäle) rührt von einem Wechsel der Detektorbreiten her. Die leeren Kanäle entsprechen toten Kanälen in der Leiter.

4.3 Zeiteichungen

4.3.1 TAPS Zeiteichung

Die Zeiteichung der TAPS TDC-Module wurde am Ende der Meßperiode mit Hilfe eines Licht-Pulsers durchgeführt. Diese Bestimmung erfolgte in mehreren Schritten:

¹NMR-Sonde *Nuclear Magnetic Resonance*

Das Licht-Signal wird mehrfach unterschiedlich verzögert; diese Verzögerungen werden am Oszilloskop gemessen, sie dienen als Referenzwerte für die Peaklagen in den TDCs. Abb. 4.1 (rechts) zeigt die Eichung eines TDCs. Den 5 Punkten entsprechen die Verzögerungswerte 0. ns, 5. ns, 10. ns, 15.4 ns, 26.5 ns. Der Gain-Faktor liegt um 20 ps pro TDC-Kanal.

4.3.2 Tagger Zeiteichung

Mit einem Pulser erzeugt man mehrere Signale, deren Abstand ein Vielfaches von 10 ns ist (siehe Abb. 4.3, links). Man fittet den Zusammenhang, Zeitdifferenz zu Lage der Peaks im TDC-Spektrum, mit einer Geraden. Die Steigung der Geraden entspricht dem Gain pro Kanal des TDCs. Die Eichung wird für jeden Kanal einzeln durchgeführt.

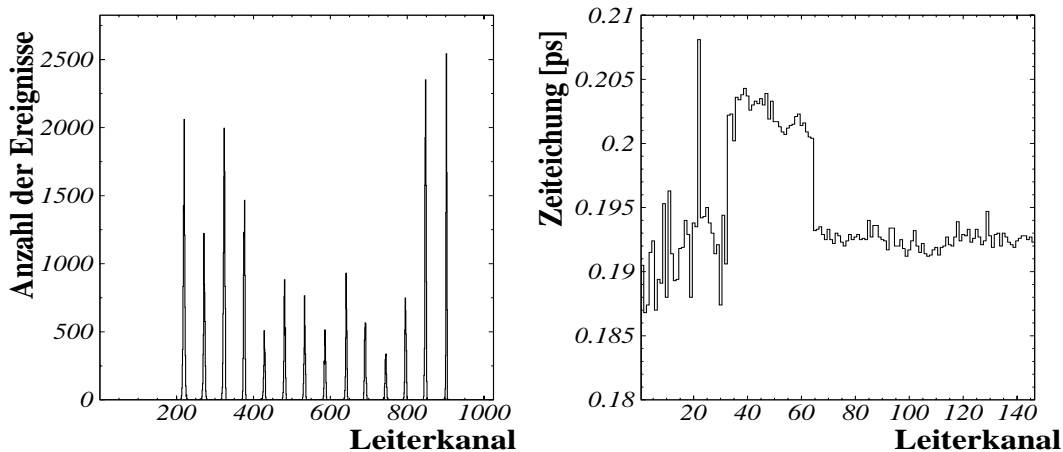


Abbildung 4.3: Zeit-Eichspektrum eines Taggerkanals (links) und Verteilung der Zeiteichungen der Taggerdetektoren.

führt, im Mittel findet man etwa 190 ps pro Kanal (siehe Abb. 4.3, rechts).

4.3.3 TOF-Zeiteichung

Die Zeiteichung des Flugzeit-Detektors erfolgt in ähnlicher Weise mit Hilfe eines Licht-Pulsers. Damit ist aber nur ein Teil der Eichung bestimmt, da die Eichung des Systems Detektor-Elektronik komplex ist. Zur genauen Bestimmung des Zeitpunkts der Erzeugung eines Signals muß man zwei physikalische Effekte berücksichtigen:

- **Walk Korrektur**

Die Walk-Korrektur wird benutzt, um den Zeitpunkt eines Signals unabhängig von der Signalamplitude zu bestimmen. Diese Korrektur kann eine

wesentliche Rolle spielen, wenn die Auslese durch einen LED erfolgt. Man verwendet die empirische Formel

$$t_{korrr} = a \times t + b \times \left(1 - \sqrt{\frac{S_{LED}}{E}} \right),$$

wobei t_{korrr} , t , S_{LED} und E bzw. die von der Signalamplitude unabhängige Zeit, die gemessene Zeit, die Schwelle des LEDs und die Signalamplitude sind. a entspricht dem Gain des TDCs und b ist ein Koeffizient, der empirisch bestimmt werden muß. Man erhält für unseren Detektor $a = 0.4$ ns/Kanal und $b = 8$ ns [Gra 98].

- **Lichtausbreitungsgeschwindigkeit im Szintillatormaterial**

Das Teilchen trifft auf den Szintillator und erzeugt Szintillationslicht, das an beiden Enden des Detektors in Photomultipliern (*PM*) Signale erzeugt. Die Zeit, die benötigt wird, ein Signal in einem PM zu erzeugen, hängt dann von dem Abstand des PM vom Ort der Lichterzeugung und von der Lichtgeschwindigkeit im Szintillator ab. Man fand experimentell für die Ausbreitung des Lichtes im Szintillator eine Konstante $\alpha = 0.0596$ ns/cm, was einer reduzierten Geschwindigkeit von $v_{Licht} = 0.56 c$ entspricht.

Zeiteichung des TDC des Pionszintillators

Die Zeiteichung des Pionszintillators erfolgte genauso wie bei dem Flug-Zeit-Detektor und dem Tagger. Man erhält damit einen Gain von 0.05 ns/Kanal.

Ein zusätzlicher TDC wird verwendet, um das Zeitintervall zwischen dem ersten Signal im LED des TAPS-Spektrometers (der als Start dient) und dem Signal im Pionenszintillator (*Pileup TDC*) zu messen. Für dieses Modul bestimmten wir einen Gain von 0.024 ns pro Kanal.

4.4 Abgleich der Zeitinformationen

Auch nach der Zeiteichung könnten die Zeitinformationen der TDCs noch nicht direkt verwendet werden, da diese Zeit-Messungen nicht nur den Zeitpunkt der Erzeugung des Signals, sondern auch andere Parameter: Lage der Detektoren (die zu unterschiedlichen Flugzeiten der Teilchen führt), Länge der Kabel zwischen Detektor und Elektronik, enthalten. Da man die Gleichzeitigkeit der Erzeugung von Teilchen nachweisen will, muß man die Zeitspektren aller Detektoren noch aufeinander abgleichen.

4 Abgleichsverfahren sind in der Auswertung der Daten nötig:

- Zeitlicher abgleich der Taggerleiter;
- relativer Abgleich der TAPS-Tagger Zeiten;

- Abgleich der Pion-Szintillatorstreifen gegen die Tagger-Detektoren;
- Abgleich des TOF-Detektors gegen die Tagger-Detektoren.

4.4.1 Relativer zeitlicher Abgleich der Tagger-Leiterkanäle

Nach dem Bremsstrahlungsprozeß werden die Elektronen in einem Detektor der Taggerleiter nachgewiesen. Um eine Messung des Erzeugungszeitpunkts des Photons zu ermöglichen, die unabhängig von der Geschwindigkeit und Flugbahn des markierenden Elektrons ist, muß man die Zeitinformationen der Leiter-Detektoren korrigieren, indem man sie auf einem Referenznullwert abgleicht.

Bei einer Tagging-Efficiency Messung dient das Signal des Bleiglasdetektors als X-Trigger. Die Leiter-TDCs messen dann die Zeitdifferenzen zwischen dem Elektron- und dem Photonsignal. Das Photonsignal entspricht unabhängig von der Photonenenergie der Erzeugungszeit plus der Flugzeit zum Photonendetektor. Man verschiebt alle Zeitinformationen aus der Taggerleiter so, daß die Zeitsignale bei einem konstanten Wert, z.B. Null, auftreten. Dies geschieht durch die Bestimmung der hierfür notwendigen Zeitverschiebungen, die in eine Liste eingetragen werden. Damit beseitigt man die Zeitdifferenzen, die von unterschiedlichen Kabellängen, Elektronenimpulsen und -flugbahnen herrühren.

4.4.2 Zeitlicher Abgleich Tagger-TAPS

Bei der Messung wird der X-Trigger durch die Koinzidenz Pionszintillator–TAPS-LED geliefert (siehe Abs. 3.3). Wenn die Signale des Elektrons und des im TAPS nachgewiesenen Photons korreliert sind, muß ihre Zeitdifferenz konstant sein, d.h. in den Spektren ihrer Zeitdifferenzen treten sie in einen Peak auf. Unkorrelierte Ereignisse bilden im Gegensatz dazu einen gleichverteilten Untergrund.

Da die TAPS-Signale durch unterschiedliche TDC-Module und Kabel laufen, muß auch hier ein Abgleich der Zeiten so erfolgen, daß die Peaks aller echten Koinzidenzen bei der gleichen Zeitdifferenz auftreten. Das muß für alle möglichen Kombinationen eines einzelnen TAPS-Detektors mit jedem Leiterkanal erfolgen. Wegen der hohen Anzahl von Detektoren (186 BaF_2 -Kristalle und 146 Leiterkanäle) verwendet man hierfür ein iteratives Verfahren:

- Zuerst wird der Koinzidenzspek jedes BaF_2 -Detektors mit der gesamten Leiter

$$T_{Sum}^{BaF_2}(i) = T^{BaF_2}(i) + \sum_{Tagger} T^{Tagg}. \quad (4.1)$$

zum Nullpunkt verschoben;

- Als 2. Schritt gleicht man die Koinzidenzen jedes einzelnen Tagger-Kanals mit dem gesamten TAPS-Spektrometer

$$T_{Sum}^{Tagg.}(i) = T^{Tagg.}(i) + \sum_{TAPS} T^{BaF_2} \quad (4.2)$$

ab;

- Dieses Verfahren wird wiederholt, bis keine wesentliche (d.h. in der Ordnung von einigen Zehntel ns) Verschiebung mehr auftritt. Das Verfahren konvergiert nach 4-5 Schritten.

4.4.3 Zeitlicher Abgleich Tagger-Pionszintillator

Nach dem zeitlichen Abgleich TAPS–Tagger, wird das gleiche Verfahren wieder für die 16 TDC-Kanäle des Szintillators des Piondetektors wiederholt. Dadurch verschiebt man die Zeitspektren

$$T_{Sum}^{Pion}(i) = T^{Pion}(i) + \sum_{Tagger} T^{Tagg.} \quad (4.3)$$

auch zu einem Nullpunkt. In diesem Fall wird der iterative Prozeß nicht benutzt, da er zu keiner merkbaren Verbesserung des Koinzidenzpeaks führt.

4.4.4 Zeitlicher Abgleich der Balken des Flugzeit-Detektors

Noch wichtiger ist der zeitliche Abgleich der Plastik-Balken des Flugzeit-Detektors, da hier die Zeitbestimmung zur Messung der Neutronenenergie benutzt wird. Bei der Messung tritt im Zeitspektrum jedes Balkens am frühesten Zeitpunkt eine Linie oder Kante auf, die Teilchen mit Lichtgeschwindigkeit entspricht. Der Abgleich erfolgt dann durch die Verschiebung dieses Photonenspeaks für jedem Balken.

Das Verfahren wird mit Hilfe der Abb. 4.4 beschrieben. Sind t_1 und t_2 die für den unteren bzw. oberen PM in den dazugehörigen TDCs eines Balkens gemessenen Zeiten und tof die "korrekte" Flugzeit des Teilchens, so gilt

$$t_1 = tof + (b_1 - y) \times \alpha + c_1; \quad (4.4)$$

$$t_2 = tof + (b_2 + y) \times \alpha + c_2, \quad (4.5)$$

wobei α die Lichtgeschwindigkeit im Szintillator ist. c_1 und c_2 sind die konstanten Verzögerungen, die man korrigieren möchte.

$$\Delta t = t_1 - t_2 = (b_1 - b_2) \times \alpha + (c_1 - c_2) - 2y \times \alpha \quad (4.6)$$

$$\Delta t_0 = (b_1 - b_2) \times \alpha + (c_1 - c_2). \quad (4.7)$$

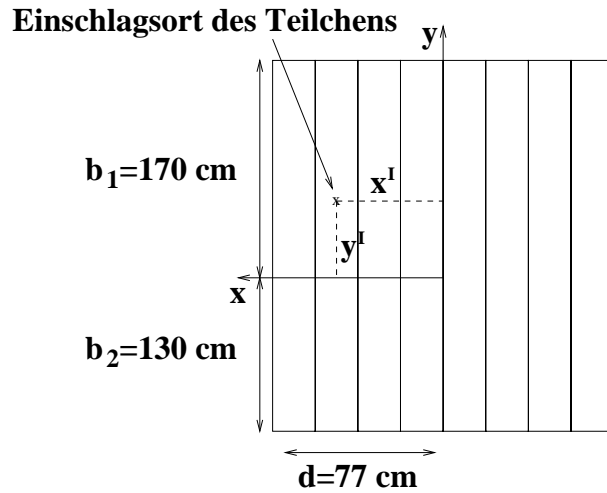


Abbildung 4.4: Geometrische Beschreibung für den zeitlichen Abgleich der TOF-Balken.

Man kann die Ortskoordinaten x und z als die Koordinaten der Mitte des ansprechenden Balkens bestimmen, während die Koordinate y mittels der Charpak-Methode [Cha 62] bestimmt wird:

$$y = \frac{\Delta t_0 - \Delta t}{2\alpha} \quad (4.8)$$

Der Abstand Target-Auftreffort des Teilchens im TOF-Detektor ist:

$$d = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \quad (4.9)$$

Man berechnet:

$$t_{sum} = t_1 + t_2 = 2 \times tof + (b_1 + b_2) \times \alpha + (c_1 + c_2); \quad (4.10)$$

$$tof = \frac{t_1 + t_2}{2} - \frac{(b_1 + b_2) \times \alpha}{2} - \frac{(c_1 + c_2)}{2}. \quad (4.11)$$

Für Photonen, deren Peak sehr deutlich zu erkennen ist (siehe Abb. 4.5), berechnet man:

$$tof_\gamma = \frac{d}{c} = \frac{t_1 + t_2}{2} - \frac{(b_1 + b_2) \times \alpha}{2} - \frac{(c_1 + c_2)}{2} \quad (4.12)$$

und

$$\frac{(b_1 + b_2) \times \alpha}{2} - \frac{(c_1 + c_2)}{2} = \frac{t_1 + t_2}{2} - \frac{d}{c} \quad (4.13)$$

Die für jeden Balken benötigte Verschiebung auf der Basis des Photonenpeaks ist damit

$$st = \frac{(b_1 + b_2) \times \alpha}{2} - \frac{(c_1 + c_2)}{2} = \frac{t_1 + t_2}{2} - \frac{d}{c}. \quad (4.14)$$

Man erhält damit eine Liste von 32 Werten, mit denen die Zeitspektren korrigiert werden müssen, bevor man die Neutronenenergie durch die Flugzeit-Methode berechnen kann.

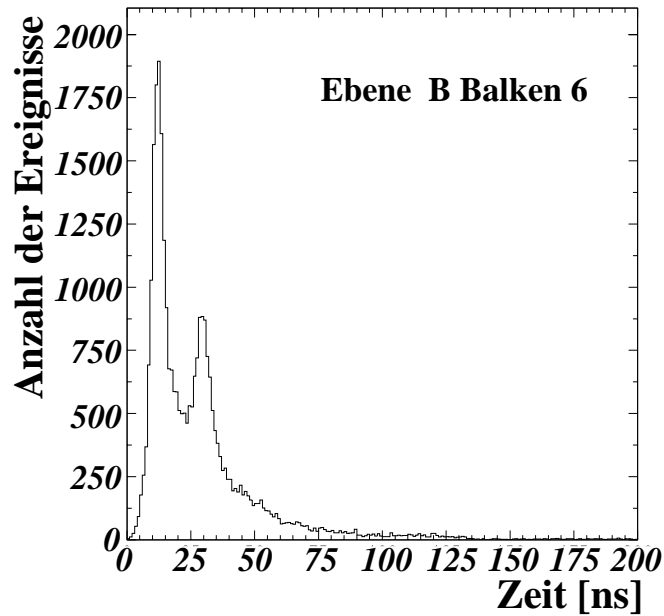


Abbildung 4.5: Zeitspektrum eines Balkens des TOF-Detektors.

4.5 Korrektur der im TAPS gemessenen Energie

Nach der Durchführung der Energieeichung der BaF_2 -Detektoren überprüft man das Verfahren der Energiebestimmung, indem man die invariante Masse für den π^0 -Zerfall bestimmt (Daten aus etwa 20 Stunden Meßzeit). Man sieht dann i.A., daß der Peak im entsprechenden Spektrum nicht bei 134.98 MeV liegt, sondern etwas tiefer (siehe Abb. 4.6).

Für diese Ungenauigkeit gibt es im wesentlichen zwei Gründe:

- Der elektromagnetische Schauer wird nicht komplett im TAPS-Block absorbiert, es treten Verluste an den Rändern und der Vorder- und Hinter-Seite der Detektoren auf.
- Die bisherige Eichung wurde mit Hilfe der Höhenstrahlung durchgeführt. Dabei wird Szintillationslicht gleichverteilt über den Szintillator erzeugt. Bei der Absorption eines Photons dagegen entsteht das meiste Licht nahe der Vorder-Seite. Dies führt zu unterschiedlichen Selbstabsorptions-Verlusten in beiden Fällen.

Man korrigiert diese Verluste durch die Einführung eines “Magic” Faktors, mit dem man den Peak der invarianten Masse zum richtigen Energiewert verschiebt:

$$F_{korr} = \frac{134.977}{107.870} = 1.2513 \quad (4.15)$$

Diese Korrektur spielt eine wesentliche Rolle in diesem Test-Experiment, da sich die gesuchten Ereignisse vom Untergrund meistens durch kinematische Bedingungen un-

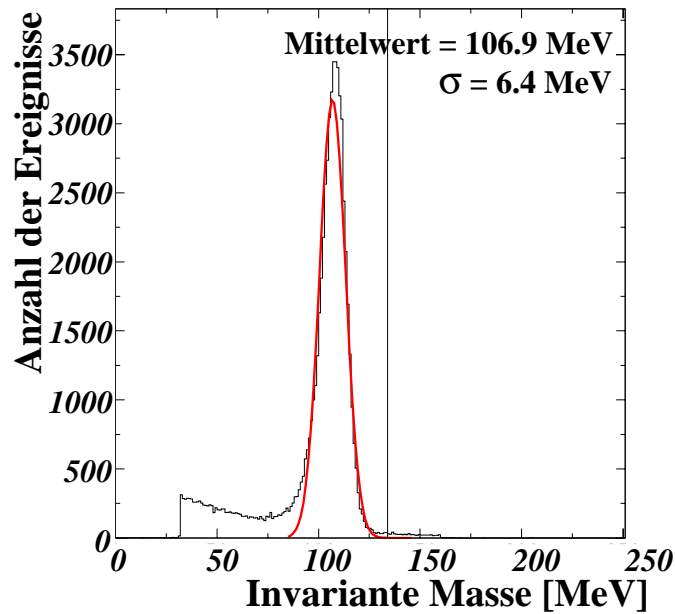


Abbildung 4.6: Invariante Masse des neutralen Pions. Die Korrektur mit dem “magic factor” ist noch nicht angewandt.

terscheiden. Die genaue Messung der Photonenergie führt zu einer genauen Bestimmung der Mandelstam Variablen der Reaktion und damit zu effektiveren Schnitten in der Datenauswertung (siehe Abs. 4.12.5).

4.6 Energie- und Zeitauflösung der Detektoren

Bevor man die Untersuchung der Ereignisse der Compton-Streuung am virtuellen Pion anfängt, muß man die Auflösung der Detektoren bestimmen, denn sowohl die Zeitbedingungen als auch die kinematischen Schnitte zur Unterdrückung des Untergrunds hängen davon ab.

4.6.1 Zeitauflösung des TAPS-Spektrometers

Wie im Abschnitt 4.4.2 bildet man das Spektrum der Zeitdifferenzen zwischen einzelnen TAPS Detektoren und dem Tagger. Man beobachtet einen Peak auf einem flachen Untergrund (siehe Abb. 4.18). Man findet eine Halbwertsbreite $FWHM = 1.6$ ns, was einem $\sigma = 0.7$ ns entspricht.

4.6.2 Energieauflösung des TAPS-Spektrometers

Wenn ein Photon auf einen TAPS-Block trifft, bildet sich ein elektromagnetischer Schauer, der sich auf mehrere Kristalle verteilt. Die geometrisch benachbarten Detektoren, die angesprochen haben, stellen ein sogenanntes Cluster dar. Da die deponierte Photonenenergie nicht in einem einzelnen BaF_2 -Modul liegt, ist die Rekonstruktion des Clusters ein wesentliches Verfahren, um sowohl die Energie- als auch die Ortsauflösung des Spektrometers zu optimieren. Dieser Schritt wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

4.6.2.1 Schauerrekonstruktion

Der erste Schritt bei der Auswertung der TAPS-Daten ist die Analyse der Signale der Detektoren ausgehend von solchen, bei denen die Energiedeposition über der CFD-Schwelle lag. Wenn so ein BaF_2 -Modul angesprochen hat, untersucht eine Cluster-Routine die geometrisch benachbarten Detektoren und wiederholt iterativ solche Untersuchungen bei jedem Kristall, der ein 'hohes' Signal geliefert hat. Auf diese Art findet man Gruppen von Detektoren, in denen der elektromagnetische Schauer deponiert wurde. Als zentrales Modul des Clusters wird dasjenige ausgewählt, in dem die meiste Energie deponiert wurde. Die aus diesem Kristall gewonnene Zeitinformation wird mit den anderen Kristallen aus dem Cluster verglichen: Nur die Detektoren, die Signale innerhalb dieses Intervalls (-2 ns; +3 ns) liefern, werden dann dem Cluster zugerechnet.

Über eine weitere Bedingung wird die Mindestanzahl der geometrisch benachbarten Kristalle zum zentralen Detektor festgelegt. Damit berücksichtigt man die mögliche Lage des zentralen Detektors: Wählt man 3 als Mindestanzahl, erlaubt man auch Randkristallen, zentrale Kristalle zu sein. Wählt man 6, akzeptiert man nur Module, die nicht am Rand liegen.

Da man die Energie des Schauers als die gewichtete Summe der in den einzelnen Kristallen deponierten Energien berechnet, führt die zweite Wahl (6 benachbarte Kristalle) zu einer besseren Energieauflösung (wegen des geringeren Schaueranteils, der außerhalb des Clusters liegt). Damit schränkt man aber die Akzeptanz des Detektors ein. In Abb. 4.7 (links) wird die Cluster-Multiplizität gezeigt. Sie stellt die Verteilung der Cluster-Größen dar.

4.6.2.2 Energieauflösung des TAPS-Spektrometers

Mit Hilfe der Cluster-Bestimmung und der Aufsummierung der Signale kann man die Energieauflösung des TAPS-Spektrometers verbessern. Diese Auflösung wurde 1994 experimentell bestimmt [Gab 94], indem man Photonen vom Tagger direkt in einem

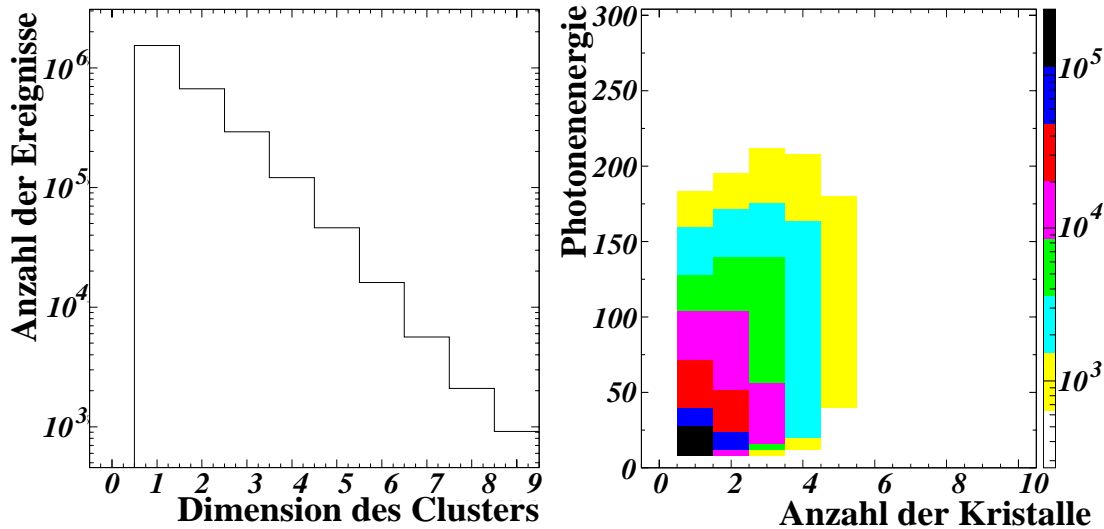


Abbildung 4.7: Linke Abbildung: Verteilung der Clusterdimensionen (Anzahl der BaF_2 -Kristalle pro Cluster); rechte Abbildung: Verteilung der Clusterdimensionen als Funktion der Energie des einlaufenden Photons.

	A	B
	[%]	[%]
Schnelle Komponente des Szintillationslichts	0.79	1.80
Totales Szintillationslicht	0.59	1.91

Tabelle 4.1: Zur TAPS-Energieauflösung [Gab 94]

TAPS-Block schoß. Die Detektorresponse wurde für das ganze Spektrum der markierten Energien [40 MeV — 790 MeV] untersucht und man fand für die Auflösung:

$$\frac{\sigma}{E_p} = A \cdot E_\gamma^{-1/2} + B, \quad (4.16)$$

wobei E_γ und E_p die Einschuss- und die gemessene Energie sind. A und B sind Konstanten, die aus einem Fit mit den experimentellen Daten gewonnen wurden, und in Tabelle 4.6.2.2 vorgestellt sind.

4.6.2.3 Ortsrekonstruktion und -auflösung von TAPS

Die Ortsauflösung des TAPS-Spektrometers wurde auch im Rahmen des 1994 Experiments bestimmt. Sie wird durch die Untersuchung des Schwerpunkts der Energie im Cluster bestimmt und daher ist sie stark von der Anzahl der Detektoren im Cluster abhängig.

Der Einschlagsort X wird durch einen gewichteten Mittelwert berechnet:

$$X = \frac{\sum_i w_i x_i}{\sum_i w_i}, \quad (4.17)$$

wobei x_i und w_i die zweidimensionale Lage des Zentrums des Kristalls i bzw. sein Gewicht sind. w_i erhält man empirisch aus der Gleichung:

$$w_i = \max \left\{ 0, \left[5 + \log \left(\frac{E_i}{\sum_i E_i} \right) \right] \right\} \quad [\text{Awe 92}]. \quad (4.18)$$

Für niedrige Energien (< 300 MeV) wird die Auflösung von den Dimensionen des einzelnen Kristalls bestimmt; für höheren Energien sind die Cluster-Dimensionen größer und man erreicht eine Auflösung von 19 mm (FWHM) [Mol 92].

4.6.3 Auflösungen des Taggers

Die Energieauflösung des Taggers ist durch die Breite der Leiterdetektoren bestimmt. Je nach der Lage des Detektors variiert sie zwischen ~ 1.3 MeV (für 792 MeV-Photonen) und ~ 2.2 MeV (für 525 MeV-Photonen).

Die Zeitauflösung des Taggers interessiert in Beziehung zu den anderen Detektoren, um die zeitlichen Korrelationen zwischen den markierten Photonen, die eine Wechselwirkung im Target auslösen, und den Teilchen im Ausgangskanal festzulegen. In Abb. 4.8 ist das Spektrum der Zeitdifferenzen zwischen TAPS und Tagger dargestellt.

4.6.4 Auflösungen des Pion-Detektors.

Die Ortsauflösung des Pion-Detektors ist durch den Abstand (2 mm) zwischen den Drähten der MWPC bestimmt. Deswegen ist die Ortsauflösung im ganzen Detektor gleich. Da man aber an der Bestimmung der Spur der Teilchen interessiert ist, ist die Winkelauflösung der MWPC von Wichtigkeit, die abhängig von der Lage des ansprechenden Drahtes ist. Man simuliert diese Auflösung mittels des GEANT 3.21 Pakets. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.9 dargestellt. Die MWPC liefert keine zeitliche Information.

Die Ortsauflösung des Pionszintillators ist durch seine Breite (2 cm) und seine Länge (32 cm) gegeben. Diese Ortsinformationen werden nur als zusätzliche Kontrolle des Spurrekonstruktionsverfahrens (siehe Abs. 4.9) benutzt.

Die hohe Auflösung wird für die Untersuchung der Korrelationen zwischen den Teilchen im Ausgangskanal und die Bestimmung der Flugzeit im TOF (siehe Abs. 3.3) gebraucht. In Abb. 4.10 sieht man den Koinzidenzpeak Plastik-Szintillator–TAPS.

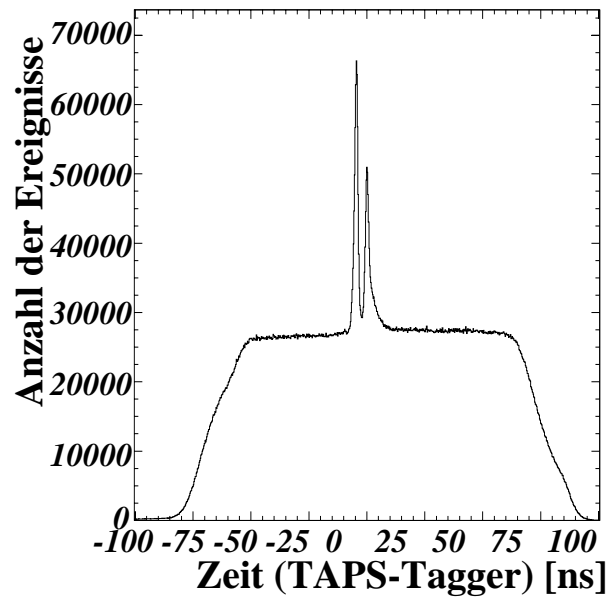


Abbildung 4.8: Verteilung der Zeitdifferenzen TAPS-Tagger. Der erste Peak wurde von Photonen erzeugt, die aus dem Kollimator direkt in einen TAPS-Block eintreten, während der zweite Peak von jenen Photonen generiert wurde, die eine Reaktion in der Targetzelle untergingen. Der Abstand zwischen der zwei Peaks (etwa 4 ns) entspricht den unterschiedlichen Weglängen der Photonen (~ 120 m).

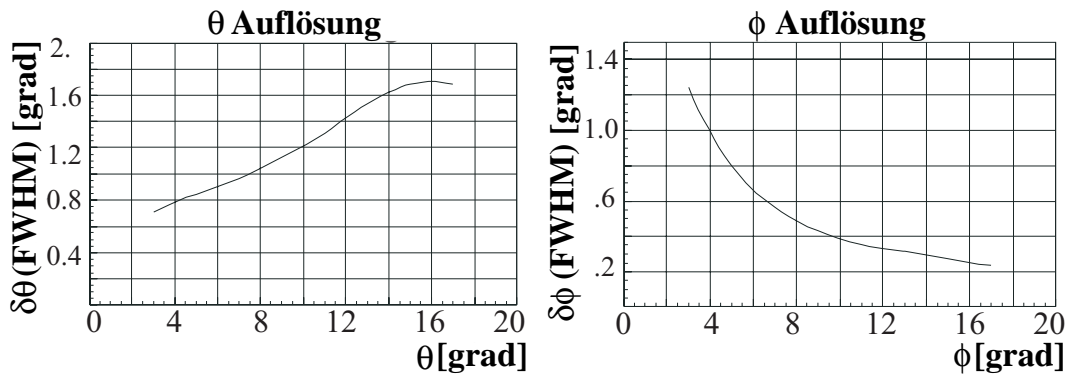


Abbildung 4.9: Auflösung der MWPCs für den Polarwinkel θ (links) und für den Azimutwinkel ϕ (rechts) nach einer Simulationsrechnung.

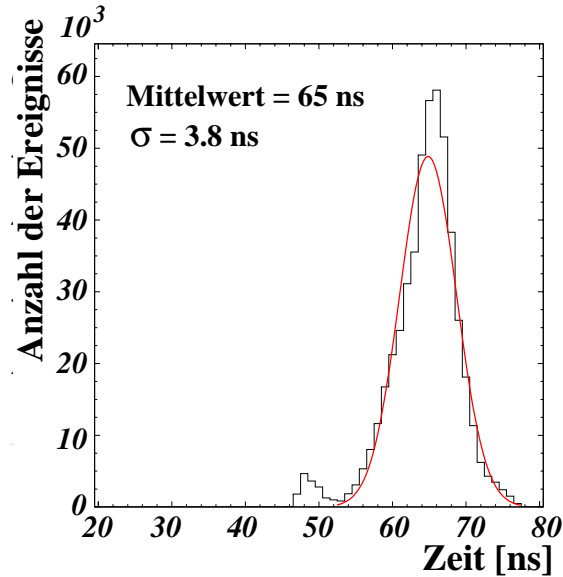


Abbildung 4.10: Verteilung der Zeitdifferenz Pion-Szintillator-TAPS

4.6.5 Auflösung des TOF-Detektors.

Die Energieauflösung des Flugzeit-Detektors hängt natürlich von dessen Zeitauflösung ab. Sie kann mittels der des Photonenpeaks (siehe Abb. 4.11) und seiner Halbbreite bestimmt werden. Die Zeit-Auflösung streut von Balken zu Balken um einen mittleren Wert von $\sigma = 2.7$ ns. Die Breite des Peaks stellt die Auflösung des Detektors für Photonen dar.

Mit Hilfe einer Simulation, die auch die geometrischen Parameter (Lage, Dimensionen) des Systems enthält, berechnet man die Energieauflösung für Neutronen zwischen 6 MeV und 60 MeV. Die simulierte Energieauflösung ist in Abb. 4.12 gezeigt: Man sieht, daß sie ein Minimum für kinetische Energien um 12 MeV hat und darüber bis zu einem Wert $\delta E/E \sim 0.075$ ansteigt.

Die Winkelauflösung des TOFs wird auch mittels einer Simulation bestimmt. Diese Auflösung ist für den Polarwinkel etwa konstant (da sie von der Breite der Balken und von ihren Winkeln zur Strahlachse abhängt): $\delta\theta \sim 2.5^\circ$; zur Bestimmung der Auflösung des Azimutwinkels führt man ebenfalls eine Simulation durch. Damit erhält man die Kurve, die in Abb. 4.13 dargestellt ist.

4.7 Teilchenidentifizierung

Nach dem man die zeitliche Korrelation der 3 Teilchen im Ausgangskanal festgestellt hat, muß man prüfen, ob diese Teilchen tatsächlich Produkte aus der gesuchten Reaktion sind. Der 2. wesentliche Schritt hierfür ist die Teilchenidentifizierung.

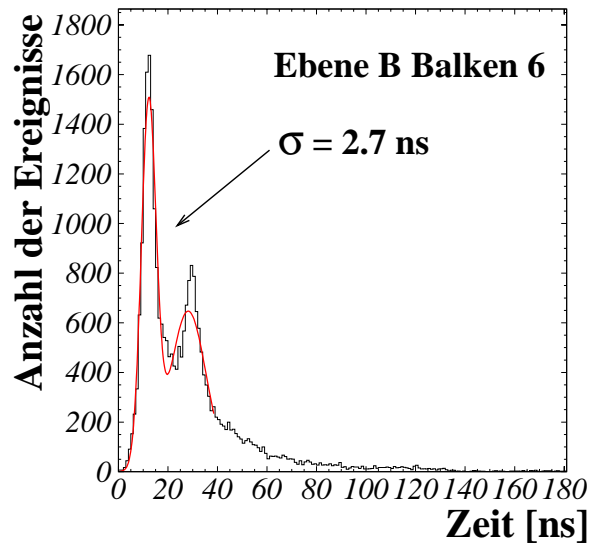


Abbildung 4.11: Zeitspektrum eines TOF-Detektors nach Unterdrückung der geladenen Teilchen.

4.7.1 Erkennung der Teilchenart im TAPS

Das TAPS-Spektrometer dient dem Nachweis von Photonen. Da aber auch Elektronen, Protonen und geladene Pionen auftreten und ein Signal erzeugen können, ist es wichtig, bei der Auswertung, diese Teilchen von den Photonen zu trennen. Geladene Teilchen erkennt man zuerst durch Signale in den Veto-Detektoren (CPV). In der Cluster-Auswerterroutine wird ein Cluster von Detektoren aufgebaut und der erzeugte Schauer wird rekonstruiert. Die Routine liest die dem Cluster entsprechenden Vetos aus und kann unterschiedliche Bedingungen für diese Signalen setzen. Da die Veto-Detektoren etwa 2 cm entfernt von den BaF_2 -Kristallen montiert sind und Teilchen auch schräg ankommen können, kann es passieren, daß nicht der Veto-Detektor des zentralen Moduls sondern der eines Nachbarn beim Einfallen eines geladenen Teilchens anspricht. Um auch solche Ereignisse zu unterdrücken, verlangt man, daß kein Veto-Detektor der dem zentralen Kristall benachbarten Detektoren (d.h. weder der zentrale noch einer der 6 Detektoren der "Krone") ein Signal liefert.

Ein zweites Verfahren wird benutzt, um minimal ionisierende von nicht minimal ionisierenden Teilchen zu trennen.

4.7.1.1 Die Pulsformanalyse

. Hierfür verwendet man die Informationen der mit zwei verschiedenen Gates aufintegrierten QDC Inhalte der BaF_2 -Kristalle.

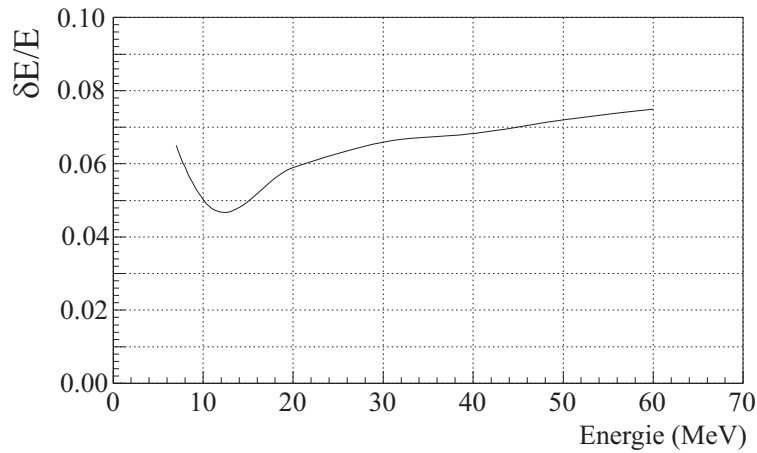


Abbildung 4.12: Energieauflösung des Flugzeit-Detektors für Neutronen.

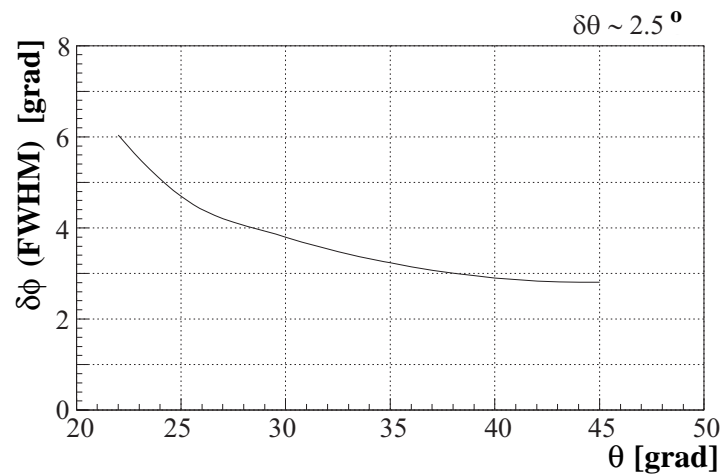


Abbildung 4.13: Winkelauflösung des Flugzeit-Detektors für Neutronen. Für den Polarwinkel θ ergibt sich $\delta\theta \sim 2.5^\circ$ für die gesamte TOF-Geometrie. Die Simulation wurde für einen Abstand von 350 cm durchgeführt.

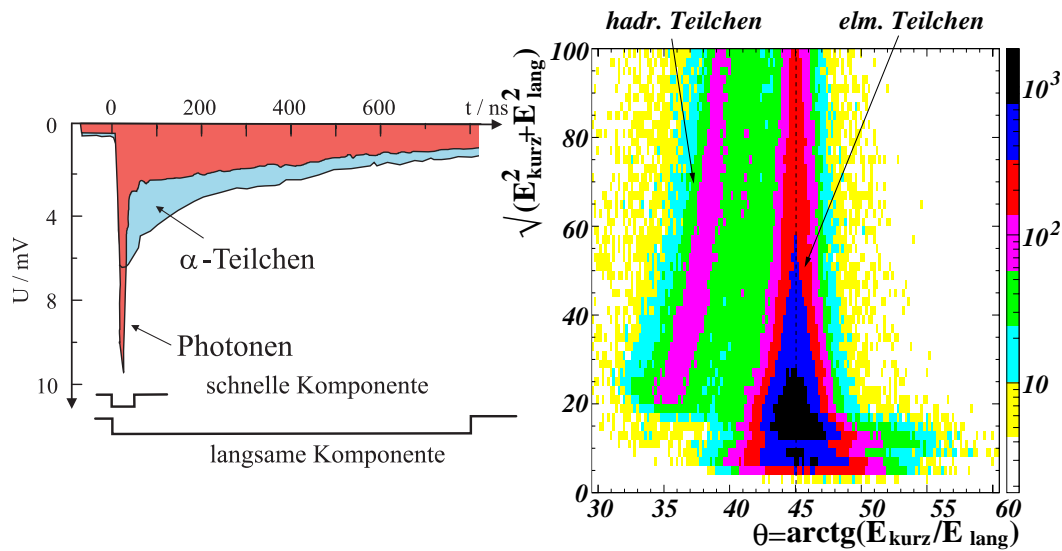


Abbildung 4.14: Zeitliche Entwicklung der zwei Lichtkomponenten (schnelle und langsame) in einem BaF_2 -Kristall (links) und Verteilung der zwei Lichtkomponente für elektromagnetischen (minimal ionisierende) und hadronischen (nicht minimal ionisierende) Teilchen (rechts).

Ein hadronisches Teilchen erzeugt ein Signal mit einer breiteren Pulsform. Der Diskriminator mit dem kurzen Gate mißt nur die schnelle Komponente des Signals, während der mit dem langen Gate seine ganze Amplitude mißt (siehe linke Abb. 4.14). Man definiert einen Winkel

$$\psi = \arctg \frac{E_{kurz}}{E_{lang}}.$$

und trägt die mittels des langen Gates gemessene Energie gegen die mit dem kurzen Gate auf. Da die zwei Diskriminatoren unterschiedliche Signale messen, findet man für hadronische Teilchen $\psi < 45^\circ$ (siehe rechte Abb. 4.14). Im Fall elektromagnetischer Teilchen ist die Antwort der zwei Diskriminatoren wegen des schnellen Abfalls des Signals gleich und man hat $\psi \sim 45^\circ$.

Man trägt diesen Winkel ψ gegen die Wurzel der quadratischen Summe der Energien auf (siehe rechte Abb. 4.14) und mit Hilfe eines Schnittes auf die ψ -Verteilung ist daher die Trennung elektromagnetischer von hadronischen Teilchen möglich.

4.7.2 Erkennung der Teilchenart im TOF-Detektor

Die erste Untersuchung der Teilchen im Flugzeit-Detektor erfolgt über kinematische Überlegungen. Da man Neutronen mit einer kinetischen Energie zwischen 6 MeV und 60 MeV nachweisen möchte, ist es einfach sie von relativistischen Teilchen (Photonen, Elektronen in unserem Energiebereich) zu trennen. In Abb. 4.15 wird das Flugzeit-Spektrum des kompletten Detektors (d.h. die Summe über alle Balken) gezeigt. Durch

einen Zeitschnitt (Flugzeit ≥ 25 ns) selektiert man dann langsame Teilchen, und unterdrückt somit die Photonen.

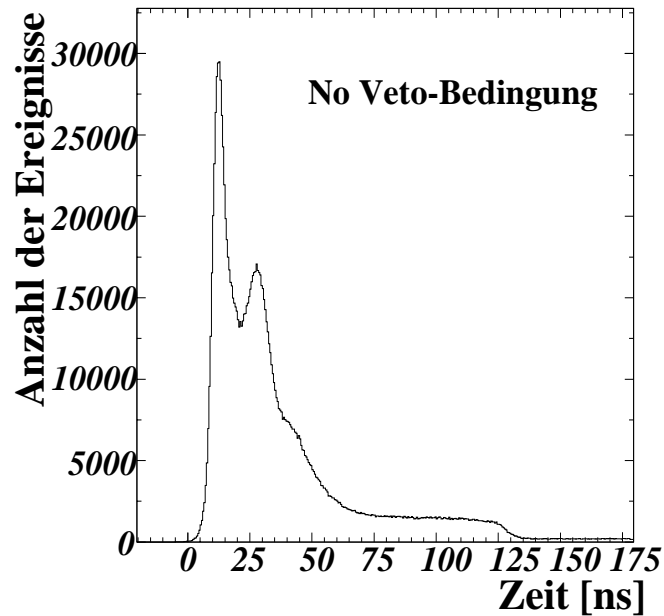


Abbildung 4.15: Zeitspektrum des TOF-Detektors (ohne Veto-Bedingung).

Damit werden aber keine Protonen unterdrückt, da sich ihr Zeit-Spektrum mit dem der Neutronen deckt. Sie erzeugen jedoch Signale in einem Veto-Detektor, der eine hohe Nachweisseffizienz ($\sim 100\%$) für Protonen hat.

4.8 Berechnung der Neutronenenergie

Nach der Bestimmung der Flugzeit des Neutrons berechnet man den Einschlagsort des Teilchens. Mittels der Ortskoordinaten berechnet man den Abstand D von der Targetzelle und bestimmt

$$\beta = \frac{D}{\left(\frac{T_{up} + T_{down}}{2} - st\right) \cdot c} \quad (4.19)$$

$$E_{kin} = \frac{M_N}{\sqrt{1 - \beta^2}} - M_N, \quad (4.20)$$

wobei st der zeitliche Abgleich der Balken ist, dessen Bestimmungverfahren im Abs. 4.4.4 beschrieben wurde. M_N und E sind die Masse bzw. die berechnete kinetische Energie des Neutrons, während T_{up} (T_{down}) die gemessenen Zeiten im oberen (unteren) PM sind.

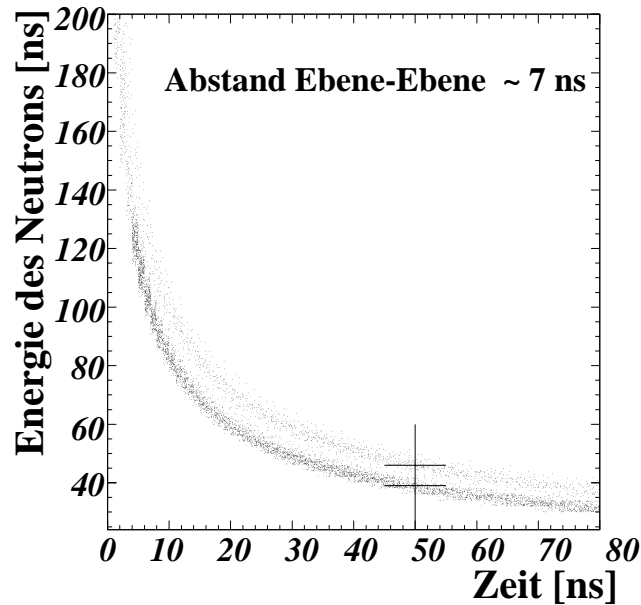


Abbildung 4.16: Berechnete kinetische Energie der Neutronen gegen ihre Flugzeit. Die Linie entspricht Neutronen mit einer kinetischen Energie von 50 MeV. Die beiden Bänder entsprechen verschiedenen Detektoreserien. Der Abstand zwischen den zwei Kurven beträgt etwa 7 ns.

Zur Überprüfung dieses Verfahrens betrachtet man die Flugzeit der Neutronen gegen ihre berechnete Energie (siehe Abb. 4.16). Die Kurven entsprechen der Flugzeitdifferenz zwischen den 2 Detektor-Rahmen, ihr zeitlicher Abstand entspricht dem geometrischen Abstand zwischen den Szintillatorebenen. Man betrachte die Flugzeiten für 50 MeV (kinetische Energie) Neutronen: Die Zeitdifferenz beträgt etwa 7 ns. Mit Hilfe der Gleichung:

$$Abstand = \gamma c \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{m_N}{E_{kin} + m_N} \right)^2} \quad (4.21)$$

(hier ist γ der bekannte relativistische Faktor) erhält man für den Rahmenabstand 69.5 cm, was in sehr guter Übereinstimmung mit dem korrekten Wert von 71 cm ist.

4.9 Spurrekonstruktion in der MWPC

Bei der Bestimmung der Spuren geladener Teilchen mit Hilfe der Drahtkammer untersucht man ebenfalls Cluster von Signalen in jeder Ebene. Als Cluster bezeichnet man eine Gruppe von benachbarten Drähten, die angesprochen haben: Man nimmt die Lage des zentralen Drahtes des Clusters als den Eintrittsort des Teilchen an. Die Multiplizität der Cluster in einer Ebene kann größer als 1 sein, d.h. mehrere Spurpunkte können gleichzeitig (z.B. wegen elektronischem Untergrund oder wegen doppelspuriger Ereignisse) erkannt werden. Jede Ebene liefert nur 2-dimensionale Informationen:

z , die Koordinate in der Strahlrichtung, und eine geometrische Kombination von x und y , senkrecht zum Strahl. Nur durch die Analyse der Signale zweier Ebenen bestimmt man den Eintrittspunkt eines Teilchens ganz.

Nach der Erkennung der Cluster sortiert man die Ereignisse in der MWPC nach der Anzahl (1 bis 4) der Ebenen, die ein Signal geliefert haben.

- 4 Ebenen haben angesprochen:

Man bestimmt zwei Spurpunkte des Teilchens durch die Analyse von jeweils zwei Ebenen. Damit berechnet man den Polar- (θ) und Azimutwinkel (ϕ) der Teilchenspur und überprüft, ob diese Spur geometrisch konsistent mit der Information aus den Szintillatorsstreifen ist. Im nächsten Schritt kontrolliert man, ob die Spur aus dem Target kommen konnte. Fällt auch dieser Kontrollschritt positiv aus, wird dies Ereignis akzeptiert.

Alle möglichen Kombinationen der Cluster einer Ebene werden in einer iterativen Analyse (Schleifen) berücksichtigt.

- 3 Ebenen haben angesprochen:

Man verwendet die Informationen von zwei der drei Kammern, um den Ort des Teilchens zu bestimmen, und berechnet den Polar- und Azimutwinkel mit Hilfe des Abstands Ebene-Target. Die Winkel setzen geometrische Bedingungen für die Lage des Signals in der dritten Kammer. Wie auch im vorgenannten Fall kontrolliert man, ob das Teilchen durch den richtigen Streifen des Szintillators läuft. Die Spur wird nur nach der Überprüfung dieser Bedingungen akzeptiert.

- 2 Ebenen haben angesprochen:

In diesem Fall ist es nur möglich, einen Punkt der Spur des Teilchens zu bestimmen. Man nimmt an, daß das Teilchen in der Mitte des Targets erzeugt wurde und damit berechnet man die Winkel. Als zusätzlich Kontrolle prüft man, ob die Spur einen geometrischen Bereich durchdringt, in dem sich höchstens zwei Drahtebenen überlappen (siehe Abb. 4.17). Bei diesem Verfahren nimmt man also an, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit einer Drahtkammer 100% für geladenen Teilchen ist und daß ein Signal in zwei Ebenen daher nur möglich ist, wenn das Teilchen höchstens zwei Ebenen durchläuft.

Dieses Verfahren wird für jedes Cluster jeder Ebene wiederholt, um kein mehrspuriges Ereignis zu unterdrücken. Je mehr Cluster aufgebaut werden können, desto mehr mögliche Spuren entstehen: Sie werden alle bei der Auswertung berücksichtigt aber später durch die kinematischen Bedingungen der untersuchten Reaktion aussortiert. Durch die MWPC ist keine Identifizierung der Teilchenart möglich, außer, daß das Teilchen geladen sein muß.

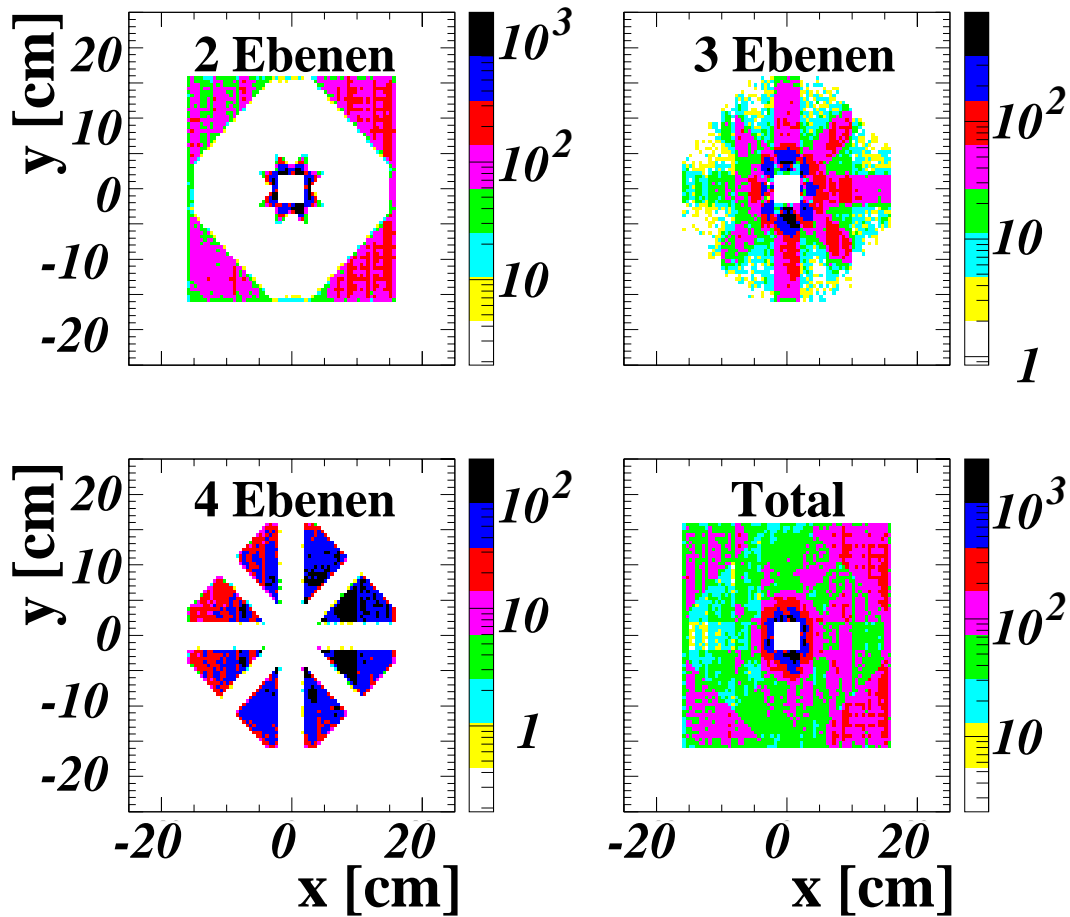


Abbildung 4.17: Geometrische Verteilung der mit Hilfe von 2, 3 bzw. 4 Ebenen rekonstruierten Spuren in der MWPC. In der letzten Abbildung ist die Überlagerung aller rekonstruierter Spuren dargestellt.

4.10 Analyse der Reaktion $\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p$

Um den Gesamtaufbau zu testen, analysiert man die Reaktion $\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p$, deren Wirkungsquerschnitt bekannt ist. Im Ausgangskanal weist man die zwei Photonen aus dem π^0 -Zerfall im TAPS-Spektrometer und das Proton in der MWPC nach. Die Messung der Viererimpulse der Zerfallsphotonen und damit des neutralen Pions reicht schon aus, um die ganze Kinematik der Reaktion zu bestimmen. Durch die Überbestimmung der Kinematik kann man das Verfahren der Spurrekonstruktion in der Drahtkammer überprüfen.

Wie früher schon erwähnt, verwandte man einen unterschiedlichen Trigger bei diesem Test: Der TOF-Detektor wurde ausgeschaltet und die Daten wurden nur aufgenommen, wenn wenigstens zwei Cluster im TAPS und ein Signal im Pionszintillator nachgewiesen wurden. In den folgenden Abschnitten werden die wesentlichen Schritte der

Auswertung dargestellt.

4.10.1 Identifizierung des neutralen Pions

Das π^0 wird durch seine zwei Zerfallsphotonen nachgewiesen, die jeweils Cluster in den BaF_2 -Kristallen bilden. Als ersten Schritt der Analyse kombiniert man die Informationen des Spektrometers, um den Viererimpuls des ursprünglichen Teilchens zu bestimmen. Man prüft, ob die Cluster tatsächlich von Photonen erzeugt werden und untersucht die zeitliche Korrelation der Signale, d.h. die Zeitdifferenzen zwischen den Signalen der zentralen Detektoren jedes Clusters. Man nimmt an, daß die Photonen aus dem gleichen Prozeß stammen, wenn ihre Zeitdifferenz kleiner als 2 ns ist. Dabei kann man auch mehr als zwei Photonen finden und akzeptieren. Dann benutzt man die Viererimpulse dieser Photonen, um das ursprüngliche Teilchen zu bestimmen.

Man berechnet die invariante Masse jeder Kombination zweier Photonen und den Winkel zwischen ihren Viererimpulsen. Damit rekonstruiert man den Viererimpuls des zerfallenen Teilchens. Wenn die so bestimmte invariante Masse zwischen 40 MeV und 200 MeV liegt, erkennt man das Teilchen als ein neutrales Pion an. Mit Hilfe dieser Information korrigiert man dann die gemessene Energie des Teilchens durch die Formel

$$E_{\pi^0} = E_{\pi^0}^{\text{gemessene}} \cdot \frac{M_{\pi^0}}{M_{\text{inv}}}, \quad (4.22)$$

wobei M_{inv} und M_{π^0} die gemessene bzw. korrekte Masse des π^0 sind.

Die Analyse der zeitlichen Korrelation zwischen dem TAPS und dem Tagger verknüpft das nachgewiesene Pion mit einem einlaufenden Photon.

4.10.2 Zeitliche Schnitte

Die zeitliche Korrelation zwischen dem neutralen Pion, dem Proton und dem einlaufenden Photon wird über Bedingungen anerkannt. Wenn man das Spektrum der Zeitdifferenzen zwischen TAPS und Tagger anschaut (siehe Abb. 4.18), beobachtet man einen hohen Peak auf einem flachen Untergrund. Dieser Peak gehört zu den zeitlich korrelierten Teilchen, während der Untergrund zufällige Koinzidenzen darstellt. Die Analyse wird daher für zwei getrennte Zeitintervalle durchgeführt:

- **Koinzident:** $-2.5 \text{ ns} \leq t_{\pi^0} - t_{e^-} \leq 2.5 \text{ ns}$.

In diesem Intervall hat man Ereignisse, bei denen das Pion und das Elektron zeitlich korreliert sind und Ereignisse aus dem zufälligen Untergrund, deren Anzahl genau bestimmt werden muß, um sie am Ende der Analyse abziehen zu können.

- **Untergrund:** Man untersucht ein möglichst großes zeitliches Intervall von zufälligen Ereignissen, die mit unserer Reaktion verwechselt werden könnten. Man

wählt ein großes Zeitfenster ($[-36.5 \text{ ns}; -11.5 \text{ ns}]$, $[11.5 \text{ ns}; 36.5 \text{ ns}]$), um möglichst viele Ereignisse zu sammeln. Die Anzahl der Untergrundereignisse wird auf die Breite des Zeitintervalls normiert und von der gesamten Anzahl von koinzidenten Ereignissen am Ende der Auswertung subtrahiert.

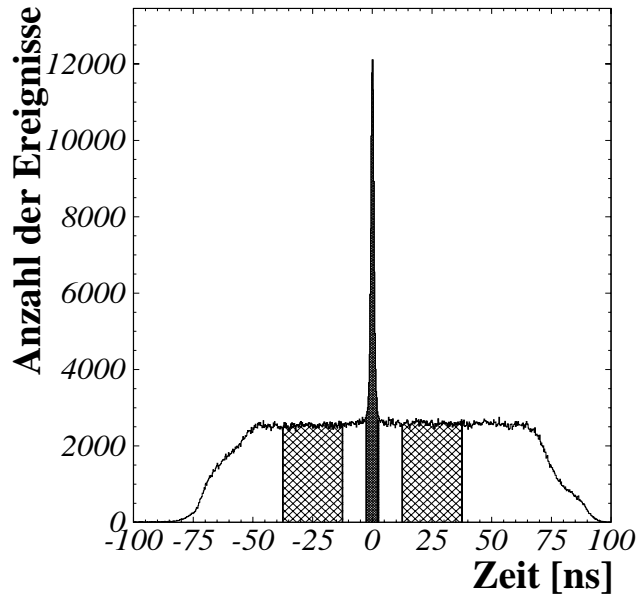


Abbildung 4.18: Spektrum der Zeitdifferenzen zwischen TAPS und Tagger bei der neutralen Pion-Photoproduktion ($\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p$). In Abbildung sind die Bereiche des zufälligen Untergrunds und das Intervall mit den koinzidenten Ereignissen gezeigt.

Das Spektrum der Zeitdifferenzen zwischen Tagger und den Plastik-Szintillatoren des Pion-Detektors zeigt einen breiteren Peak, der nicht genau bei Null liegt. Das tritt auf, da das Proton aus dieser Reaktion kein relativistisches Teilchen ist und seine energieabhängige Flugzeit den Peak verbreitert.

4.10.3 Analyse der Reaktionskinematik

Man untersucht alle möglichen Signal-Kombinationen der drei Detektoren (Taggerleiter, TAPS und MWPC). Im Falle der Drahtkammer berücksichtigt man nur jene Daten, für die eine Spur rekonstruiert wurde. Diese Spur muß noch nicht von einem Proton stammen, Ziel der folgenden Schritte der Auswertung ist also, die Protonen-Spuren von denen anderer Teilchen zu trennen.

Dafür berechnet man die Kinematik des Zweikörper-Prozesses unter der Annahme, daß das in der MWPC nachgewiesene Teilchen tatsächlich ein Proton sei:

$$s = 2 \cdot E_\gamma \cdot M_P + M_P^2,$$

$$\begin{aligned}
W &= \sqrt{s}, \\
\beta &= \frac{E_\gamma}{E_\gamma + M_P}, \\
\gamma &= \frac{E_\gamma + M_P}{W}, \\
E_1 &= \frac{s - M_P^2 + M_{\pi^0}^2}{2 \cdot W} \\
E_2 &= \gamma \cdot (E_{\pi^0} - \beta \cdot p_{\pi^0} \cdot \theta_{\gamma\pi^0}).
\end{aligned}$$

Man bestimmt die Differenz der Energien E_1 und E_2 (*missing energy*), die Null sein sollte, wenn die Teilchen aus dem richtigen Prozeß stammen. E_γ ist die Energie des markierten einlaufenden Photons und $\theta_{\gamma\pi^0}$ ist der Polarwinkel zwischen dem einlaufenden Photon und dem Proton. Man definiert eine fehlende Masse, *missing mass*, als:

$$\begin{aligned}
E_{erwartet}^2 &= (E_\gamma + M_P - E_{\pi^0})^2 \\
p_{erwartet}^2 &= p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 \\
M_{erwartet}^2 &= \sqrt{E_{erwartet}^2 - p_{erwartet}^2} \\
\text{fehlende Masse} &= M_{erwartet} - M_P.
\end{aligned} \tag{4.23}$$

Hier ist M_P die Masse des Targets (Protons), während $E_{vorgesehen}$ und $p_{vorgesehen}$ die Energie bzw. der Impuls des in der MWPC nachgewiesenen Teilchens sind. Sind die Teilchen Protonen, so sollte man einen Peak um die Null-Lage der Massendifferenz finden.

Andere kinematische Größen können hilfreich sein, um diese Reaktion von Untergrund zu trennen:

- ψ -Winkel zwischen den Impulsen der zwei Zerfallsphotonen des neutralen Pions;
- Differenz $\theta_{\gamma\pi^0} - \theta_{\gamma\pi^0}^{berechnet}$, wobei $\theta_{\gamma\pi^0}^{berechnet}$ der mit Hilfe der Informationen der Drahtkammer berechnete Polarwinkel des π^0 ist.
- Da die Kinematik überbestimmt ist, kann man die Energie des Pions durch zwei verschiedene Variablen-Kombinationen berechnen: Als

$$\begin{aligned}
a &= E_\gamma + M_P \\
b &= 2 \cdot M_P \cdot E_\gamma + M_P^2 \\
c &= E_\gamma \cdot \cos\theta_{\gamma\pi^0} \\
d &= 2 \cdot a^2 - c^2 \\
E_{\pi^0}^1 &= \frac{a \cdot b + c \cdot \sqrt{b^2 - 2 \cdot M_{\pi^0}^2 \cdot d}}{d},
\end{aligned} \tag{4.24}$$

$$\text{oder als} \tag{4.25}$$

$$\begin{aligned}
e &= E_\gamma \cdot \cos\theta_{\gamma p} \\
f &= 2 \cdot (a^2 - e^2)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 g &= 2 \cdot E_\gamma \cdot M_P + 2 \cdot M_P^2 - M_{\pi^0}^2 \\
 h &= \frac{a \cdot f + e \cdot \sqrt{g^2 - 2 \cdot M_P^2 \cdot f}}{f} \\
 E_{\pi^0}^2 &= E_\gamma + M_P - h.
 \end{aligned}
 \tag{4.26}$$

Die Differenz der auf diesem Weg berechneten Energien sollte im Fall idealer Auflösung der Detektoren für unsere Reaktion Null sein.

Betrachtet man das Spektrum der fehlenden Masse nach dem zeitlichen Schnitt auf die Koinzidenz der Signale der drei Detektoren (Abb. 4.19, links), erkennt man zwei Peaks: Einen etwa bei der Null-Lage und einen breiteren Peak um 240 MeV. Der erste Peak entspricht den π^0 -Photoproduktions-Ereignissen, während der zweite Peak aus Untergrundreaktionen stammt (bei denen der Prozeß $\gamma + p \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + n$ eine besondere Rolle spielt. In dieser Reaktion bleiben ein Zerfallsphton und das Proton undetektiert und das π^+ wird in der Vieldrahtkammer nachgewiesen).

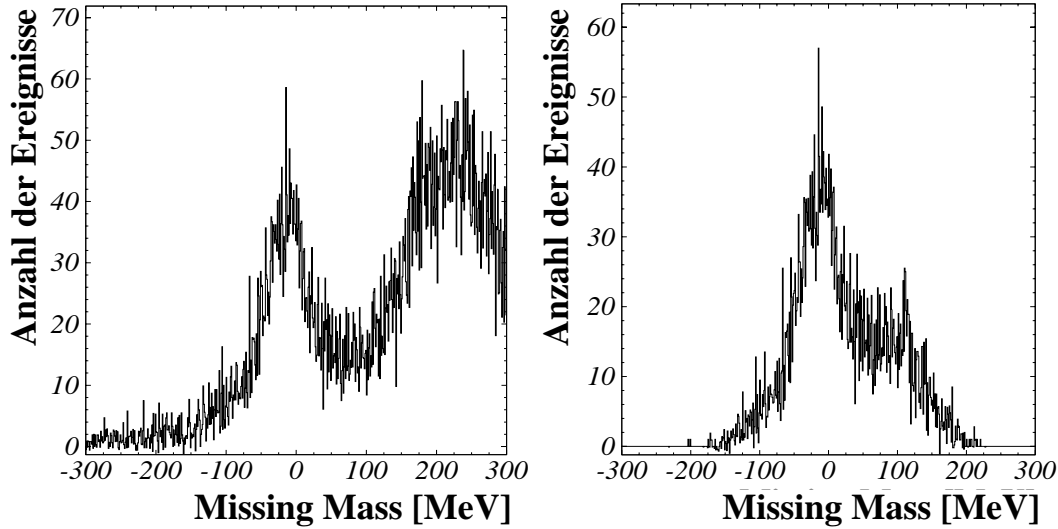


Abbildung 4.19: Spektrum der fehlenden Masse (siehe Gl. 4.23) in der Reaktion $\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p$ vor (links) und nach den zeitlichen Schnitten und dem Einsatz der Bedingung zur Missing Energy (rechts).

Als weiteren Schritt zur Unterdrückung des Untergrunds fordert man, daß

$$-65 \text{ MeV} \leq \text{missing energy} \leq 100 \text{ MeV}.$$

Durch einen Schnitt im Spektrum der fehlenden Energie kann die Doppelpionproduktion fast vollständig unterdrückt werden, wie Abb. 4.19 rechts deutlich zeigt.

Weitere Anforderungen werden gestellt, um unseren Kanal besser ausfiltern zu können:

- Man untersucht die Differenz der berechneten Pion-Energien $E_{\pi^0}^1$ und $E_{\pi^0}^2$. Für unsere Reaktion und im Fall einer perfekten Auflösung sollte diese Differenz gleich Null sein. Abb. 4.20 zeigt die Verteilung der Energiedifferenz des Pions nach den oben beschriebenen Schnitten.

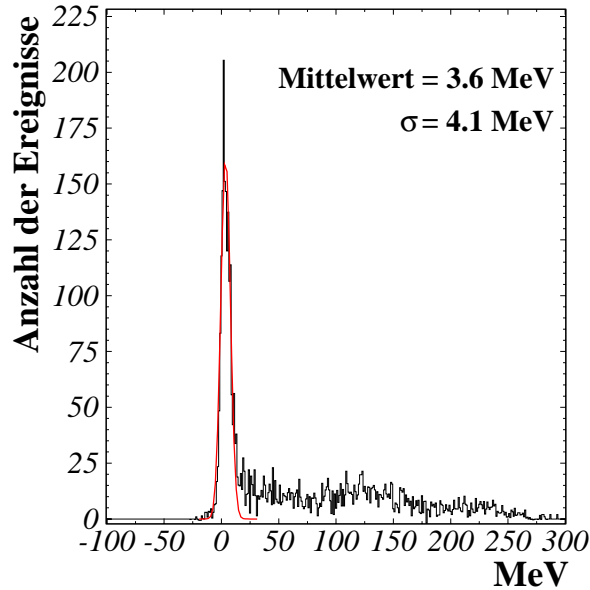


Abbildung 4.20: Differenz der berechneten Energien des neutralen Pions.

Für dieses Spektrum verlangt man:

$$-18 \text{ MeV} \leq E_{\pi^0}^1 - E_{\pi^0}^2 \leq 20 \text{ MeV}.$$

- Nach kinematischen Betrachtungen kann man weitere Bedingungen auch auf den Winkel ψ zwischen den zwei Zerfallsphotonen (γ' und γ'') stellen. Außerdem verlangt man, daß das neutrale Pion in Rückwärts-Richtung emittiert wird:

$$\psi_{\gamma'\gamma''} \geq 35^\circ \quad (4.27)$$

$$\theta_{\gamma\pi^0} \geq 120^\circ \quad (4.28)$$

$$(4.29)$$

- Schließlich nutzt man die Überbestimmung der Kinematik, um den Polarwinkel des Protons zu berechnen (Gl. 4.30), und ihn mit dem in der Vieldrahtkammer gemessenen Wert zu vergleichen.

$$E_P = M_P + E_\gamma - E_{\pi^0}$$

$$E_P^{kin} = E_P - M_P$$

$$P_P = \sqrt{E_P^2 - M_P^2}$$

$$\theta_P^{\text{berechnet}} = \arcsin\left(\frac{p_{\pi^0}}{P_P} \cdot \sin\theta_{\pi^0\gamma}\right) \quad (4.30)$$

$$(4.31)$$

Mittels der Verteilung der Winkeldifferenz (Abb. 4.21) setzt man:

$$-8^\circ \leq \theta_P^{\text{berechnet}} - \theta_P^{\text{gemessen}} \leq 6^\circ.$$

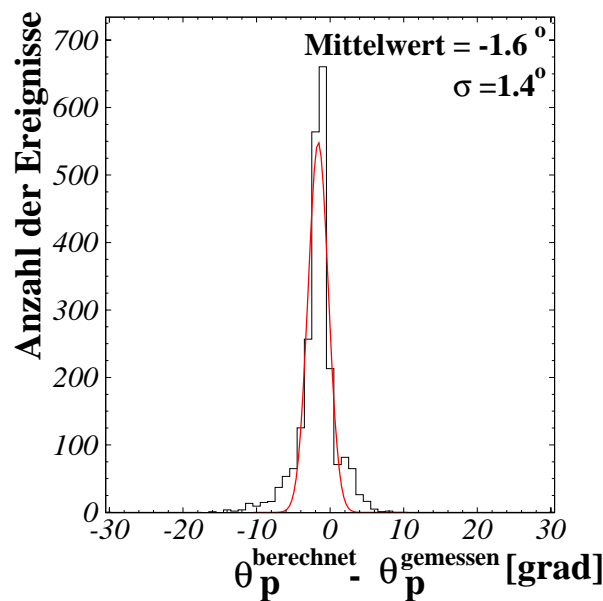


Abbildung 4.21: Verteilung der Winkeldifferenz $\theta_P^{\text{berechnet}} - \theta_P^{\text{gemessen}}$.

Nach diesen Schnitten hat man die $\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p$ -Ereignisse komplett ausgefiltert. Man überprüft dies durch die Untersuchung der Verteilung der Azimutwinkel des Protons und des neutralen Pions. Im Fall eines Zweikörper-Prozesses muß das Spektrum der Winkeldifferenz einen Peak um 180° haben. Abb. 4.22 zeigt den erwarteten Peak. Zusätzlich betrachte man das Missing Energy Spektrum (siehe Abb. 4.23): der Peak liegt um 7 MeV mit einer Standardabweichung von ~ 27 MeV. Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion muß die Anzahl der nachgewiesenen Ereignisse auf die Anzahl der Streuzentren (Protonen) im Target und auf den Photonenfluß normiert werden. Die Bestimmung dieser Größen wird in den nächsten Abschnitten beschrieben.

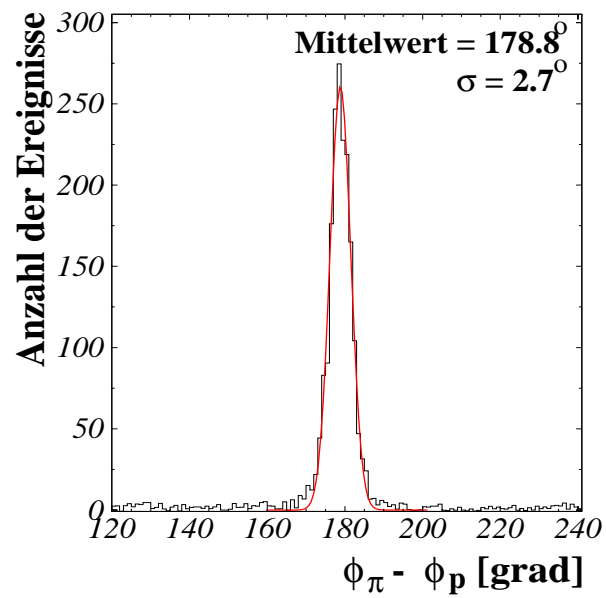


Abbildung 4.22: Verteilung der Winkeldifferenz $\phi_\pi - \phi_{\text{Proton}}$.

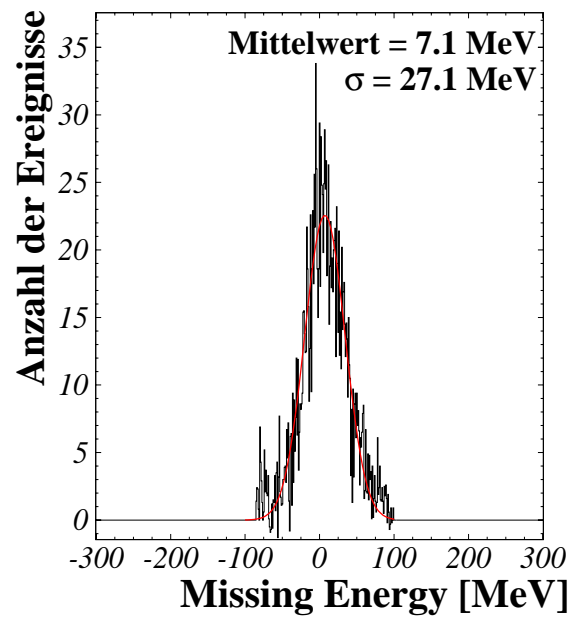


Abbildung 4.23: Spektrum der fehlenden Energie bei der kinematischen Rekonstruktion der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$.

4.11 Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion ist gegeben durch:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Delta E, \Delta\theta) = \frac{1}{2\pi \cdot \sin\theta} \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\theta} \right), \quad (4.32)$$

wobei

$$\frac{d\sigma}{d\theta} = \frac{N_\gamma(\gamma p \rightarrow \pi^0 p)}{N_\gamma^{in} \cdot N_T \cdot \Delta\theta_{eff}}. \quad (4.33)$$

Im folgenden Abschnitt wird der Normierungsfaktor N_γ^{in} (Anzahl der auf das Target treffenden Photonen) bestimmt, während die Bestimmung von N_T (Anzahl der Streuzentren pro Flächeninheit im Target) in Paragraph 4.11.2 beschrieben wird.

4.11.1 Bestimmung des Photonenflusses

Die genaue Bestimmung der Anzahl markierter Photonen, die das Target treffen, ist zur Berechnung des absoluten Wirkungsquerschnitts unserer Reaktion notwendig. Der Photonfluss pro Taggerkanal ist gegeben durch:

$$N_\gamma^{Kanal} = \epsilon_{tag}^{Kanal} \cdot N_{e^-}^{Kanal}, \quad (4.34)$$

wobei ϵ_{tag}^{Kanal} und $N_{e^-}^{Kanal}$ die Markierungseffizienz bzw. die Anzahl der nachgewiesenen Elektronen pro Leiterkanal sind. Die Umwandlung N_γ^{Kanal} in $N_\gamma(\Delta E_\gamma)$ erfolgt durch die Energieeichung des Taggers.

Die Verteilung der Anzahl der nachgewiesenen Elektronen pro Taggerkanal ist in Abb. 4.24 dargestellt. Der Inhalt jedes Kanals wird über die gesamte Meßperiode summiert und die Anzahl der nachgewiesenen Elektronen $N_{e^-}(\Delta E_\gamma)$ pro Energieintervall erhält man aus dem Integral über die entsprechenden Leiterkanäle.

4.11.1.1 Bestimmung der Markierungseffizienz

Die Verknüpfung zwischen der Photonen- und der Elektronenanzahl ist durch die Markierungseffizienz (ϵ_{tag}^{Kanal}) gegeben. Eine genaue Bestimmung dieser Größe ist notwendig, um den Photonfluß zu berechnen. Die Markierungseffizienz wird mit Hilfe einer P2-Ionisationskammer überwacht, ihr Absolutwert wird in regelmäßigen Abständen in dafür durchgeführten Messungen (*Tagging Efficiency Messung*) bestimmt.

Hierfür wird ein total-absorbierender BGO-Detektor bei sehr geringem Elektronenstrom in den direkten Photonenstrahl gefahren. Eine Koinzidenz zwischen diesem

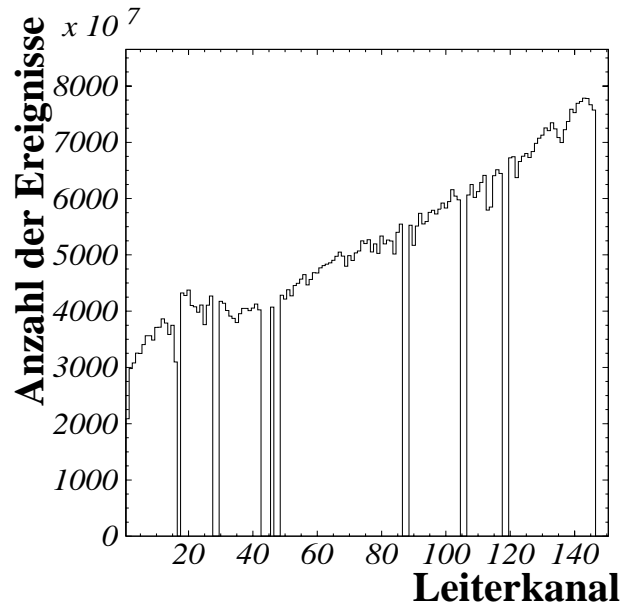


Abbildung 4.24: Spektrum der Anzahl nachgewiesener Elektronen pro Taggerkanal (Summe über die gesamte Meßperiode)

Detektor und dem Tagger zeigt ein energiemarkiertes Photon an. Man gewinnt die Markierungseffizienz aus dem Verhältnis der Anzahl der koinzident nachgewiesenen Photonen zur Anzahl der frei gezählten Elektronen pro Taggerkanal

$$(\epsilon_{tag}^{Kanal}) = \frac{N_{\gamma}^{(BGO \wedge Tagger)}(Kanal)}{N_{e^-}^{frei}}. \quad (4.35)$$

Abb. 4.25 (linkss) zeigt die Tagging Efficiency als Funktion des Taggerkanals. Da ϵ_{tag}^{Kanal} von der Elektronenenergie weitgehend unabhängig ist, wird eine horizontale Gerade an dieses Spektrum angepaßt, deren Höhe dem Wert der Markierungseffizienz entspricht. Damit wird über die statistischen Schwankungen in den einzelnen Kanälen gemittelt. Während der gesamten Experimentperiode blieb die Tagging Efficiency recht konstant, mit einem Wert von etwa 57.0%.

Wegen seiner hohen Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen kann der BGO-Detektor während einer Standardmessung mit hohem Photonenfluß nicht verwendet werden. Während der Messung benutzt man daher eine P2-Ionisationskammer, um den Photonenenergiefluß zu überwachen. Dieser ist proportional zur Anzahl der markierten Photonen und liefert daher im Verhältnis mit der Anzahl der Taggerereignisse einen zur Markierungseffizienz proportionalen Wert.

$$\frac{P2}{Scaler} \propto \epsilon_{tag} \quad (4.36)$$

Die Proportionalitätskonstante wird während einer Tagging Efficiency Messung bestimmt. Damit erhält man Werte von ϵ_{tag} über die gesamte Datenaufnahmeperiode.

Das Verhältnis P2/Scaler ist als Funktion der Meßzeit in Abb. 4.25 (rechts) gezeigt. Den Mittelwert für die Markierungseffizienz kann man so für die gesamte Experimentperiode bestimmen.

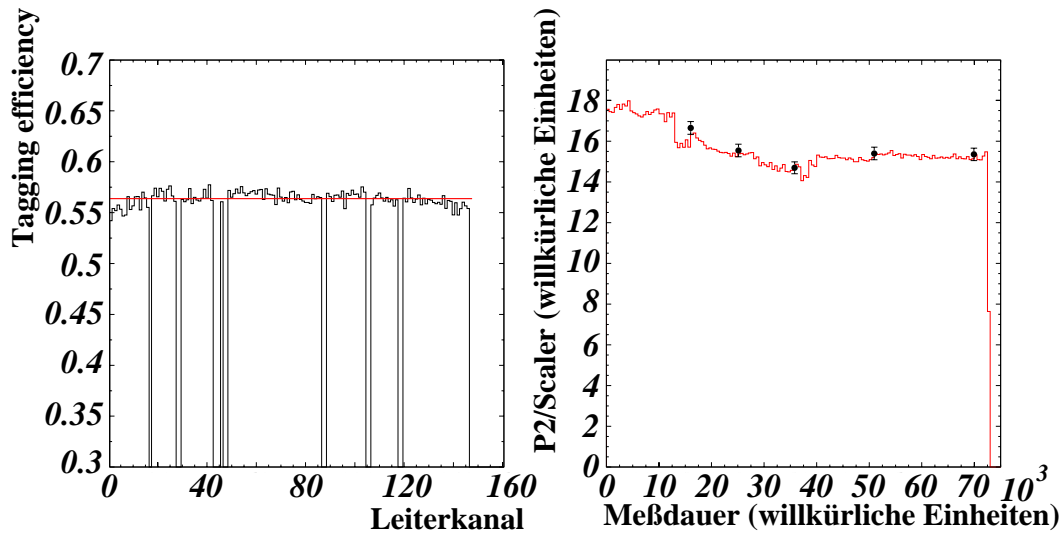


Abbildung 4.25: Markierungseffizienz des Taggers (links) und zeitlicher Verlauf des P2/Zähler-Verhältnisses (rechts).

4.11.2 Bestimmung der Anzahl der Streuzentren im Target

Zur genauen Normierung des Wirkungsquerschnitts unserer Reaktion ist auch die Anzahl der Streuzentren, d.h. die Protonenanzahl pro Flächeneinheit im Target notwendig (siehe Gl. 4.33). Für Wasserstoffatome ergibt sich:

$$N_P = \frac{N_A \cdot \rho_{H_2} \cdot \bar{L}_{eff}}{A_{H_2}}, \quad (4.37)$$

wobei N_A die Avogadrozahl ($N_A = 6.023 \cdot 10^{23}$ Kerne/Mol), ρ_{H_2} die Dichte des flüssigen Wasserstoffs², \bar{L}_{eff} die effektive durchschnittliche Länge des Targetzylinders und A_{H_2} die Wasserstoffmasse pro Mol ($A_{H_2} = 1.01$ g/Mol) sind.

Die effektive Länge des Targets unterscheidet sich von der Länge des Targetzylinders wegen der Wölbungen der Ein- und Austrittsfenster. Zur Bestimmung dieser Länge sind die Geometrie der Targetzelle und den Strahlprofil zu berücksichtigen.

²Für die Bestimmung der Dichte des flüssigen Wasserstoffs ist die Messung der Temperatur erforderlich, die man auf einem Dampfdruckthermometer am Kaltkopf ablesen kann. Berücksichtigt man den zusätzlichen Effekt der Bläschenbildung (etwa 1%), erhält man einen Wert von $\rho_{H_2} = 0.0708 \pm 0.0011$ g/cm³ [Hae 92]

- Das Strahlprofil: der Strahl ist nicht gleichmäßig auf dem Target verteilt.
- Die Targetzelle hat unterschiedliche Länge je nach Abstand von der Strahlachse.

Eine schematische Skizze des Targets und der Photonverteilung ist in Abb 4.26 gezeigt.

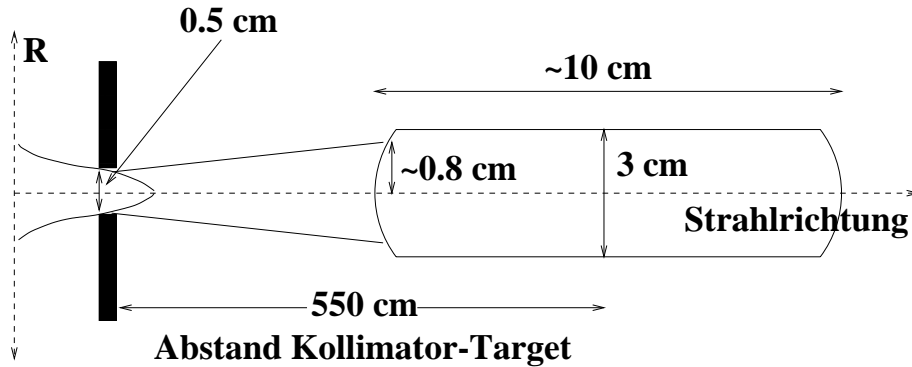


Abbildung 4.26: Skizze des Strahlprofils um die Strahlachse und der Targetzelle.

Um die genaue Strahlverteilung der Bremsstrahlungsphotonen zu berechnen, wird eine Monte-Carlo-Simulation durchgeführt, bei der im wesentlichen die Einschubenergie der Elektronen (855 MeV), die Öffnung des Kollimators (5 mm) und der Abstand Radiator-Target als Parameter sowie der Wirkungsquerschnitt (Winkelverteilung) für Bremsstrahlung eingehen. Abb. 4.27 zeigt das integrierte Strahlprofil als Funktion des Zellenradius.

Die effektive Zellenlänge ergibt sich durch die Faltung der Photonverteilung mit der Targetlänge:

$$\bar{L}^{eff} = \frac{\int_0^R \frac{dN}{dr} \cdot D(r) \cdot dr}{\int_0^R \frac{dN}{dr} \cdot dr} \quad (4.38)$$

Für die effektive Targetlänge und die Anzahl der Kerne pro Flächeneinheit berechnet man:

$$\bar{L}^{eff} = 10.63 \text{ cm}; \quad N_p = 4.53 \times 10^{23} \cdot \text{cm}^{-2} \quad (4.39)$$

Der systematische Fehler zur Protonenanzahl wird in den Abschnitten 5.1.1 und 5.2.3 behandelt.

4.11.3 Bestimmung des effektiven Raumwinkels

Zur endgültige Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts fehlt nun noch der effektive Raumwinkel des gesamten Detektor-Aufbaus. Verschiedene Effekte spielen eine Rolle bei dessen Berechnung:

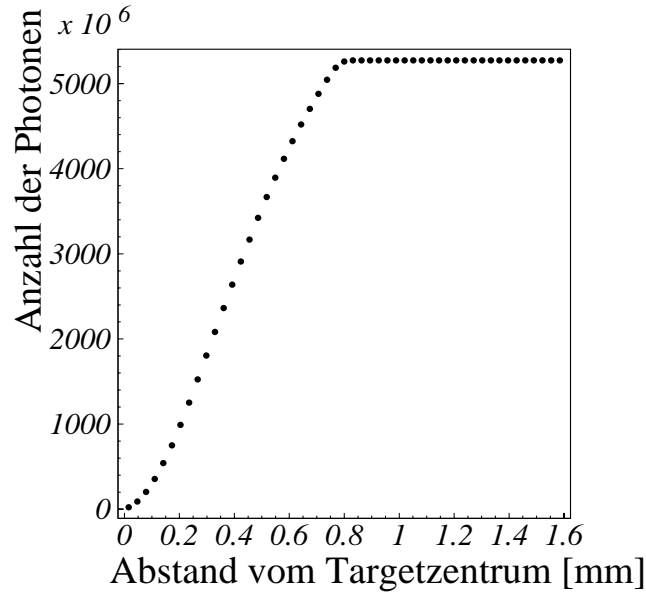


Abbildung 4.27: Integriertes Profil des Photonenstrahls mit dem Abstand von Targetzentrum als obere Integrationsgrenze.

- Detektorakzeptanz:

Der gesamte Aufbau deckt nur einen geringen Anteil der idealen 4π -Akzeptanz ab. Die effektive Akzeptanz ist die Faltung der einzelnen Detektor-Akzeptanzen, die jeweils kleiner als die reine geometrische Akzeptanz sind. Z.B. werden im Fall des TAPS-Spektrometers die Randkristalle jedes Blocks nicht als zentrale Detektoren eines Clusters akzeptiert (um eine bessere Energieauflösung zu gewinnen). Das führt zu einer Reduktion der Akzeptanz von etwa 50% ;

- Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren als Funktion des Eintrittsorts und Winkels des Teilchens:

Die Effizienz der Detektoren hängt von mehreren Variablen ab. Dabei spielt der Eintrittsort der Teilchen (insbesondere für die Spurrekonstruktion in der Vieldrahtkammer, wenn nur zwei Ebenen getroffen werden) eine wesentliche Rolle.

- Detektorschwellen:

Teilchen können in einen Detektor eintreten, dort ein Signal erzeugen, das aber die elektronische Schwelle nicht überschreitet. Diese Teilchen werden daher nicht nachgewiesen, und das gesamte Ereignis wird nicht registriert.

Man kann den effektiven Raumwinkel als das Produkt des geometrischen Raumwinkels und der Effizienz der Detektoren, die von der Teilchenenergie und dem Eintrittswinkel abhängt, bestimmen:

$$\Delta\Omega_{eff}(E_\gamma, \theta) = \Delta\Omega_{geom} \cdot Eff(E_{Teilchen}, \theta) \quad (4.40)$$

Der geometrische Raumwinkel läßt sich durch den Polarwinkel θ und den Azimutwinkel ϕ berechnen:

$$\Delta\Omega_{geom}(\phi, \theta) = \Delta\phi \cdot \sin \theta \cdot \Delta\theta \quad (4.41)$$

Die Effizienz wird von verschiedenen Faktoren in einer komplizierten Weise beeinflusst, sie läßt sich daher nicht einfach bestimmen. Darum verwendet man eine Monte-Carlo-Simulation, bei der die experimentellen Bedingungen der Messung (Target, Streukammer, Geometrie und Lage der Detektoren) reproduziert werden. Der erste Schritt dieser Simulationsrechnung besteht aus der Erzeugung eines Ereignisses, dessen Kinematik unserer Reaktion entspricht. Durch das Verhältnis zwischen den in der Simulation ‘nachgewiesenen’ ($N_{nachgewiesene}$) und den gestarteten Ereignissen ($N_{gestartete}$) gewinnt man die Effizienz des gesamten Aufbaus (siehe Gl. 4.42 und 4.43).

4.11.4 Simulationsrechnung

Die Simulation benutzt das am CERN entwickelten Programm-Paket GEANT. Wir benutzen die Version 3.21. GEANT hat modulare Struktur, d.h. es besteht aus verschiedenen Subroutinen, welche aufgerufen werden und nur teilweise von dem Benutzer programmiert werden müssen. Meistens genügt es, die geometrischen Parameter des experimentellen Aufbaus, die Kinematik der untersuchten Reaktion und die Liste der für das Experiment bedeutungsvollen Wechselwirkungen einzufügen, um die Antwort des gesamten Detektorsystems komplett zu simulieren.

In der Simulation laufen folgende wesentliche Schritte ab:

- Definition des experimentellen Aufbaus. Man gibt sowohl die Geometrie als auch die Parameter der verschiedenen Materialien, die die Detektoren bezeichnen ein;
- Angabe der Kinematik der simulierten Reaktion, d.h. Viererimpulse aller erzeugten Teilchen;
- Simulation der Spuren und der Wechselwirkungen der Teilchen in den Detektoren;
- Erstellung von Histogrammen und Darstellung der Ergebnisse in Tabellen nach dem ursprünglich simulierten Phasenraum und nach dem von GEANT rekonstruierten Phasenraum;
- Berechnung der Akzeptanz des Aufbaus und seiner Effizienz.

4.11.4.1 Geometrie der Detektoren

Zuerst führt man die Parameter der Materialien ein, aus denen die Elemente (Detektoren, Target, Streukammer, usw.) des Aufbaus bestehen. Mit Hilfe dieser Parameter berechnet GEANT die wesentlichen Größen der Wechselwirkungen (Strahlungslänge, mittlere freie Weglänge, usw.) der Teilchen in der Materie. Für die aktiven Teile der Detektoren befinden sich diese Größen zumeist in der Literatur und es ist deshalb nicht notwendig, sie wieder von GEANT berechnen zu lassen, sondern man fügt ihre Werte direkt ein.

Die gesamte Geometrie des Aufbaus (Detektoren, Rahmen, Materialien usw.) wird entsprechend eingegeben. Das auf diese Art gebildete Detektorsystem soll eine möglichst exakte geometrische Nachbildung des Experiments sein.

4.11.4.2 Ereignisgenerator

Als nächstes fügt man die Eigenschaften der simulierten Ereignisse ein. Eine Routine versorgt GEANT mit den Informationen des Ausgangskanals unserer Reaktion: Teilchenart (γ , π^+ und n), Viererimpulse der Teilchen (p_{γ^l} , p_{π^+} und p_n). Die Impuls- und Winkel-Verteilung der Reaktion wird eingegeben, was nicht unbedingt gebraucht wird, um die Akzeptanz und Effizienz des Systems genau zu bestimmen.

Ereignisse werden im Targetvolumen mit homogener Verteilung in der z-Achse (Strahlrichtung) und einer Gauß-Verteilung in den x- und y-Achsen erwürfelt. Die Lage (x, y, z) des erzeugten Vertex wird gespeichert und am Ende der Simulation mit dem rekonstruierten Vertex $(x_{rek}, y_{rek}, z_{rek})$ verglichen.

4.11.4.3 Verfolgung der Teilchenspuren

Nachdem die Kinematik der Reaktion eingefügt ist, werden die Spuren der Teilchen in den verschiedenen Materialien verfolgt (*Tracking*). GEANT simuliert die Wechselwirkungen des Teilchens mit der Materie, und berücksichtigt die Erzeugung weiterer Teilchen (*secondary particles*), deren Eigenschaften (Teilchenart und Kinematik) gespeichert werden. Ist das Tracking der ursprünglichen Teilchen (*primary particles*) abgeschlossen, so folgt Entsprechendes für die *secondary* Teilchen.

Der Benutzer wählt die Bedingungen zur Spursimulation. Insbesondere wählt man eine minimale kinetische Energie eines Teilchens in einem Material, bei deren Erreichung oder Unterschreitung die Spurrekonstruktion abgebrochen wird. Die Verfolgung der Teilchenspuren ist erst beendet, wenn alle Teilchen (*primary* und *secondary*) entweder ihre minimale Energie erreicht oder den Aufbau verlassen haben.

GEANT reproduziert die Wahrscheinlichkeit der Wechselwirkungen des Neutrons im NE110-Szintillator nicht korrekt. Dafür benutzt man eine Routine, die ursprünglich in

Stanton [Sta 71] entwickelt wurde. Wenn das Neutron in den Flugzeit-Detektor eintritt, ruft GEANT diese Routine auf, deren Ergebnisse der Realität (siehe Abb. 3.11) besser entsprechen. Diese Routine springt zurück zu GEANT, wenn das Neutron das Szintillator-Material verläßt, sie wird wieder aufgerufen, wenn das Teilchen in die folgende Detektorebene eintritt.

Die Energieabgabe jedes Teilchens an einen Detektor wird in einer Matrix zusammen mit der Detektornummer gespeichert. Die Simulation vergleicht den Energieverlust mit der Energieschwelle der Detektoren, um zu kontrollieren, wann ein Signal erzeugt wurde. Im Fall des TOF-Detektors wird das im Szintillator erzeugte Licht in Elektronenäquivalentlicht umgerechnet, die Schwelle wird als Elektronenäquivalentenergie eingegeben.

4.11.4.4 Ergebnisse der Simulation

GEANT simuliert die in den Detektoren entstandenen Signale. Die rekonstruierte Kinematik der Reaktion wird mit der ursprünglichen Kinematik verglichen und die Ergebnisse werden in einer Matrix nach der Energie des einlaufenden Photons und dem Polarwinkel zwischen dem einlaufenden Photon und dem neutralen Pion $\theta_{\gamma\pi^0}$ eingeordnet.

Aus dem Verhältnis der in der Simulation nachgewiesenen Ereignisse mit den gestarteten Ereignissen gewinnt man die Effizienz des gesamten Aufbaus für jedes Energie- und Winkelsintervall:

$$\theta_{eff}(\Delta E, \Delta\theta) = \frac{N_{nachgewiesene}^{Sim}(\Delta E, \Delta\theta)}{N_{gestartete}^{Sim}(\Delta E, \Delta\theta)} \quad (4.42)$$

$$\Omega_{eff} = 2\pi \cdot \sin \theta \cdot \theta_{eff}. \quad (4.43)$$

Mit Hilfe der Simulation und der Größen (Anzahl der Streuzentren im Target, gesamter Photonenfluß), die in den vorigen Abschnitten berechnet wurden, ist man in der Lage den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion zu bestimmen. Die Berechnung des Wirkungsquerschnitts und seines Fehlers werden im nächsten Kapitel behandelt. Es sei noch erwähnt, wie der Erfolg dieser Analyse die Richtigkeit unseres Eichungs- und Auswertungsverfahrens prüft: Die Dreifachkoinzidenz Tagger-TAPS-Vieldrahtkammer und die Reduktion des zufälligen Untergrunds sind verstanden und die Rekonstruktion der Teilchenspuren im Pion-Detektor läuft zuverlässig. Die Eichung der Detektoren führt zur korrekten Messung der Cluster-Energie im TAPS und zur genauen Bestimmung der Impulse der auftreffenden Photonen.

4.12 Analyse der Reaktion $\gamma + p \rightarrow \gamma' + \pi^+ + n$

Nach der Erstellung und der Überprüfung unseres Auswerteverfahrens mit Hilfe der bekannten Reaktion $\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p$ schließt man den Flugzeit-Detektor in die Aus-

wertung ein, und startet die Analyse der strahlungsbegleiteten Pion-Photoproduktion.

Die Auswertung erfolgt durch 3 wesentliche Schritte zur Trennung unserer Reaktion vom Untergrund:

- Untersuchung der zeitlichen Koinzidenzen der 4 Detektoren zur Unterscheidung der korrelierten von den zufälligen Ereignissen. Auch Zeitschnitte werden zur Teilchenerkennung im TOF-Detektor verwendet (siehe Abs. 4.7.2).
- Durch die Analyse des Phasenraums unserer Reaktion findet man einen kinematischen Bereich (bestimmt durch die Mandelstam Variablen des Prozesses), in dem man die höchste Empfindlichkeit für die Polarisierbarkeit gewinnen kann.
- Simulation der Auflösung des kompletten experimentellen Aufbaus, zur Bestimmung der Genauigkeit in der Bestimmung der Mandelstam Variablen t, t_1, s_1 (siehe Abs. 2.2.5.5)

Nach jedem der obengenannten Schritte, wird das Spektrum der fehlenden Masse des geladenen Pions (siehe Abb. 4.32) zur Kontrolle erstellt. Die Ergebnisse werden mit der Simulation zur Überprüfung unseres Verfahrens verglichen und endlich werden die $\gamma + p \rightarrow \gamma' + \pi^+ + n$ -Ereignisse in Phasenraumzellen zur Bestimmung vorläufiger Wirkungsquerschnitte eingeordnet.

Die Auswertung der Daten wird in den folgenden Abschnitten beschrieben.

4.12.1 Dreifachkoinzidenz TAPS-Pion Detektor-TOF

Nach der Bestimmung der Teilchenart (siehe Abs. 4.7), verlangt man den Nachweis eines Photons im TAPS, eines geladenen Teilchens in der Vieldrahtkammer und eines ungeladenen Teilchens im Flugzeit-Detektor. Abb. 4.28 zeigt die Dreifachkoinzidenz der Detektoren.

Unsere Ereignisse liegen in einem Streifen zwischen -25 ns und -130 ns auf der x-Achse (Zeitdifferenz der Signale im Photonenspektrometer und im TOF-Detektor) und im Intervall [-6 ns, 6 ns] auf der y-Achse (Zeitdifferenz zwischen TAPS und Pionen-Detektor). Der Peak bei $-5 \text{ ns} < T_\gamma - T_n < -20 \text{ ns}$ entspricht den Nachweis von Photonen im TOF (siehe Abb. 4.11), während der flache Untergrund aus der Taggermultiplizität stammt.

In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Zeitspektren untersucht und die entsprechenden Bedingungen zur Erkennung unserer Reaktion beschrieben.

4.12.2 Zeitliche Untersuchung TAPS-Tagger

Die Untersuchung der Korrelation zwischen den auslaufenden Photonen und den Elektronen im Tagger erfolgt genauso wie im Fall der π^0 -Photoproduktion. Man beobach-

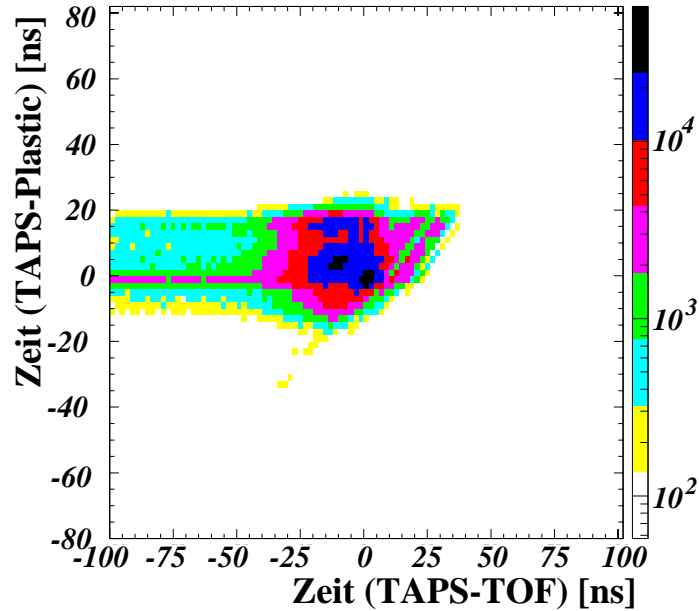


Abbildung 4.28: Dreifachkoinzidenz zwischen TAPS, Pionen-Detektor und TOF.

tet das Spektrum der Zeitdifferenzen zwischen TAPS und Tagger und erkennt einen Koinzidenzpeak (in der Nullage) auf einem flachen Untergrund von zufälligen Ereignissen (siehe Abb. 4.8).

Etwa 5 ns vor dem hohen Peak der zeitlich korrelierten Teilchen liegt ein zweiter Peak: Dieser wird von Photonen erzeugt, die direkt vom Kollimator in das TAPS-Spektrometer gelangen (nach einer Streuung an den Kollimatorwänden oder im Rohr zwischen dem Kollimator und der Streukammer), ohne eine Wechselwirkung im Target zu haben. Die Zeitdifferenz zwischen den 2 Peaks entspricht der Differenz der Flugwege Kollimator–TAPS und Kollimator–Target–TAPS.

In der in Abb. 4.29 gezeigten Verteilung ist der Peak der *direkten* Photonen bereits unterdrückt, indem man keinen der Kristalle der ersten Säule im TAPS-Block A als möglichen Zentraldetektor eines Clusters akzeptiert.

Wie im Fall der Reaktion $\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p$ setzt man einen Schnitt $[-2.5 \text{ ns}; 2.5 \text{ ns}]$ auf die TAPS–Tagger Zeitdifferenz, um korrelierte Ereignisse vom Untergrund zu trennen. Parallel führt man eine ähnliche Analyse auf die Zeitfenster $[-36.5 \text{ ns}; -11.5 \text{ ns}]$ und $[11.5 \text{ ns}; 36.5 \text{ ns}]$ aus, um den Beitrag der unkorrelierten Ereignisse zu unserer Auswertung zu bestimmen. Die Anzahl der nachgewiesenen unkorrelierten Ereignisse wird auf die unterschiedlichen Breiten der Zeitfenster normiert und am Ende der Analyse abgezogen.

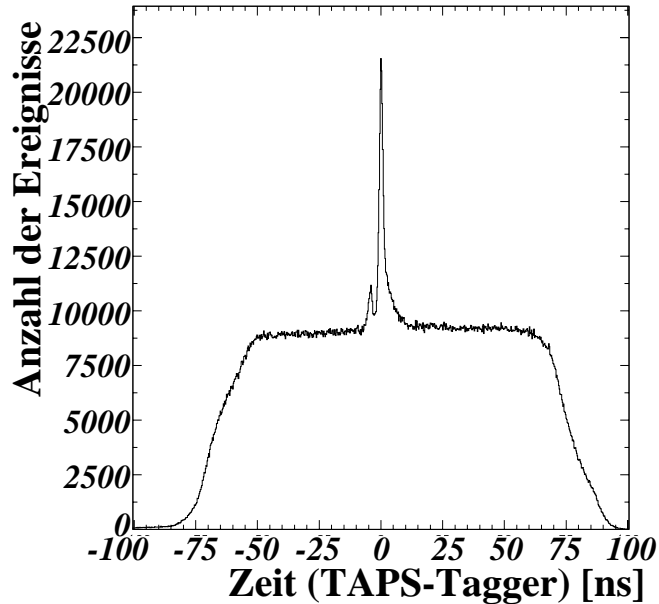


Abbildung 4.29: Spektrum der Zeitdifferenzen zwischen TAPS und Tagger aus den Daten zur Messung der Polarisierbarkeit des Pions (Dreifachkoinzidenz im Trigger gefordert). In Abb. 4.18 wurde eine Koinzidenz zwischen den zwei Photonen verlangt; hier wird diese Bedingung nicht eingesetzt. Aus diesem Grund sieht man einen Untergrundspike aus Photonen, die von Kollimator direkt in das TAPS-Spektrometer fliegen ohne Streuung im Target.

4.12.3 Zeitliche Untersuchung der Koinzidenz TAPS-Pion Detektor

Im Abs. 3.3 ist der Pretrigger des Experiments beschrieben. Das Signal aus dem TAPS-LED öffnet ein Zeitfenster, tritt ein Signal aus dem Pion-System innerhalb dieses Gates auf, so wird ein Trigger ausgelöst. Wenn man daher die Zeitdifferenz zwischen dem Pretrigger und den einzelnen Signalen des Piondetektors betrachtet, findet man einen Peak um Null (siehe Abb. 4.30).

Man beobachtet in Abb. 4.30 einen zweiten Peak, der 16.5 ns nach dem ersten liegt. Bei der Messung der Zeitdifferenz zwischen TAPS-LED und Szintillator startet das LED-Signal den TDC, der von der Koinzidenz des LEDs mit dem Pion-Szintillator gestoppt wird.

Wenn aber ein zufälliges Teilchen im Szintillator nachgewiesen wird, wird auch das Gate der Koinzidenz geöffnet. Wenn auch ein Photon im TAPS während dieses Zeitintervalls nachgewiesen wird, kommt man im TDC zu einem Selbststop, d.h. das selbe LED-Signal startet und stoppt gleichzeitig den TDC. Die Zeitmessung solcher Ereignisse zeigt deshalb die Verzögerung (~ 16 ns), die in die Szintillatorsausleselektronik eingebaut wurde.

Man sieht diesen Effekt deutlich, wenn man das Spektrum der Zeitdifferenzen für die Szintillatorsstreifen [1–6;11–16] und [7–10] getrennt untersucht. Da zentrale Streifen

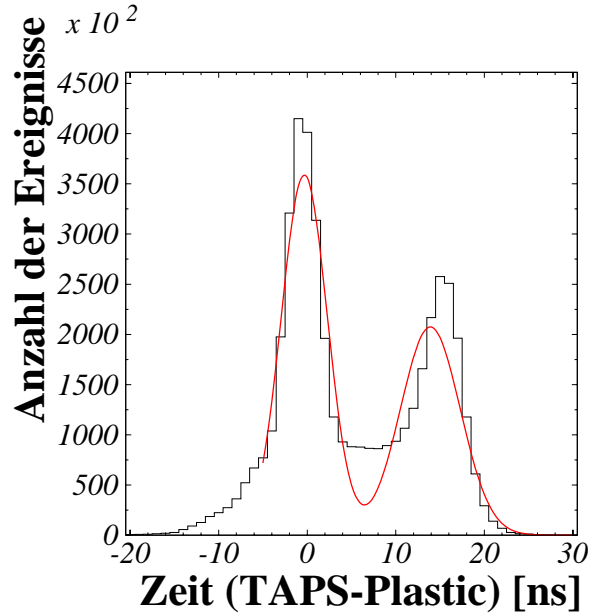


Abbildung 4.30: Spektrum der Zeitdifferenzen zwischen dem Pretriggersignal und den Szintillatoren des Piondetektors.

näher an der Strahlachse liegen, sollte die Zahl zufälliger Teilchen größer sein, was man in Abb. 4.31 tatsächlich beobachtet. Mit Hilfe eines Schnittes bei 7 ns ist es möglich, solche zufälligen Ereignisse zu unterdrücken.

4.12.4 Untersuchung der Phasenraumbedingungen unseres Kanals

Durch die Verwendung dieses Detektor-Aufbaus kann man die gesamte Kinematik unserer Reaktion bestimmen. Man mißt:

- **im einlaufenden Kanal:**

- Tagger: \vec{p}_γ ;
- In Ruhe: \vec{p}_p ;

- **im auslaufenden Kanal:**

- TAPS : $\vec{p}_{\gamma'}$;
- TOF : \vec{p}_n ;
- MWPC : $\theta_{\pi^+}, \phi_{\pi^+}$.

Mit Hilfe dieser gemessenen Größen und mittels der Erhaltungssätze kann man die Masse des in der MWPC nachgewiesenen Teilchens berechnen:

$$E_{\pi^+} = E_\gamma + m_p - E_n - E_{\gamma'}$$

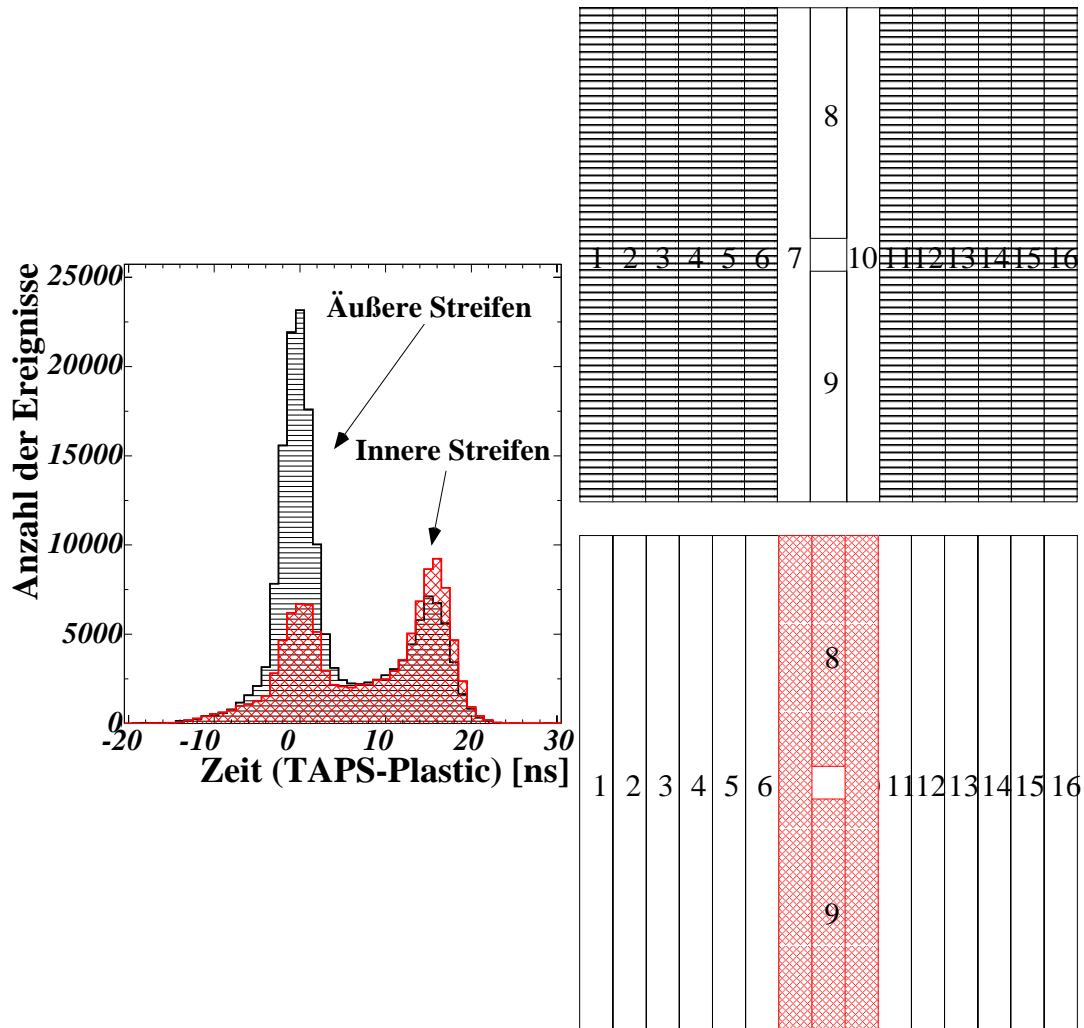


Abbildung 4.31: Spektrum der Zeitdifferenzen zwischen dem Pretriggersignal und dem Nachweis des Pions im Szintillator für äußere (Abbildung rechts oben) und innere (Abbildung rechts unten) Streifen des Pionsszintillators.

$$p_{\pi^+} = \frac{(E_\gamma - p_n \cdot \cos\theta_{n\gamma} - E_{\gamma'} \cdot \cos\theta_{\gamma\gamma'})}{\cos\theta_{\pi^+\gamma}}$$

$$m_{\pi^+} = \sqrt{E_{\pi^+}^2 - p_{\pi^+}^2}. \quad (4.44)$$

Teilchen aus der Reaktion $\gamma + p \rightarrow \gamma' + \pi^+ + n$ liefern eine Massverteilung um 139.89 MeV. Wegen des starken Untergrunds findet man aber einen breiten Peak um 307.6 MeV (siehe Abb. 4.32, links).

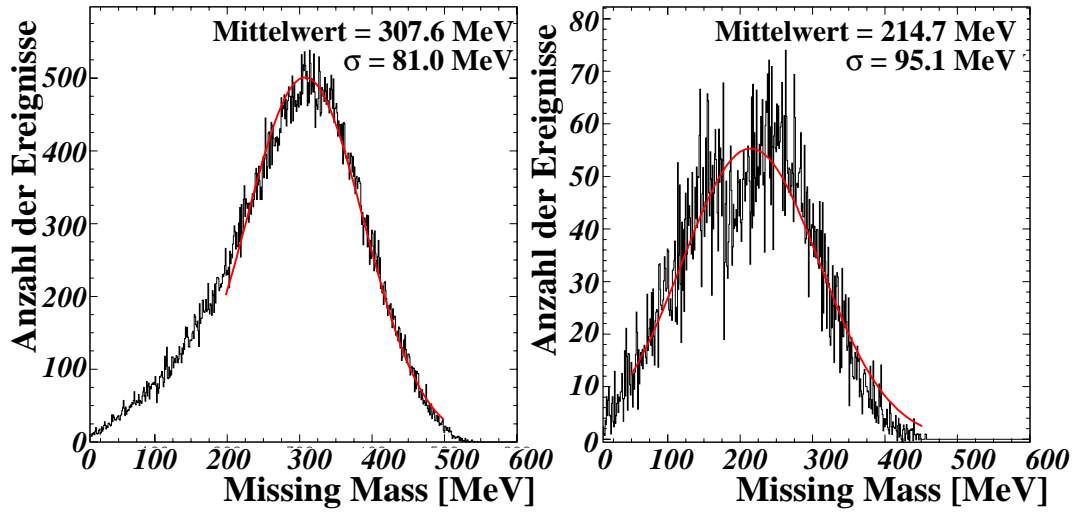


Abbildung 4.32: Verteilung der π^+ fehlenden Masse im Kanal $\gamma + p \rightarrow \gamma' + \pi^+ + n$ vor (links) und nach Phasenraumschnitten (rechts).

Der erste Schritt zur Unterdrückung des Untergrunds erfolgt, indem man Phasenraumbedingungen der Reaktion ausnutzt, um die höchste Empfindlichkeit für die Polarisierbarkeit zu gewinnen. Der Beitrag der Polarisierbarkeit des Pions zum differentiellen Wirkungsquerschnitt wurde im Abs. 2.2.5 diskutiert (vergleiche Abb. 2.6).

Mit Hilfe theoretischer Rechnungen wählt man

$$\begin{aligned} -6. &\leq t \leq -0.4 \\ 4. &\leq s_1 \leq 9. \\ 50 \text{ MeV} &\leq E_{\pi^+}^{\text{kin}} \leq 550 \text{ MeV} \\ \cos\theta_{\gamma\gamma'}^{\text{cm}} &\leq -0.766 \quad (\theta_{\gamma\gamma'}^{\text{cm}} \geq 140^\circ). \end{aligned} \quad (4.45)$$

Hier sind die Mandelstam-Variablen in μ^2 (Quadrat der Pionmasse) Einheiten gegeben.

Als Effekt der Begrenzung des Phasenraums folgt eine Verschiebung des Peaks der fehlenden Masse (siehe Abb. 4.32, rechtes Bild) zu 214.7 MeV. In dieser Verteilung

beobachtet man, daß sich ein Peak um etwa 150 MeV, d.h. im Bereich der π^+ -Masse, andeutet. Der Beitrag von Untergrundreaktionen zum Spektrum besteht nach diesen Schnitten fast ausschließlich aus dem Doppelpionsphotoproduktionsprozeß

$$\gamma + p \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + n \rightarrow \gamma' + \gamma'' + \pi^+ + n, \quad (4.46)$$

dessen Phasenraum ähnlich dem Phasenraum der Compton-Streuung am Pion ist (nun ist für die Doppelpionphotoproduktion $0^\circ \leq \theta_{\gamma\pi^0}^{cm} \leq 180^\circ$). Die Lage des Peaks ist daher leicht zu verstehen: Sie entspricht dem Beitrag der Masse des geladenen Pions zuzüglich dem Beitrag der Energie eines der Zerfallsphotonen, das nicht nachgewiesen wird.

4.12.5 Einführung der Simulation zum Einsatz weiterer kinematischer Schnitte

In unserem Prozeß hat man insgesamt 20 Freiheitsgrade (4 aus dem Viererimpuls jedes Teilchen, d.h. 8 im einlaufenden Kanal und 12 im auslaufenden). In diesem Experiment bestimmt man die Viererimpulse von 4 Teilchen und die Richtung des Pions (2 Winkel); man hat zusätzlich 4 Erhaltungsgleichungen zur Verfügung. Die Kinematik des Experiments ist daher überbestimmt: Unter der Annahme, daß das im MWPC nachgewiesene Teilchen ein Pion sei, messen wir drei Variable mehr als nötig wäre, um die ganze Kinematik der Reaktion festzulegen. Diese dreifache Überbestimmung ermöglicht, jeweils drei Größen durch 2 unterschiedliche Variablen-Sets zu bestimmen. Man wählt die 3 Mandelstam-Variablen t , s_1 und t_1 und berechnet für jede t t' , s_1 s_1' , t_1 t_1' :

$$t = \frac{(M_n - M_p)^2 - 2M_p \cdot E_n^{kin}}{M_{\pi^+}^2} \quad (4.47)$$

$$t' = \frac{(M_n - M_p)^2 - 2M_p \cdot (E_\gamma + M_p - E_\gamma - E_{\pi^+} - M_n)}{M_{\pi^+}^2}; \quad (4.48)$$

$$s_1 = \frac{(M_n - M_p)^2 + 2M_p \cdot (E_\gamma - E_n^{kin}) - 2 \cdot E_\gamma \cdot (E_n - p_n \cdot \cos\theta_{\gamma n})}{M_{\pi^+}^2} \quad (4.49)$$

$$s_1' = \frac{M_{\pi^+}^2 + 2 \cdot E_\gamma \cdot (E_{\pi^+} - p_{\pi^+} \cdot \cos\theta_{\gamma\pi^+})}{M_{\pi^+}^2}; \quad (4.50)$$

$$t_1 = \frac{-2 \cdot E_\gamma \cdot E_\gamma \cdot (1 - \cos\theta_{\gamma\gamma})}{M_{\pi^+}^2} \quad (4.51)$$

$$t_1' = \frac{2 \cdot E_\gamma (E_n - p_n \cdot \cos\theta_{\gamma n} - E_{\pi^+} - p_{\pi^+} \cdot \cos\theta_{\gamma\pi^+} - M_p)}{M_{\pi^+}^2}. \quad (4.52)$$

$$(4.53)$$

Für unsere Reaktion und im Fall einer idealen Auflösung der Detektoren gelten die folgenden Gleichungen:

$$|t - t'| = 0 \quad (4.54)$$

$$|s_1 - s_1'| = 0 \quad (4.55)$$

$$|t_1 - t_1'| = 0, \quad (4.56)$$

d.h. die Bedingungen 4.54, 4.55 und 4.56 identifizieren eindeutig unseren Kanal.

Nach den Forderungen einer Dreifachkoinzidenz zwischen den Detektoren und dem Einsatz der Phasenraumbedingungen trägt man $t - t'$, $s_1 - s_1'$ und $t_1 - t_1'$ in zweidimensionalen Histogrammen auf (siehe Abb. 4.33).

Man findet drei Peaks in den Lagen (0.;0.) der Kurven aber der untersuchte Kanal liegt immer noch auf einem hohen Untergrund aus dem Doppelpionphotoproduktionsprozeß.

Um diesen Untergrund zu beseitigen, nutzt man die Überbestimmung der Kinematik, indem man verlangt, daß die Differenzen $t - t'$, $s_1 - s_1'$ und $t_1 - t_1'$ möglichst klein seien. Um dieses "klein" in einen Wert zu übersetzen, muß man die effektive Auflösung unseres Aufbaus für die Variablen t , s_1 und t_1 bestimmen, was mit Hilfe einer Simulationsrechnung gemacht wird. Die Struktur der Simulation ist ähnlich zum Verfahren, das im Abs. 4.11.4 beschrieben wurde. Man untersucht die Verteilung von $|t - t'|$, $|s_1 - s_1'|$ und $|t_1 - t_1'|$, um die passenden Schnitte auf die Daten setzen zu können. Diese Rechnung gibt keine Vorhersagen zur Anzahl der im Experiment nachgewiesenen Ereignisse, sondern nur für die gesamte Auflösung und Effizienz.

Die Ergebnisse dieser Simulation sind in Abb. 4.34 dargestellt.

Die Simulationsrechnung deutet daher auf drei weitere wesentliche Schnitte zur Unterdrückung von Doppelpionereignissen:

$$|t - t'| \leq 0.5 \quad (4.57)$$

$$|s_1 - s_1'| \leq 0.5 \quad (4.58)$$

$$|t_1 - t_1'| \leq 0.7 \quad (4.59)$$

Vergleicht man die Werte in 4.57, 4.58 und 4.59, sieht man, daß außer für die Variable t , deren Bestimmung mit unserem Aufbau genauer erfolgt, die Werte in 4.58 und 4.59 etwa zwei Standard Abweichungen entsprechen. Mit dieser Wahl wird der Untergrund auf einige Prozent unterdrückt (siehe Abs. 5.2.3 im nächsten Kapitel).

In Abb. 4.35 sieht man die Verteilung zu jeder Mandelstam Variablen nach Einsatz der obengenannten Schnitte auf die anderen zwei.

4.12.6 Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts

Nach dem Auffinden der $\gamma + p \rightarrow \gamma' + \pi^+ + n$ -Ereignisse kann man den differentiellen Wirkungsquerschnitt (Wirkungsquerschnitt pro Phasenraumzelle) der Reaktion

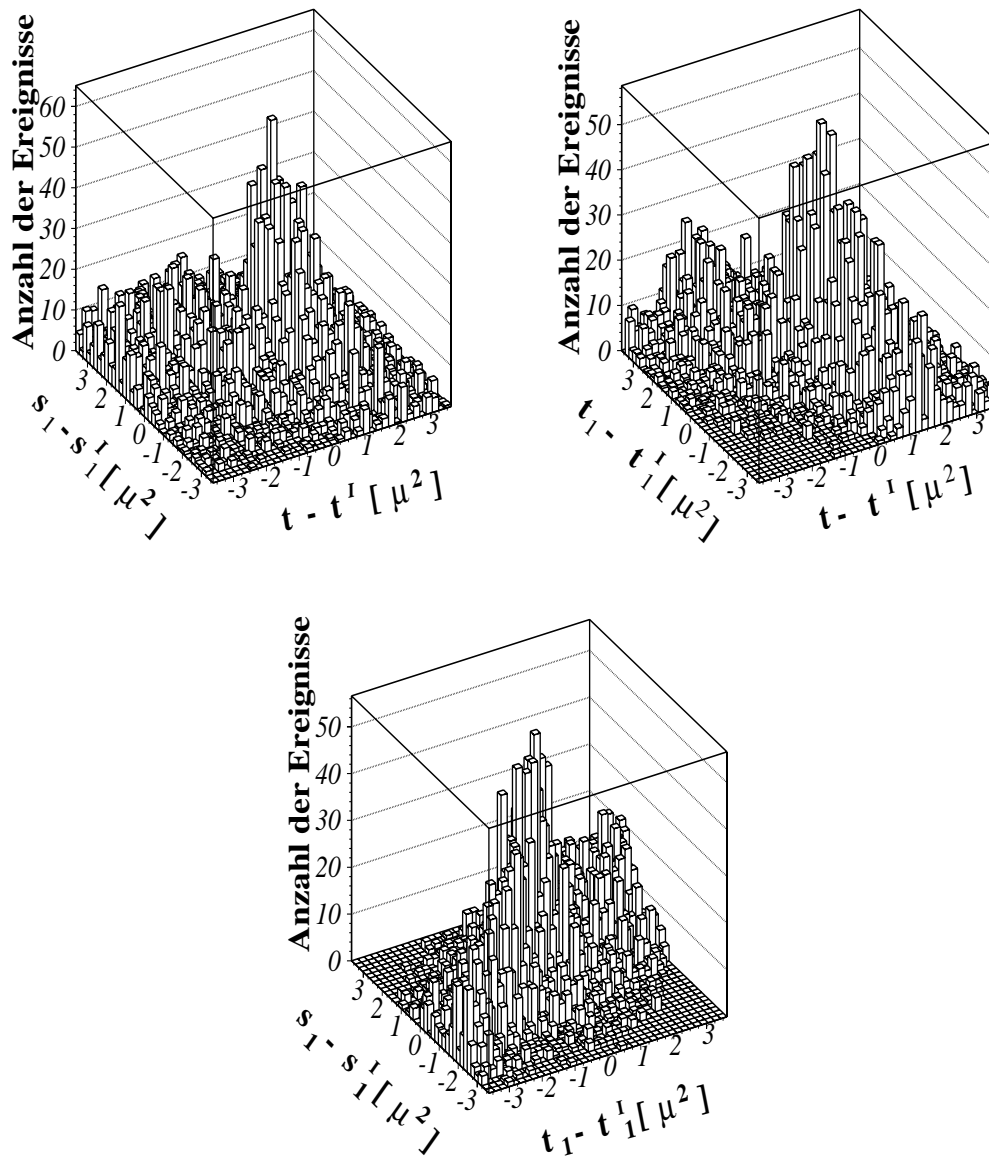


Abbildung 4.33: Verteilung von $t - t'$ vs $s_1 - s_1'$ (links), $t - t'$ vs $t_1 - t_1'$ (mitte) und $s_1 - s_1'$ vs $t_1 - t_1'$ (rechts) nach den Forderungen der Dreifachkoinzidenz und Phasenraumbedingungen.

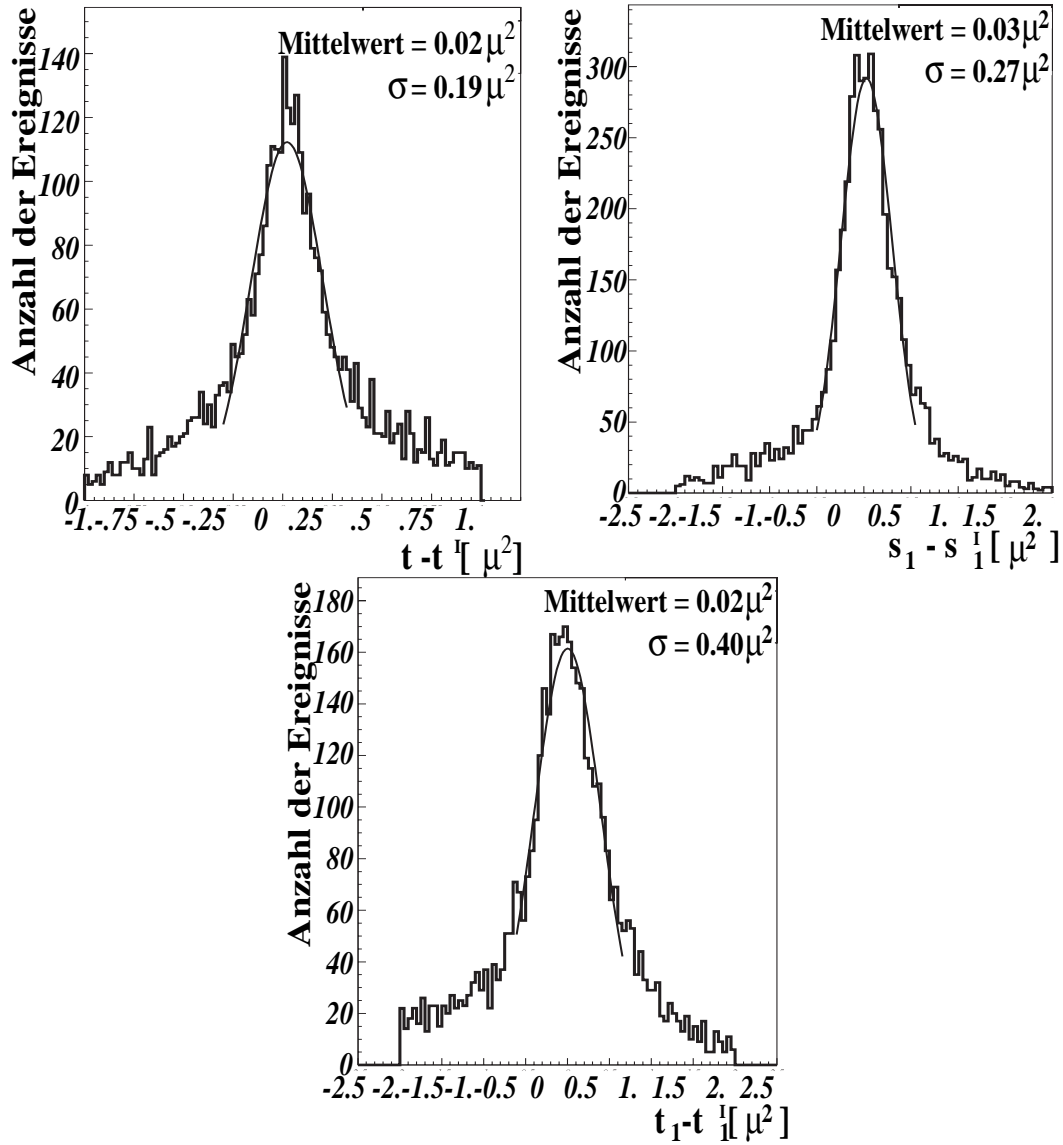


Abbildung 4.34: Verteilung von $|t - t'|$ (links), $|s_1 - s_1'|$ (rechts) und $|t_1 - t_1'|$ (unten) aus einer Simulation. Die Standard Abweichungen der Gauss-Fits sind gegeben.

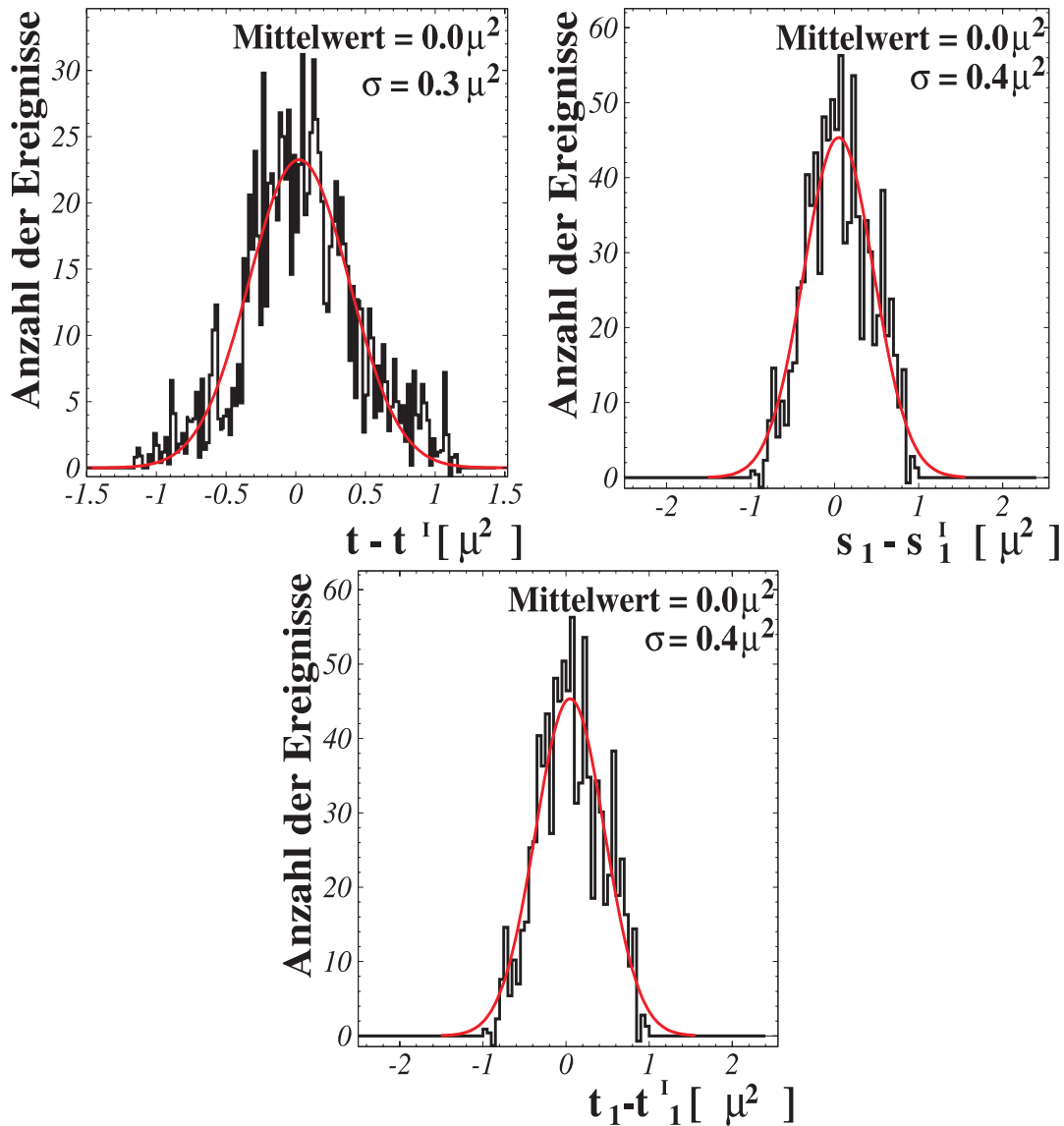


Abbildung 4.35: $|t - t'|$ -Verteilung nach den Schnitten auf $|s_1 - s_1'|$ und $|t_1 - t_1'|$ (links), $|s_1 - s_1'|$ -Verteilung nach den Schnitten auf $|t - t'|$ und $|t_1 - t_1'|$ (rechts) und $|t_1 - t_1'|$ -Verteilung nach den Schnitten auf $|t - t'|$ und $|t_1 - t_1'|$ (unten). Die Standard Abweichungen der Gauß-Fits sind angegeben.

berechnen. Die Bestimmung erfolgt nach der Formel:

$$\frac{d\sigma}{dE_\gamma dt ds_1} = \frac{N_{\text{Ereignisse}}}{n_\gamma \cdot N_p \cdot \Delta E_\gamma \text{Zelle}(\Delta t \cdot \Delta s_1) \cdot \epsilon(E_\gamma, s_1, t)}. \quad (4.60)$$

Hier sind N_p bzw. $\epsilon(E_\gamma, s_1)$ die Anzahl der Protonen im Target und die Effizienz des Aufbaus für die Phasenraumzelle $\Delta E_\gamma \cdot \Delta t \cdot \Delta s_1$. Diese Darstellung des Wirkungsquerschnitts wurde schon im Abs. 2.2.5.5 vorgestellt: Die Verbindung zwischen dem Wirkungsquerschnitt der strahlungsbegleiteten Pion-Photoproduktion und den Polarisierbarkeiten des Pions erfolgt mit Hilfe einer Funktion (F) der Mandelstam Variablen (siehe Abs. 2.2.5, und Gl. 2.47 und 2.48). Die Extrapolation für $\lim_{t \rightarrow \mu^2} F(t, s, s_1, t_1, s_2)$ ergibt dann die Werte der Polarisierbarkeiten. Diese Funktion wird in s und s_1 Bins extrapoliert. Aus diesem Grund ist es günstiger, den Wirkungsquerschnitt als Funktion der Phasenraumzelle (Gl. 4.60) statt in der gewöhnlichen Form als Funktion des Raumwinkels auszudrücken.

4.12.6.1 Bestimmung des Photonенflusses

Die Notwendigkeit der Kenntnis des Photonенflusses im Target wurde im Abs. 4.11.1 beschrieben. Mit Hilfe der Formel 4.34 und der experimentellen Bestimmung von $\epsilon_{\text{tag}}^{\text{Kanal}}$ kann man N_γ^{Kanal} berechnen, deren Integration über die Anzahl der Kanäle den Wert $N_\gamma(\Delta E)$ ergibt. Die Bestimmung der Markierungseffizienz erfolgt (wie im Abs. 4.11.1 beschrieben wurde) durch eine gesonderte Messung, es werden etwa 57% gefunden.

4.12.6.2 Bestimmung der Anzahl der Streuzentren im Target

Das Verfahren zur Bestimmung der Anzahl der Protonen im Target wurde im Abs. 4.11.2 beschrieben. Da die physikalischen (Temperatur, Druck des Wasserstoffs) und geometrischen (Länge, Durchmesser, Material) Eigenschaften des Targets nicht geändert wurden, gilt der gleiche Wert von

$$N_p = 4.56 \pm 0.15 \times 10^{23} \cdot \text{cm}^{-2}. \quad (4.61)$$

4.12.6.3 Bestimmung der Dimensionen der Phasenraumzelle

Zur Normierung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dE_\gamma dt ds_1$ braucht man die Dimensionen der Phasenraumzellen ΔE_γ , Δt und Δs_1 . Sie werden mit Hilfe der kinematischen Bedingungen der Reaktion berechnet, wobei ihre Bestimmung auf Grund der Dreikörperkinematik nicht einfach ist.

Man unterteilt den Phasenraum in Zellen, die abhängig von der für jede Variable ausgewählten Anzahl der Bins sind. Die Bin-Anzahl wird so gewählt, daß man sinnvolle

Variable	minimaler Wert	maximaler Wert	Anzahl der Bins
E_γ (MeV)	520.4	792.1	3
t (μ^2)	-6.0	zu berechnen	3
s_1 (μ^2)	4.0	9.0	2

Tabelle 4.2: Intervalle und Anzahl der Bin-Unterteilung für E_γ , t und s_1 .

Statistik (Anzahl der Ereignisse pro Zelle) erreichen kann. Die Intervalle und Anzahl der Bins sind für jede Variable in Tabelle 4.2 gegeben.

Der maximale Wert von t drückt die Grenze der zugänglichen Kinematik (t entspricht dem Quadrat des dem Pion übergebenen Impulses) aus und muß für jedes Intervall von s_1 und E_γ berechnet werden. Insgesamt bekommt man 18 Zellen, deren Grenze und Dimensionen im Anhang G angegeben sind.

Mittels der Simulation berechnet man die Effizienz und Akzeptanz des experimentellen Aufbaus für jede Zelle. Dieser Wert ist extrem wichtig für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion. Um die Simulation zu überprüfen, vergleicht man die Spektren aus der Simulation für jeden Detektor mit den Daten.

Im Fall des Photonspektrometers benutzt man als Kontrollspektren: Die Cluster-Multiplizität, die Rekonstruktion und Auflösung der π^0 invarianten Masse und die Verteilung der Zeitentwicklung eines Clusters. Man findet sehr gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation, was unser Vertrauen in die Rechnung bestätigt.

Für den TOF-Detektor muß man eine zusätzliche Routine einführen (siehe Abs. 4.11.4.3), um die Ergebnisse der Literatur zu reproduzieren. Eine ähnliche Routine berechnet das im Szintillator erzeugte Licht.

Man simuliert ebenso die Spurrekonstruktion in der Vieldrahtkammer. In diesem Fall wurde die Effizienz jeder Ebene mit Hilfe einer Quelle genau vermessen. Da die Auflösung direkt aus dem Drahtabstand in jeder Ebene folgt, ist die Rechnung der Geometrie und Akzeptanz des Detektors relativ einfach.

Die Effizienz $\epsilon(E_\gamma, s_1, t)$ für jede Zelle ist im Anhang G gegeben.

Die Analyse berechnet die Anzahl der rekonstruierten Ereignisse für jede Zelle. Mit Hilfe der Gleichung 4.60 bestimmt man den Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma + p \rightarrow \gamma' + \pi^+ + n$. Die Ergebnisse sind im nächsten Abschnitt zusammengefaßt.

5. Ergebnisse

*L. Catilina, nobili genere natus, fuit magna vi
et animi et corporis, sed ingenio malo pravoque.*

“De coniuratione Catilinae”, Sallustio

5.1 Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion des neutralen Pions

Mit Hilfe der Gleichungen 4.33 und 4.43 und mittels der Normierungsfaktoren N_P und $N_\gamma(\Delta E_\gamma)$ ist es möglich, den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion des neutralen Pions zu bestimmen.

Wegen der geringen Statistik (der Reaktion $\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p$ wurden nur etwa 20 Stunden gewidmet) werden unsere Ereignisse in breite Energieintervalle (50 MeV) zusammengefaßt, was eine sinnvolle Ereignissenanzahl pro Intervall ermöglicht. Da man das Proton mit Hilfe der Vieldrahtkammer (d.h. in Vorwärtsrichtung) nachweist, und wegen der Impulserhaltung, muß das neutrale Pion unter extremen Rückswärtswinkeln detektiert werden. Deswegen liegen alle Ergebnisse bei Winkeln $\theta_{\gamma\pi^0}$ zwischen 145° und 170° . Die gefundenen Ergebnisse sind in Tabelle 5.1 zusammengestellt.

5.1.1 Fehlerrechnung

Statistische und systematische Fehler tragen zum Gesamtfehler bei. Da die dieser Testmessung gewidmete Strahlzeit sehr gering (nur etwa 20 Strahlstunden) war, ist der

Energie der Photonen	$\theta_{\gamma\pi^0} = 150^\circ$ $d\sigma/d\Omega$ ($\mu\text{b}/\text{sr}$)	$\theta_{\gamma\pi^0} = 160^\circ$ $d\sigma/d\Omega$ ($\mu\text{b}/\text{sr}$)
$525 \text{ MeV} \leq E_\gamma < 575 \text{ MeV}$	$1.28 \pm 0.18 \pm 0.05$	$0.80 \pm 0.21 \pm 0.03$
$575 \text{ MeV} \leq E_\gamma < 625 \text{ MeV}$	$1.36 \pm 0.18 \pm 0.05$	$0.74 \pm 0.17 \pm 0.03$
$625 \text{ MeV} \leq E_\gamma < 675 \text{ MeV}$	$1.14 \pm 0.13 \pm 0.05$	$1.01 \pm 0.14 \pm 0.04$
$675 \text{ MeV} \leq E_\gamma < 725 \text{ MeV}$	$1.46 \pm 0.14 \pm 0.06$	$1.06 \pm 0.12 \pm 0.04$
$725 \text{ MeV} \leq E_\gamma < 775 \text{ MeV}$	$2.53 \pm 0.17 \pm 0.10$	$2.00 \pm 0.15 \pm 0.08$

Tabelle 5.1: Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p$.

statistische Beitrag dominant. Für die Fehlerfortpflanzung gelten hier die Regeln der Poissonstatistik.

Verschiedene Ursachen tragen zum systematischen Fehler bei:

- **systematischer Fehler aus dem Analyseverfahren:** Dieser Fehler entsteht durch die zeitlichen und kinematischen Schnitte. Er kann abgeschätzt werden, indem man die Schnittbedingungen variiert und den Einfluß auf das Endergebnis beobachtet. In dieser Messung war die Kinematik deutlich überbestimmt und es war deshalb möglich, die geforderten Bedingungen gegeneinander zu überprüfen. Das führte zu einer geringen Abhängigkeit des Resultats (Wirkungsquerschnitts) von kleinen Variationen der Schnitte und zu einem entsprechenden kleinen Fehler ($< 1\%$);
- **systematischer Fehler aus der Bestimmung der Anzahl der Targetkerne:** Dieser Fehler enthält einen Beitrag aus der Bestimmung der Dichte des flüssigen Wasserstoffs ($\sim 1.5\%$, Bläschenbildung in der Zelle) und einen Beitrag aus der Ungenauigkeit in der Bestimmung der Länge der Targetzelle ($\sim 1\%$). Aus diesen zwei Komponenten berechnet man als wahrscheinlichen Fehler

$$\frac{\Delta N_T}{N_T} \approx 1.8\% \quad (5.1)$$

- **systematischer Fehler aus der Bestimmung des Photonenflusses:** Dieser Fehler wird von dem Fehler in der Eichung des P2-Detektors (Tagging Efficiency Messung) dominiert. Man findet

$$\frac{\Delta N_\gamma^i}{N_\gamma^i} \approx 2.0\% \quad (5.2)$$

- **systematischer Fehler in der Bestimmung des effektiven Raumwinkels:** Der effektive Raumwinkel wird mit Hilfe einer Simulation bestimmt. Der Fehler aus dieser Rechnung enthält einen Beitrag aus den simulierten Wirkungsquerschnitten und einen Beitrag aus der Vermessung der Geometrie des Aufbaus. Der gesamte systematische Fehler für den effektiven Raumwinkel wird zu

$$\frac{\Delta \theta_{eff}}{\theta_{eff}} \approx 3.0\% \quad (5.3)$$

geschätzt.

Addiert man die systematischen Fehler quadratisch, so ergibt sich für den wahrscheinlichen, gesamten systematischen Fehler ein Wert von $\sim 4\%$.

5.1.2 Differentielle Wirkungsquerschnitte

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die π^0 -Photoproduktion sind mit den entsprechenden Fehlern (nur statistischen Fehlern, die den größten Beitrag liefern) in

Abb. 5.1 dargestellt, wo die Werte dieser Messung, mit denen der theoretischen Rechnung von S. Kamalov [Kam 01] verglichen sind. Die Übereinstimmung ist gut, was die Richtigkeit unseres Kalibrations- und Auswerteverfahrens anzeigt. Da es kein vorheriges Experiment in dem kinematischen Bereich $150^\circ \leq \theta_{\gamma\pi^0} \leq 170^\circ$ gibt, ist dort kein direkter Vergleich mit anderen Daten möglich.

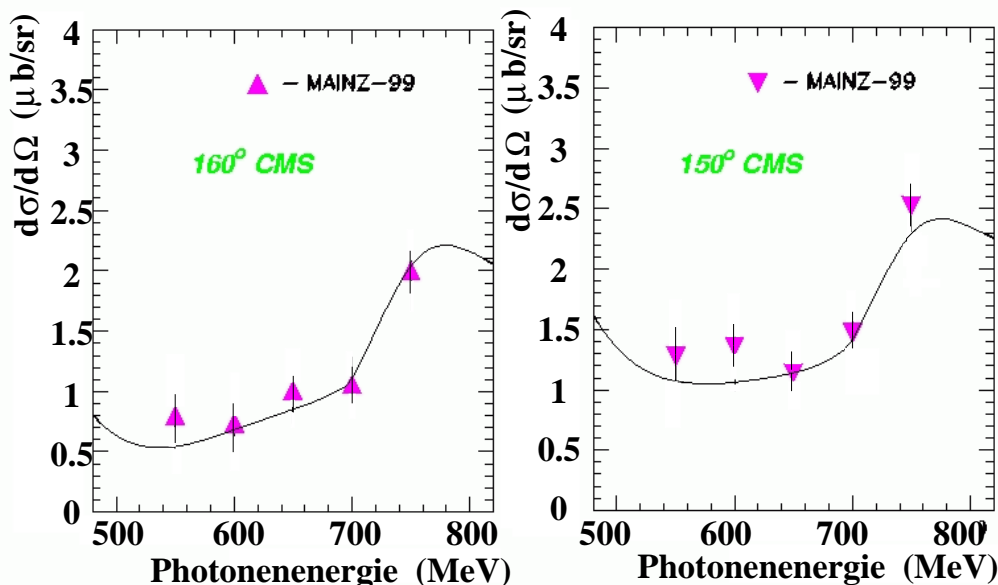


Abbildung 5.1: Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p$. Die theoretische Kurve wurde von S. Kamalov mit Hilfe des Pakets MAID berechnet.

In Abb 5.2 sind unsere Daten und Daten aus angrenzenden Kinematiken verglichen. Man beobachtet, daß unsere Messwerte in die Lücke zwischen den Messungen von Althoff [Alt 79], Dougan [Dou 75] und [Dou 76], und Yoshioka [Yos 77] passen. Man sieht darüberhinaus, daß unser Aufbau auf einen kinematischen Bereich empfindlich ist, in dem Daten fehlen. Deshalb wird vorgeschlagen im endgültigen Experiment speziell auch Daten für die Photoproduktion des neutralen Pions aufzunehmen (siehe Abschnitt 6.2).

5.2 Die strahlungsbegleitete π^+ -Produktion am Proton

Nach dem Einsatz der kinematischen Schritte entsprechend der Simulationsrechnung (siehe Abschnitt 4.12.5) liegt der Peak des *missing mass* Spektrums um die 138 MeV, mit einer Breite von 19 MeV (siehe Abb. 5.3 (links)). Im nächsten Abschnitt verglei-

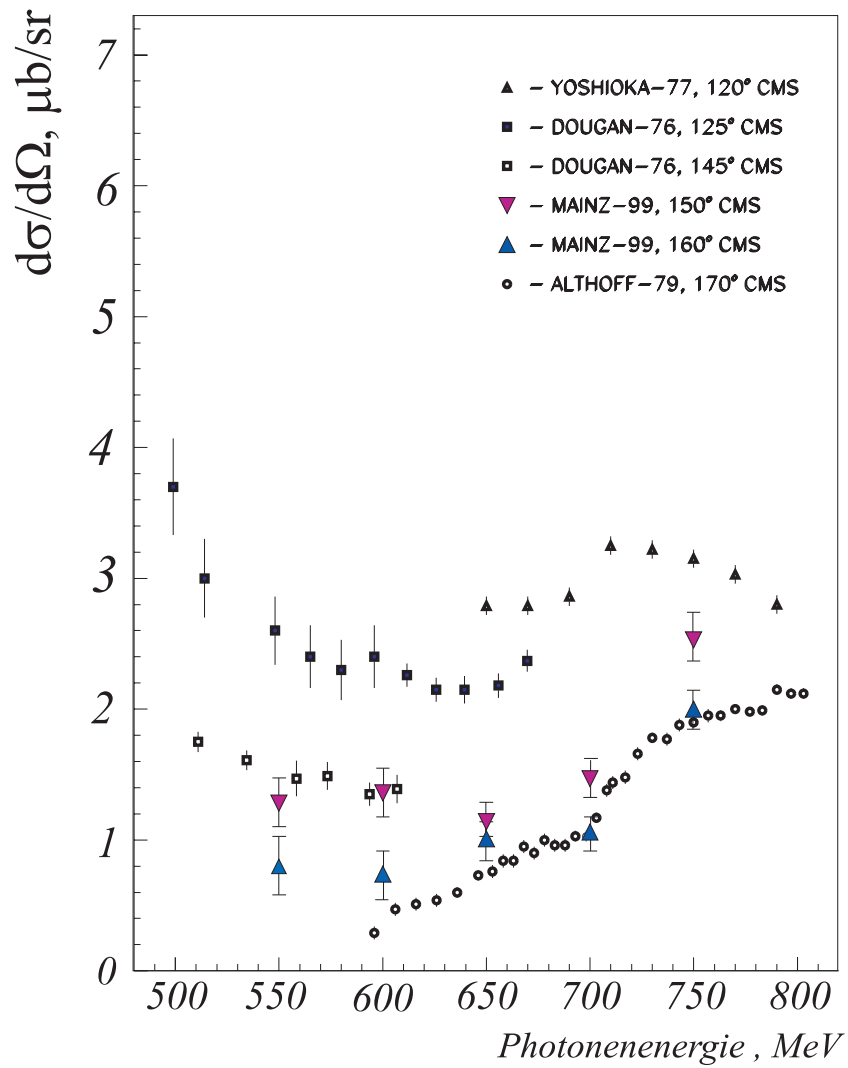


Abbildung 5.2: Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p$ im Vergleich mit Werten, die in früheren Experimenten (1976-1979) gemessen wurden.

chen wir dieses Ergebnis mit dem Spektrum aus der Simulation zur Überprüfung der Gültigkeit unserer Analyse.

5.2.1 Vergleich der Simulationsergebnisse mit den Meßdaten

Mit der Wahl der kinematischen Schnitte, wie sie aus der Simulationsrechnung folgen, trennt man die Compton-Streuung am virtuellen Pion von dem Prozeß der Doppelpion-photoproduktion. Um unser Verfahren zu überprüfen, vergleicht man das Spektrum der fehlenden Masse des geladenen Pions aus den Meßdaten, mit dem Spektrum aus der Simulationsrechnung. Die zwei Spektren sind in Abb. 5.3 gezeigt.

Man beobachte auch den Vergleich der zwei Gaußkurve (Abb. 5.3, unten), der eine recht gute Übereinstimmung in der Lage des Maximum zeigt, wobei die Daten aus unserer Auswertung eine breitere Verteilung als die simulierten haben. Damit wird gezeigt, daß man die uns interessierenden Ereignisse von Untergrundprozessen bis auf einige Prozent (siehe Abschnitt 5.2.3) trennen kann. Dies war ein wesentliches Ziel dieses Test-Experiments.

Hiermit wurde ein effektives Auswerteverfahren zur Analyse der zu erwartenden Daten aus dem endgültigen Experiment vorbereitet.

5.2.2 Wirkungsquerschnitt der strahlungsbegleiteten π^+ -Produktion am Proton

Mit Hilfe der Gleichung 4.60 und mit der Anzahl der Streuzentren, des Photonflußes und der Effizienzen für die Phasenraumzellen, die im vorigen Kapitel bestimmt wurden, ist man in der Lage, die differentiellen Wirkungsquerschnitte der strahlungsbegleiteten π^+ -Produktion am Proton zu bestimmen.

Die Wirkungsquerschnitte liegen in der Ordnung von $O(nb/sr)$. Die während dieses Test-Experiments gesammelte Statistik ist gering (854 Ergebnisse in der gesamten Strahlzeit). Das verhindert eine feine Unterteilung der Phasenraumzellen. In Tabelle 5.2.2 sind die Ergebnisse mit den entsprechenden Fehlern für jede Phasenraumzelle zusammengefaßt. Die statistischen Fehler überwiegen immer die systematischen Fehler. Die Fehlerrechnung wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

Die Simulationsrechnung liefert eine sehr kleine Effizienz (siehe Anhang H) in den zwei Phasenraumzellen mit

$$\begin{aligned} 700 \text{ MeV} &\leq E_\gamma < 792 \text{ MeV} \\ 4. &\leq s_1 < 6.5(\mu^2) \\ 1.5 &< |t| \leq 6. (\mu^2). \end{aligned}$$

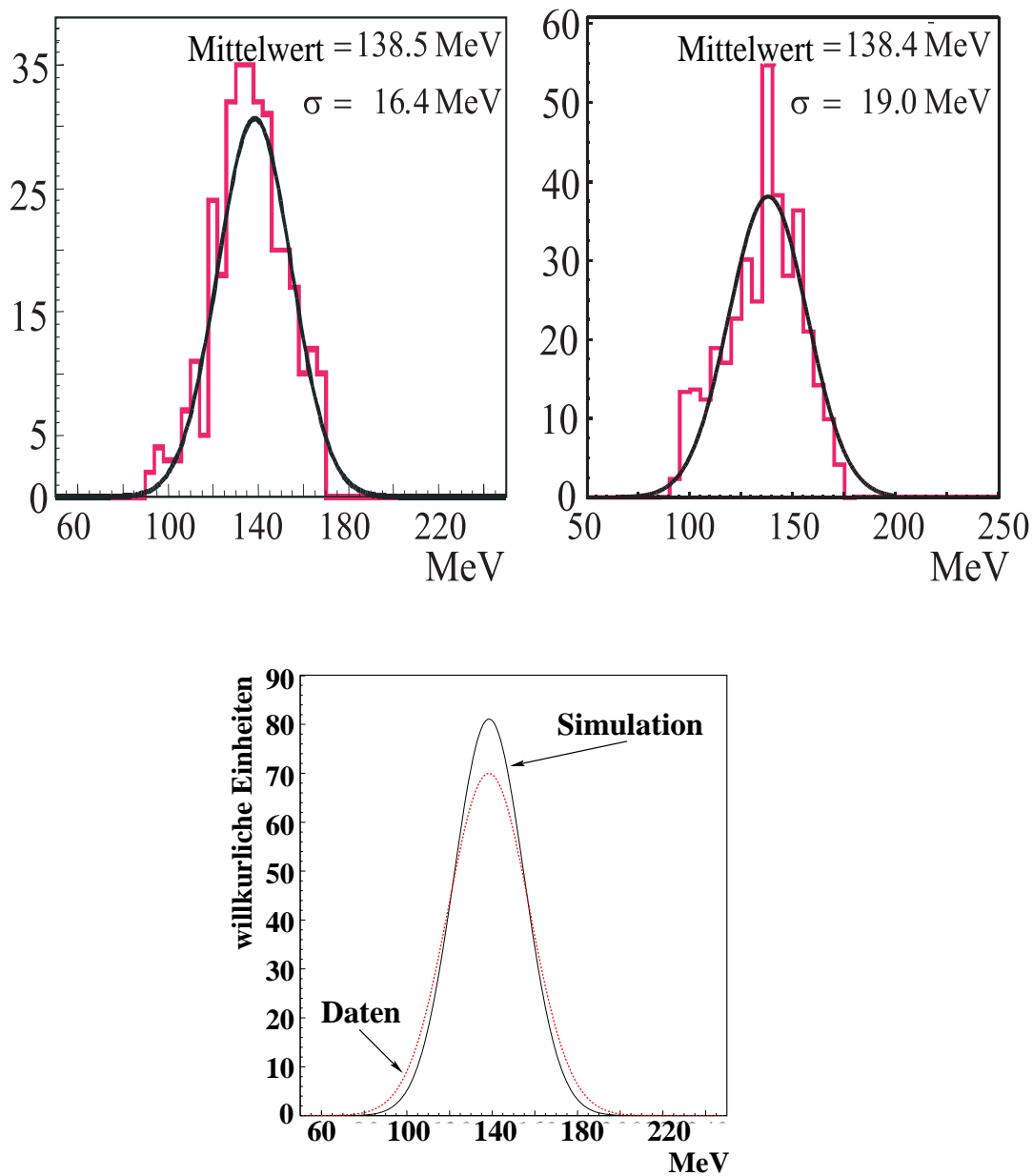


Abbildung 5.3: Rekonstruierte Masse des in der MWPC nachgewiesenen Teilchens aus den Meßdaten (links, oben) und aus der Simulationsrechnung (rechts, oben) und Vergleich der Gaußkurven (unten).

	$d\sigma/d\Omega$ (nb/sr)
$525 \text{ MeV} \leq E_\gamma < 610 \text{ MeV}$	$4. \leq s_1 < 6.5$
$ t \leq 1.5$ (μ^2)	1.43 ± 0.41 (stat.) ± 0.29 (syst.)
$1.5 < t \leq 3.5$ (μ^2)	0.52 ± 0.10 (stat.) ± 0.03 (syst.)
$3.5 < t \leq 6.0$ (μ^2)	0.25 ± 0.09 (stat.) ± 0.02 (syst.)
$610 \text{ MeV} \leq E_\gamma < 700 \text{ MeV}$	$4. \leq s_1 < 6.5$
$ t \leq 1.5$ (μ^2)	1.25 ± 0.19 (stat.) ± 0.08 (syst.)
$1.5 < t \leq 3.5$ (μ^2)	0.10 ± 0.07 (stat.) ± 0.01 (syst.)
$3.5 < t \leq 6.0$ (μ^2)	0.30 ± 0.15 (stat.) ± 0.20 (syst.)
$700 \text{ MeV} \leq E_\gamma < 792 \text{ MeV}$	$4. \leq s_1 < 6.5$
$ t \leq 1.5$ (μ^2)	0.57 ± 0.17 (stat.) ± 0.04 (syst.)
$1.5 < t \leq 3.5$ (μ^2)	0 ± 0.39 (1σ K.N.)
$3.5 < t \leq 6.0$ (μ^2)	0 ± 3.89 (1σ K.N.)
	$d\sigma/d\Omega$ (nb/sr)
$525 \text{ MeV} \leq E_\gamma < 610 \text{ MeV}$	$6.5 \leq s_1 \leq 9.$
$ t \leq 1.5$ (μ^2)	1.15 ± 0.67 (stat.) ± 0.07 (syst.)
$1.5 < t \leq 3.5$ (μ^2)	3.22 ± 0.30 (stat.) ± 0.21 (syst.)
$3.5 < t \leq 6.0$ (μ^2)	1.29 ± 0.19 (stat.) ± 0.08 (syst.)
$610 \text{ MeV} \leq E_\gamma < 700 \text{ MeV}$	$6.5 \leq s_1 \leq 9.$
$ t \leq 1.5$ (μ^2)	5.30 ± 0.62 (stat.) ± 0.34 (syst.)
$1.5 < t \leq 3.5$ (μ^2)	0.93 ± 0.11 (stat.) ± 0.06 (syst.)
$3.5 < t \leq 6.0$ (μ^2)	0.43 ± 0.08 (stat.) ± 0.03 (syst.)
$700 \text{ MeV} \leq E_\gamma < 792 \text{ MeV}$	$6.5 \leq s_1 \leq 9.$
$ t \leq 1.5$ (μ^2)	2.62 ± 0.31 (stat.) ± 0.02 (syst.)
$1.5 < t \leq 3.5$ (μ^2)	0.24 ± 0.05 (stat.) ± 0.02 (syst.)
$3.5 < t \leq 6.0$ (μ^2)	0.05 ± 0.03 (stat.) ± 0.01 (syst.)

Tabelle 5.2: Differentielle Wirkungsquerschnitte der strahlungsbegleiteten π^+ -Produktion am Proton ($\gamma + p \rightarrow \gamma' + \pi^+ + n$).

Die Tatsache, daß man kein Ereignis findet, wurde daher erwartet und stellt eine weitere Überprüfung der Richtigkeit unserer Rechnung dar. Die entsprechenden berechneten Wirkungsquerschnitte sind in Tabelle 5.2.2 mit einem Konfidenzniveau (K.N.) von 68,3% eingetragen.

5.2.3 Fehlerrechnung

Die Fehlerrechnung erfolgt ähnlich wie im Abschnitt 5.1.1. Auch hier ist der statistische Beitrag dominant, denn die Anzahl der nachgewiesenen Ereignisse in jeder Phasenraumzelle ist wegen der kurzen Strahlzeit und des kleinen Wirkungsquerschnitts des Prozesses gering.

5.2.3.1 Statistischer Fehler

Die Statistik der Ereignisse wird durch eine Poisson-Verteilung beschrieben,

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{\sqrt{N}}{N}. \quad (5.4)$$

Die berechneten statistischen Fehler sind mit den entsprechenden Wirkungsquerschnitten in Tabelle 5.2.2 angegeben.

5.2.3.2 Systematischer Fehler

Die Bestimmung des systematischen Fehlers erfolgt ebenfalls ähnlich wie in Abs. 5.1.1 beschrieben, wobei man jetzt zwei zusätzliche Beiträge vom Flugzeit-Detektor und von Untergrundprozessen ($\gamma + p \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + n$) berücksichtigen muß: Man nimmt daher noch mit:

- Systematischer Fehler in der Bestimmung des effektiven Raumwinkels.

Nun muß man auch den Beitrag des Flugzeit-Detektors miteinbeziehen und der gesamte systematische Fehler beläuft sich auf

$$\frac{\Delta\theta_{eff}}{\theta_{eff}} \approx 5.0\%. \quad (5.5)$$

- Systematischer Fehler im Auswerteverfahren.

Trotz der Überbestimmung der Kinematik hängt die Anzahl der rekonstruierten Ereignisse sehr von den kinematischen Schnitten ab. Die Verteilung der Mandelstam Variablen aus der Simulation des konkurrierenden Prozesses $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + n$ ist in Abb. 5.4 dargestellt. Man schätzt diesen Fehler auf etwa $\sim 2\%$.

Durch quadratische Addition der einzelnen Beiträge findet man für den anzunehmenden, systematischen Fehler 6.5%.

5.2.4 Vergleich mit Fil'kovs Theorie

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte, die im Abschnitt 5.2.2 berechnet wurden, werden hier mit den Kurven aus Fil'kovs Rechnung verglichen. Die Ergebnisse dieses Vergleichs sind in Abb. 5.5 gezeigt.

Wegen ihrer Kleinheit ist die genaue Bestimmung der experimentellen Wirkungsquerschnitte aus diesem Test-Experiment sehr schwer. Außerdem ist die Effizienz des

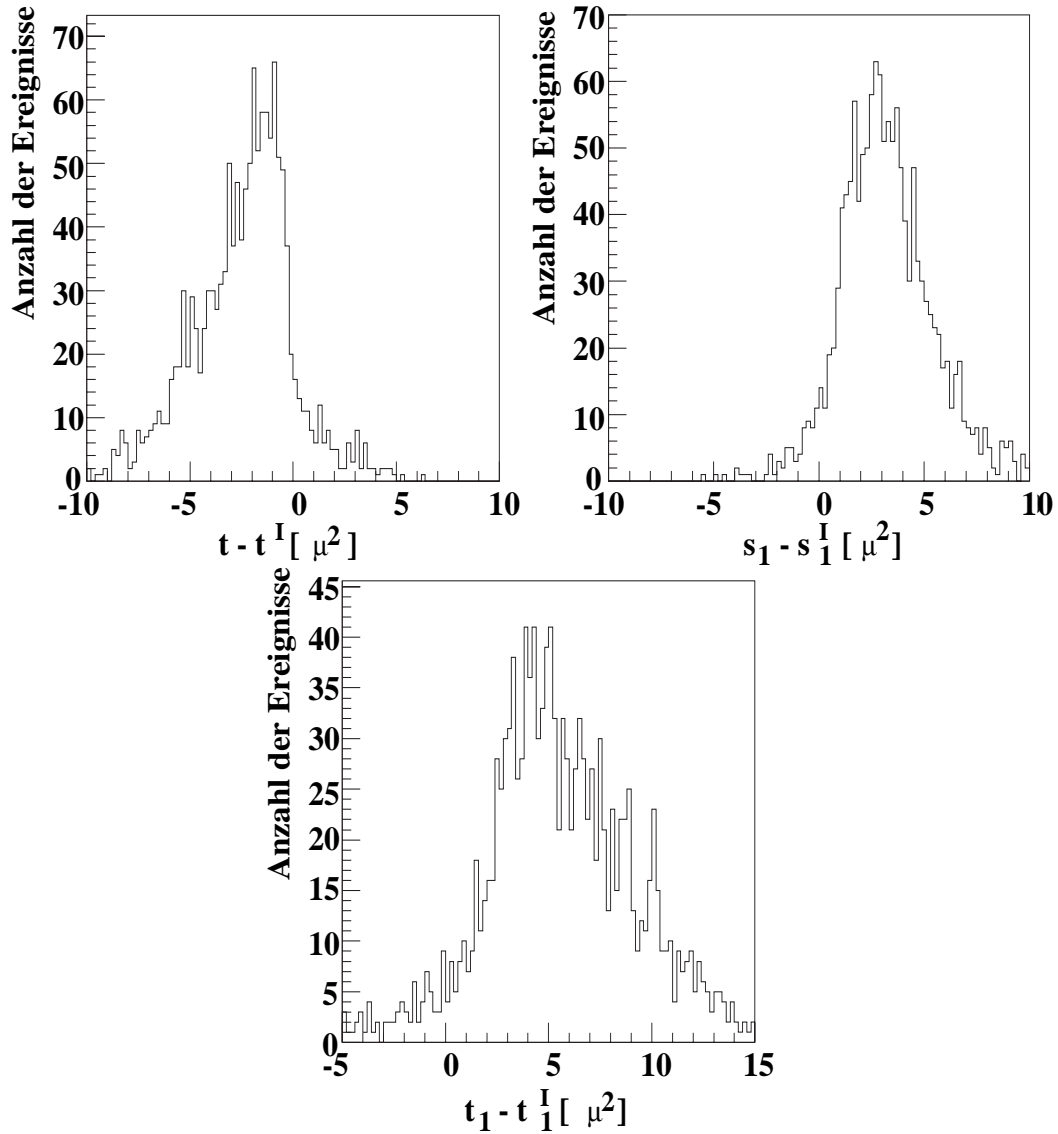


Abbildung 5.4: Verteilung der Differenzen $t - t'$ (oben links), $s_1 - s_1'$ (oben rechts) und $t_1 - t_1'$ (unten) für den Prozess $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + n$.

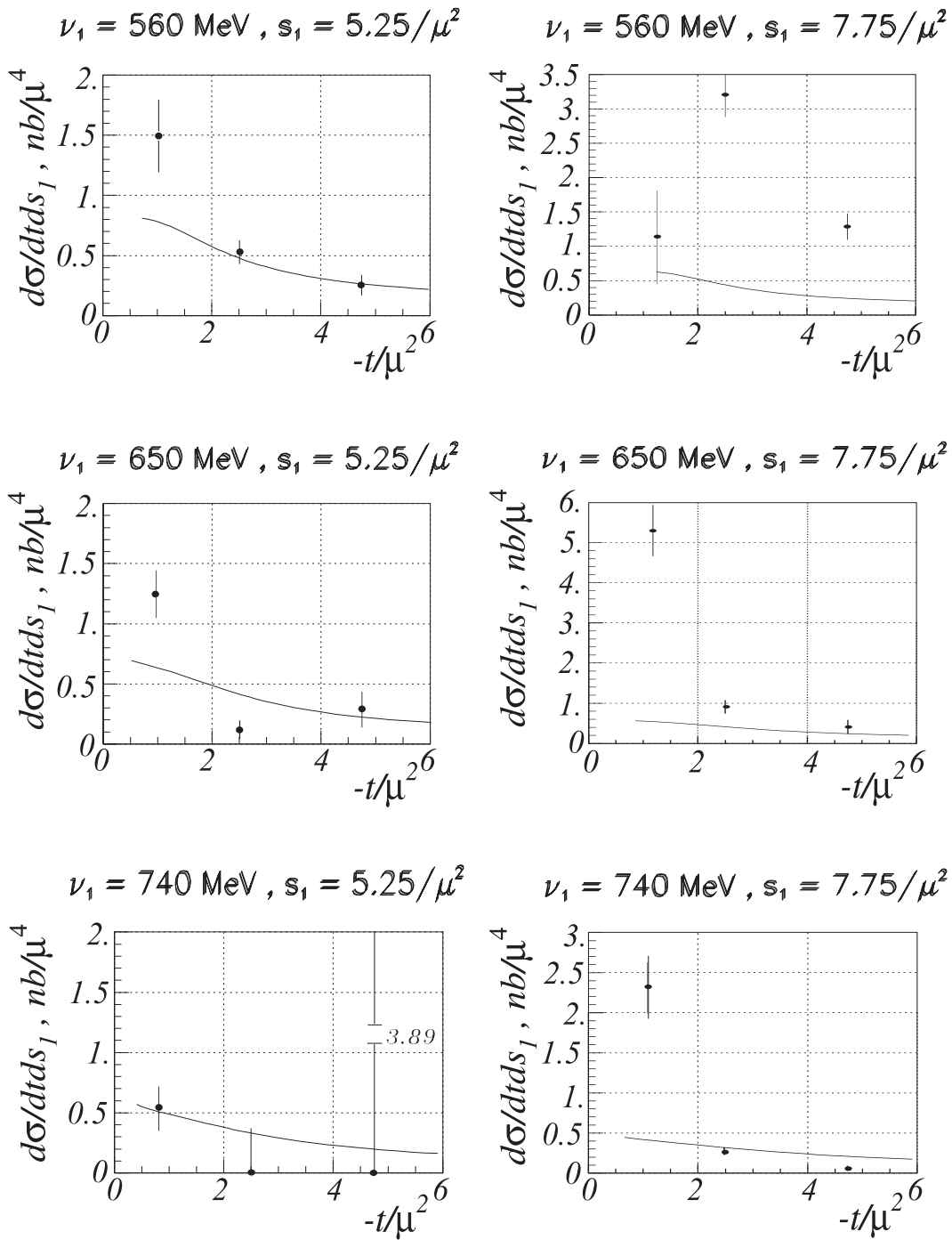


Abbildung 5.5: Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma + p \rightarrow \gamma' + \pi^+ + n$. Nur der statistische Fehler wurde dargestellt. Die Kurve wurde ' berechnet für $\alpha_{\pi^+} + \beta_{\pi^+} = 0$ und $\alpha_{\pi^+} - \beta_{\pi^+} = 14$).

gesamten Aufbaus für jede Phasenraumzelle (siehe Anhang H) sehr gering, was zu großen Schwankungen in den gemessenen Daten führt. Die Bestimmung der Dimensionen jeder Phasenraumzelle, durch die die Wirkungsquerschnitte normalisiert werden müssen, fügt einen weiteren Grund von Ungenauigkeit hinzu. Das ist insbesondere wichtig für die Zellen mit $t \leq 1.5 \mu^2$. Die zugänglichen Werte von t zeigen eine obere kinematische Schwelle und die Berechnung der Dimensionen dieser Zelle mußte diese Begrenzung berücksichtigen.

Außerdem sollte man beachten, daß die kleine Anzahl von Ereignissen die Verteilung der Endergebnisse in sehr breiten Zellen erzwungen hat. Daraus folgt eine weniger anschauliche Darstellung der Meßpunkte. Man erwartet, daß die größere Effizienz des Aufbaus für das endgültige Experiment zusammen mit einer sorgfältigeren Simulation die gefundenen Schwankungen zwischen den experimentellen Wirkungsquerschnitten und den theoretischen Berechnungen reduzieren werden.

Der Aufbau, der im endgültigen Experiment verwendet wurde, ist im nächsten Kapitel mit einer Zusammenfassung der verschiedenen Prozesse beschrieben, die mittels der gleichen Datenaufnahme gemessen werden können.

6. Endgültiges Experiment

*I know I am a mortal, the creature of a day well,
but if with the mind I follow the sinuous ways of
the stars, then I do not lean any more on the earth,
but standing, nearby to the same Zeus, I drink an
ambrosia goblet, I taste the food of the Gods.*

Ptolomeus

Zwischen November 2000 und Februar 2001 wurde das endgültige Experiment durchgeführt. In diesem Kapitel soll der gesamte Aufbau beschrieben, und ein Überblick über wesentliche Parameter des Experiments (Strahlstunden, Gigabyte auf Tape, usw.) gegeben werden.

Im zweiten Teil dieses Kapitels werden die Reaktionen vorgestellt, deren Untersuchung die gewonnenen Daten ermöglichen werden.

6.1 Aufbau des endgültigen Experiments

Der Gesamtaufbau des endgültigen Experiments unterscheidet sich von dem des Pilot-experiments durch eine größere Anzahl von BaF_2 -Kristallen und einen effizienteren Flugzeit-Detektor. Der geänderte Aufbau verbindet eine Verbesserung der Akzeptanz des Detektors mit einem möglichst geringen Verlust an Auflösung.

Die wesentlichen Änderungen der Detektoren und ihres mechanischen Aufbaus sind in den folgenden Abschnitten beschrieben. Abb. 6.1 zeigt die Anordnung schematisch.

6.1.1 TAPS-Blöcke

Im Gegensatz zum Test-Experiment standen beim endgültigen Experiment alle BaF_2 -Kristalle der TAPS-Kollaboration -insgesamt 528- zur Verfügung. Die Geometrie der TAPS-Blöcke wurde daher so verändert, daß die maximale Akzeptanz für die spezifische Wahl der Kinematik der interessierenden Reaktion erreicht werden konnte. Im Vergleich zur Geometrie des Test-Experiments, wurden die Kristalle in größeren Blöcken angeordnet (Block A: 144 Kristalle - 16×10 ; Block B und C: Jeweils 192 Kristalle - 16×12). Block A wurde in Rückwärtsrichtung unter 180° aufgestellt. In

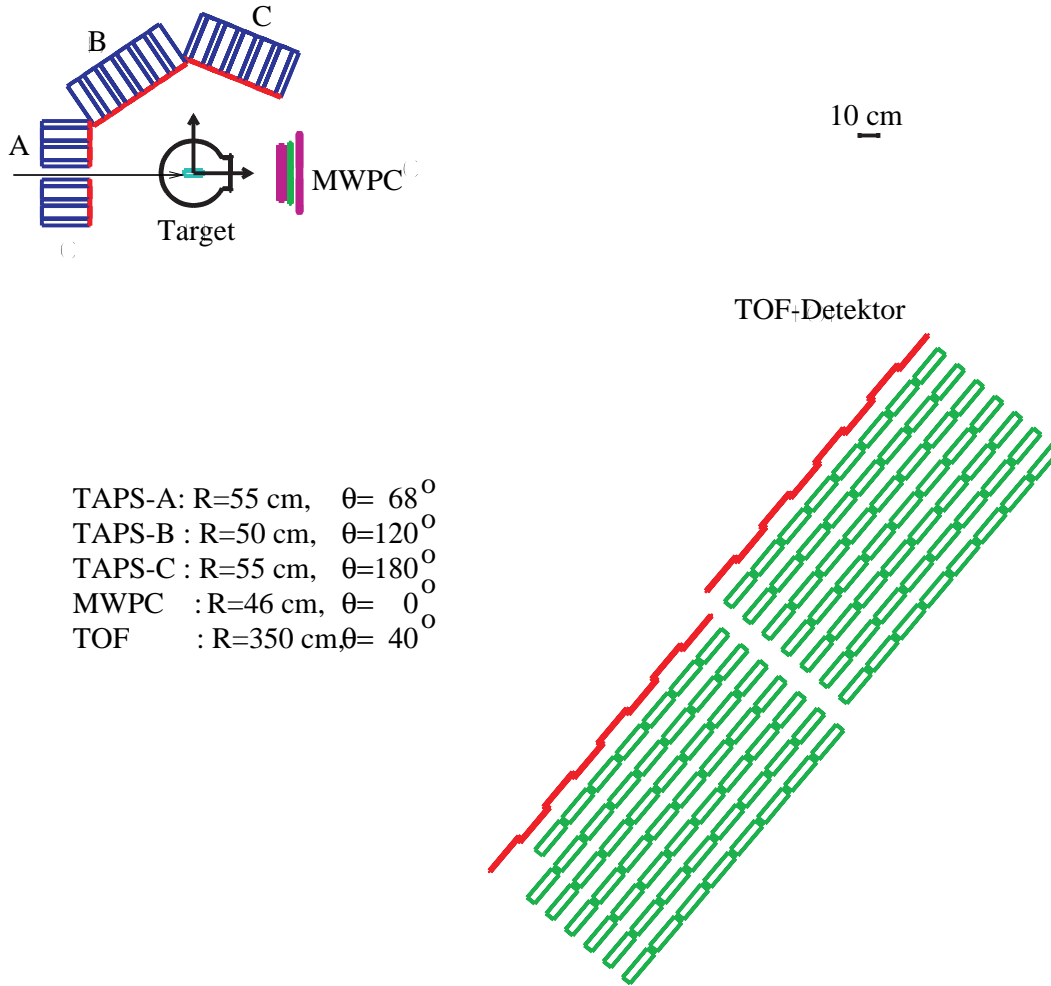


Abbildung 6.1: Skizze des gesamten Aufbaus des endgültigen Experiments.

der Mitte des Blocks wurde ein Kristall entfernt, um den einlaufenden Strahl durchzulassen. Die Blöcke B und C deckten kleinere Polarwinkel ab (siehe Abb. 6.1). Die neue Anordnung der Kristalle in den Blöcken ist in Abb. 6.2 gezeigt.

Die wesentlichen geometrischen Parameter des Photonspektrometers sind in Tabelle 6.1 gegeben.

Block	Anzahl der Kristalle	Abstand zum Target (mm)	Winkel zur Strahlachse
A	144	587 mm	180°
B	192	587 mm	68°
C	192	607 mm	124°

Tabelle 6.1: Anordnung der TAPS-Blöcke bei dem endgültigen Experiment.

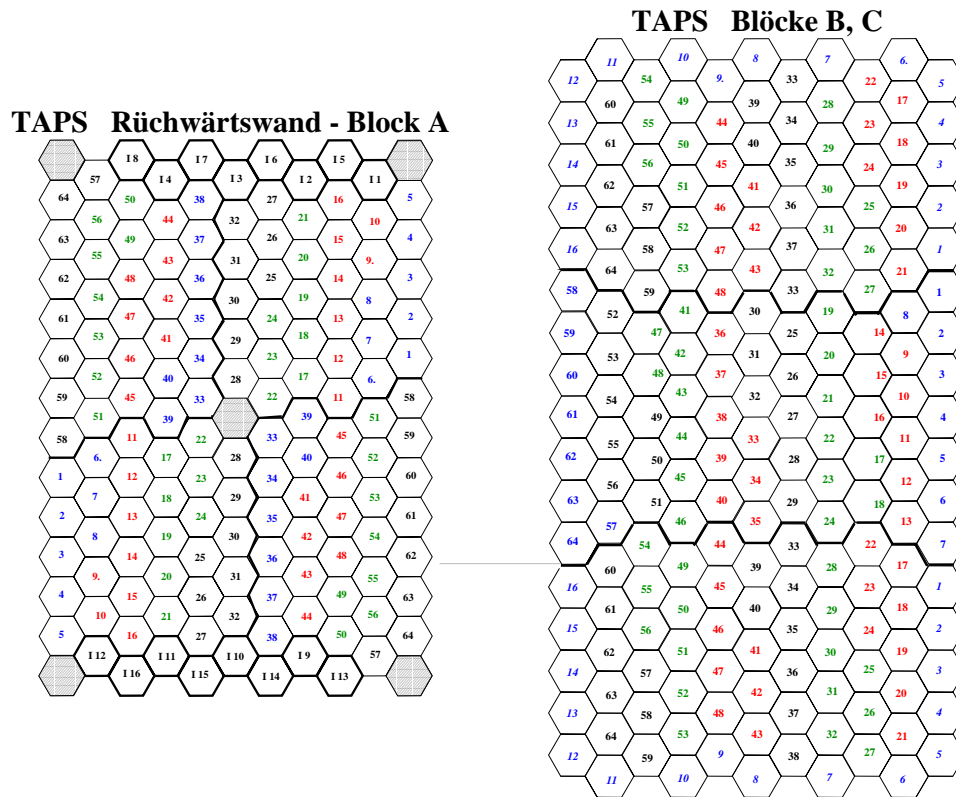


Abbildung 6.2: Geometrie des TAPS-Blocks A (links) und der Blöcke B,C (rechts) für das endgültige Experiment.

6.1.2 Der Flugzeit-Detektor

Beim Flugzeit-Detektor wurde die Anzahl der Szintillatorkanäle im Vergleich zum Test-Experiment wesentlich vergrößert, um die Nachweis-Effizienz für die Neutronen zu erhöhen. Insgesamt bestand der Neutronendetektor dann aus 111 Kanälen, die in zwei Blöcken von 56 und 55 Detektoren nebeneinander mit einer Lücke von 10 cm aufgestellt wurden. Jeder Block bestand aus sieben Ebenen mit jeweils acht Szintillatoren (siehe Abb. 6.3). Die Blöcke haben etwas verschiedene Abstände vom Target, was, ebenso wie die Lücke, durch den gewählten Aufbau bedingt ist.

Vor den Blöcken ist eine Schicht dünnerer Szintillatoren montiert, die als Veto-Detektoren für geladene Teilchen dienen. Beim Testexperiment war hingegen ein Veto-Detektor direkt an der Streukammer aufgestellt. Das Zentrum des Detektors hat eine Entfernung von 350 cm vom Target bei dem Polarwinkel $\theta = 40^\circ$.

In Tabelle 6.2 sind die wesentlichen Parameter des Flugzeit-Detektors gegeben.

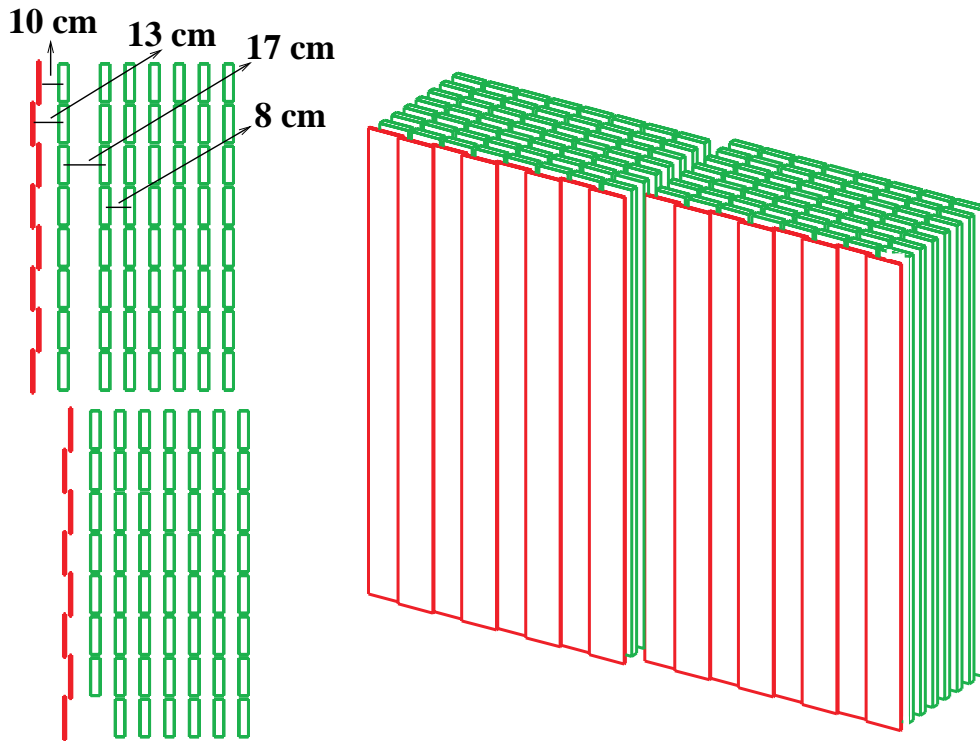


Abbildung 6.3: Geometrie des TOF-Detektors und des Vetos für geladene Teilchen für das endgültige Experiment.

6.1.3 Der Pion-Detektor

Die Vieldrahtproportionalkammern und die Szintillatoren des Piondetektors sind die gleichen wie im Test-Experiment. Der einzige Unterschied ist ein geänderter Abstand zum Target.

Die Geometrie dieses Detektors ist in Tabelle 6.3 zusammengefaßt.

Flugzeit Detektor	
Anzahl der Balken	111 NE110
Abstand vom Target	350 cm
Polarwinkel zur Strahlachse	$\theta = 40^\circ$
Abstand Balken-Balken	2 cm
Abstand Rahmen-Rahmen	siehe Abb. 6.3
Dicke der Veto-Szintillatoren	1 cm

Tabelle 6.2: Wesentliche geometrische Parameter des Flugzeit-Detektors.

Pion-Detektor	
Abstand vom Target	64.28 cm
Polarwinkel zur Strahlachse	$\theta = 0^\circ, \phi = 0^\circ$
Versatz in der X-Achse	0. cm
Versatz in der Y-Achse	0. cm

Tabelle 6.3: Lage des Pion-Detektors bezüglich des Targets.

6.1.4 Durchführung des Experiments

Die Datenaufnahme zum endgültigen Experiment zur Bestimmung der Polarisierbarkeit des Pions wurde im Februar 2001 abgeschlossen. Insgesamt wurde etwa 1100 Stunden gemessen mit einer Dreifach-Koinzidenz zwischen TAPS, Pion-Detektor und Flugzeit-Detektor als Trigger und etwa 60 Stunden, während deren nur die Koinzidenz Photon-Spektrometer–Pion-System verlangt wurde.

Die gesamte Meßzeit umfaßte 6 Perioden von jeweils etwa 2 Wochen. Bei diesem Experiment wurden etwa 1.3 Terabyte an Daten auf Band geschrieben.

Mit Hilfe einer GEANT 3.21 Simulation wurde errechnet, daß damit ~ 100 mal mehr rekonstruierte Ereignisse mit dem neuen Aufbau zu erwarten sind als im Test-Experiment gefunden wurden. Diese Anzahl reicht aus, um die statistischen Fehler der Werte der Funktion $F(t, s, s_1, t_1, s_2)$ (siehe Abschnitt 2.2.5.5) auf etwa 5% für alle Phasenraumzellen (Dimension einer Zelle $\Delta t = 0.2 \mu^2; \Delta s_1 = 1. \mu^2; \Delta E_\gamma = 50 \text{ MeV}$) zu erniedrigen. Damit erfüllt das endgültige Experiment die im “Technical Proposal” geforderten Bedingungen.

6.2 Zugängige Reaktionen aus dieser Datenaufnahme

Hauptziel des Experiments ist selbstverständlich die Messung der strahlungbegleiteten π^+ -Produktion, um daraus die Polarisierbarkeit des geladenen Pions abzuleiten. Die gespeicherte Datenmenge enthält aber auch Informationen zu anderen interessanten Prozessen:

- $\gamma + p \rightarrow \Delta^+ \rightarrow n + \gamma + \pi^+$;
- $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$
- $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+ + \pi^0$
- $\gamma + p \rightarrow e^+ + e^- + p$

Messung des anomalen magnetischen Moments des Deltas

Die Ereignisse der Reaktion $\gamma + p \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \gamma' + \pi^0 + p$ sind natürlicherweise in unserem Daten-Satz enthalten, wenn auch der geometrische Aufbau nicht optimal für den Nachweis dieses Kanals ist. Die Untersuchung dieser Reaktion ermöglicht es, über

ein Modell das magnetische Moment des Deltas zu bestimmen. Die Möglichkeit aus den Daten zur Polarisierbarkeit des Pions, die entsprechende Reaktion zu isolieren, wurde von Martin Kotulla [Kot 01] erfolgreich geprüft.

Messung des Wirkungsquerschnitts der Photoproduktion des neutralen Pions

Wie im Abschnitt 4.10 gezeigt wurde, ermöglicht dieser Detektor-Aufbau bei spezieller Wahl des Triggers auch den Nachweis der Reaktion $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$. Von besonderem Interesse ist hier die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten für extreme Rückwärtswinkel $\theta_{\gamma\pi^0} \geq 160^\circ$, wo ein Mangel an experimentellen Daten (siehe Abb. 5.2) besteht. Daher wurde für einen Teil der Messung (siehe oben) die Triggerlogik des Experiments leicht geändert, um ausreichende Statistik auch während der Messung der strahlungsbegleiteten Photonproduktion des Pions zu sammeln.

Doppelpionphotoproduktion

Die Doppelpionphotoproduktion



liefert den wichtigsten Untergrundkanal zur Bestimmung der Polarisierbarkeit des Pions nach dem Einsatz der Phasenraumschnitte (siehe Abschnitt 4.12.4). Da diese Reaktion den gleichen Phasenraum wie der Hauptprozeß überdeckt, ist der experimentelle Aufbau gut geeignet zur Untersuchung dieses Kanals und zur Bestimmung seines Wirkungsquerschnitts für große Rückwärtswinkel des ungeladenen Pions.

Virtuelle Compton-Streuung

Großes Interesse besteht auch an der Messung des Wirkungsquerschnitts der virtuellen zeitartigen Compton-Streuung nach dem in Abb. 6.4 gezeigten Feynman-Diagramm.

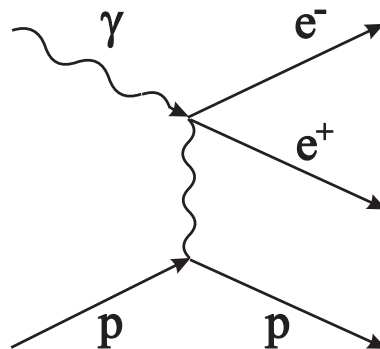


Abbildung 6.4: Feynmans Diagramm der virtuellen zeitartigen Compton-Streuung.

Bei diesem Prozeß kann das Proton in der Vieldrahtkammer in Vorwärtsrichtung nachgewiesen werden, während die zwei Leptonen im TAPS-Spektrometer bzw. im Flugzeit-Detektor nachgewiesen werden. Der Wirkungsquerschnitt dieser virtuellen Compton-Streuung wurde bisher noch nicht gemessen.

7. Zusammenfassung

*Nicht die Wahrheit, in deren Besitz irgendein Mensch ist oder zu sein vermeinet, sondern **die aufrichtige Mühe**, die er angewandt hat, hinter die Wahrheit zu kommen, macht den Wert des Menschen. Denn nicht durch den Besitz, sondern durch die Nachforschung der Wahrheit erweitern sich seine Kräfte, worin allein seine immer wachsende Vollkommenheit besteht. Der Besitz macht ruhig, träge, stolz. -*

Gotthold Ephraim Lessing

Nach dem Partonenmodell bestehen die Hadronen aus elementaren Bestandteilen, den Quarks und Gluonen. Pi-Mesonen besitzen demnach eine Struktur aus zwei punktförmigen geladenen Teilchen und sind dadurch polarisierbar. Die Polarisierbarkeit ist eine fundamentale Strukturkonstante des Teilchens, die Informationen über seinen inneren Aufbau liefert, und deren Messung erlaubt, theoretische Modelle (ChPT, Quark Confinement Model, Linear σ -Model, usw.) zu überprüfen.

Die elektrischen α und magnetischen β Polarisierbarkeiten charakterisieren die Deformation der Ladungs- und der Magnetisierungsverteilungen des Pions in einem äußeren elektromagnetischen Feld. Daher ergibt sich das Photon als natürliche Sonde dieser Strukturkonstanten und die Compton-Streuung wird die direkteste Reaktion zur Messung der Polarisierbarkeiten.

Im Rahmen der Messung der Polarisierbarkeiten des Pions wurde die strahlungsbegleitete Compton-Streuung am Pion ($\gamma + p \rightarrow \gamma' + \pi^+ + n$) am Elektronenbeschleuniger MAMI (*MAInzer MIkrotron*) untersucht. Ein Strahl Photonen wurde durch Bremsstrahlung erzeugt und mit Hilfe der A2-Photonenmarkierungsanlage (Glasgow-Tagger) im Energiebereich 525–790 MeV energiemarkiert. Mit dem Photonenspektrometer TAPS wurden die von einem Wasserstofftarget gestreuten Photonen nachgewiesen. Zur Rekonstruktion der Spur des Pions werden Vieldrahtproportionalkammern verwendet, während die Energie und Trajektorie des Neutrons mit Hilfe eines Flugzeit-Detektors bestimmt wird. Die experimentelle Einrichtung wurde mit einem Szintillator zum schnellen Nachweis des geladenen Pions ergänzt.

Ziel dieses Experimentes war die Vorbereitung eines Verfahrens zur Auslese der Detektoren und zur Rekonstruktion der kompletten Kinematik unserer Reaktion. Zu diesem Zweck und als Test unseres Auswerteverfahrens wurde die Photoproduktion des ungeladenen Pions ($\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p$) unter Rückwärtswinkeln untersucht und die

erhaltenen differentiellen Wirkungsquerschnitte mit den Werten aus der Literatur verglichen. Da es kein vorheriges Experiment in unserem kinematischen Bereich durchgeführt wurde, ist ein direkter Vergleich der Daten nicht möglich, wobei unsere Messwerte in die Lücke vorheriger Messungen gut passen. Außerdem fand man eine gute Übereinstimmung mit einer Rechnung von S. Kamalov, was die Richtigkeit unseres Kalibrations- und Auswerteverfahrens andeutet.

Die strahlungsbegleitete Compton-Streuung am Pion wurde mit Hilfe kinematischer Schnitte ausgewertet: Eine Trennung unserer Reaktion von Untergrundprozessen (z.B. $\gamma + p \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + n$) wurde erzielt, was die Messung der Polarisierbarkeiten des Pions in einem endgültigen Experiment mit einer höheren Anzahl von Detektoren ermöglicht. Differentielle Wirkungsquerschnitte für die Reaktion wurden berechnet, wobei die hohen statistischen Fehler keine vorläufige Bestimmung der Polarisierbarkeiten ermöglichen.

Februar 2001 wurde das endgültige Experiment abgeschlossen. Über seine Durchführung und die zugängigen Prozesse aus dieser Datenaufnahme wurde berichtet.

A. Summenregel für die Polarisierbarkeiten des Pions

Die Amplitude der Compton-Streuung auf einem Spin-0-Hadron kann mittels zwei invarianten Amplituden der Reaktion $T_k(\nu, t)$ beschrieben werden [Pra 58] [Gou 60]. Die Amplitude T_{fi} haben die allgemeine Form

$$T_{fi} = -2me^{l*\mu} e^\nu \left[\frac{P'_\mu P'_\nu}{P'^2} T_1 + \frac{N_\mu N_\nu}{N^2} T_2 \right], \quad (\text{A.1})$$

wobei e' und e die Polarisationsvektoren des einlaufenden und auslaufenden Photon sind. P' und N sind Funktionen der Viererimpulse p' (k') und p (k) des Photons (bzw. des Hadrons) im Anfangs- und Endzustand:

$$K = (k + k')/2, \quad P' = P - K(PK)/K^2, \quad N_\mu = \epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} P^\nu Q^\lambda K^\sigma, \quad (\text{A.2})$$

$$P = (p + p')/2, \quad Q = (k' - k)/2 = (p - p')/2. \quad (\text{A.3})$$

$\epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma}$ ist der antisymmetrische Tensor: $\epsilon_{0123} = 1$.

Man führt zwei neue Amplitude ein, die als

$$A_1 = t^{-1}(T_1 + T_2), \quad A_2 = (4\nu^2 + t - t^2/4m^2)(T_1 - T_2) \quad (\text{A.4})$$

definiert werden. Diese Amplitude sind gerade Funktionen von ν . In Gl. A.4 ist $\nu = (s - u)/4m$, wobei s, t , und u die gewöhnliche Mandelstam Variablen sind.

Man trennt in der Compton-Streuung Amplituden die Terme (mit P bezeichnet), die Pole für $s = m^2$ oder $u = m^2$ zeigen:

$$A_k = A_k^P + A_k^C, \quad (\text{A.5})$$

mit

$$A_k^P = \frac{-2me^2}{(s - m^2)(u - m^2)} = \frac{-2me^2}{(t^2/4) - 4m^2\nu^2}. \quad (\text{A.6})$$

Die Terme A_k^C sind regulär für $\nu, t = 0$. Herleitet man T_k aus Gl. A.4 und ersetzt sie in Gl. A.1 findet man, daß die Trennung der Polterme auch für T_{fi} gilt

$$T_{fi} = T_{fi}^P + T_{fi}^C, \quad (\text{A.7})$$

d.h. T_{fi}^P (T_{fi}^C) kann als Funktion von nur A_k^P (A_k^C) Termen ausgedrückt werden. Für ein Hadron mit Spin 0 und mit der Eichung $e_0 = e'_0 = 0$ im Laborsystem gilt es:

$$T_{fi}^C = -2m\omega\omega'[(e'^* e)(A_1^C + A_2^C) - s'^* s](A_1^C - A_2^C)]_{\nu, t=0} + \dots \quad (\text{A.8})$$

Hier ist $s = (k \times e)/\omega$ und $s' = (k' \times e')/\omega'$. Die vernachlässigten Terme in A.8 sind $O(\omega^4)$. Daraus folgt, daß der Strukturbeitrag zur Amplitude der Compton-Streuung von zwei Konstanten bis zu quadratischen Termen in ω^2 bestimmt wird. Diese Konstante sind die elektrische und magnetische Polarisierbarkeit des Teilchens:

$$\alpha = -(1/4\pi)(A_1^C + A_2^C)_{\nu,t=0}, \quad \beta = (1/4\pi)(A_1^C - A_2^C)_{\nu,t=0}. \quad (\text{A.9})$$

Nach Gl. A.9 läßt sich die Summe (Differenz) der Polarisierbarkeiten $\alpha + \beta$ als Funktion von $A_2^C(0,0)$ ($A_1^C(0,0)$) umschreiben.

Um diese Summe zu berechnen, benutzen wir die Dispersionsrelationen in ν für die Amplitude $A_2(\nu, t)$ mit $t = 0$. Der Beitrag des Regges Pols zur Amplitude $A(\nu, t)$ für große ν und fixierte t ist $\beta\nu^{\alpha_R(t)}$; $\alpha_R(t)$ ist die Trajektorie des Pols R und $\beta(t)$ eine komplexe Funktion von t . Im allgemeinen Fall lassen sich die Amplitude $A_k(\nu, t)$ als

$$A_k^{ac}(\nu, t) = \sum_R b_k^B(t) \frac{1 + (-1) \exp(-i\pi\alpha_R(t))}{\sin \pi\alpha_R(t)} + a_k(t). \quad (\text{A.10})$$

umschreiben [Pet 81]. In Gl. A.10 sind $b_k^R(t)$ reelle Funktionen von t und sind proportional zum Residuum des Regges Pols R . Die reelle Funktion $\alpha_k(t)$ ist der Beitrag des Kroneckers Terms δ_{k0} . Die Abschnitte der effektiven Regges Trajektorien sind $\alpha_P(0) \approx 1$, $\alpha_{P'} \approx \alpha_{A_2} \approx 0.5$. Die ν -gerade Amplitude $A_{1,2}(\nu, t)$ vermindern sich für zunehmende ν als $1/\nu$ und daher gilt die unsubtrahierte Dispersionsrelation

$$\text{Re}A_k(\nu, 0) = A_k^B(\nu, 0) + \frac{2}{\pi} P \int_{\nu_{th}}^{\infty} \frac{\nu' \text{Im}A_k(\nu', 0)}{\nu'^2 - \nu^2} d\nu', \quad (\text{A.11})$$

wobei ν_{th} die Schwelle für die Pionproduktion am Nukleonen ist. In Gl. A.11 nimmt man $\nu \rightarrow 0$ und verwendet den Ausdruck für $A_2(0,0)$ und das optische Theorem: $\text{Im}(A_2)_{t=0} = -1/2\nu\sigma_{tot}(\nu)$, wobei $\sigma_{tot}(\nu)$ der gesamte Wirkungsquerschnitt für die Hadronphotoproduktion am Nukleon. Das vorsorgt eine Summenregel für die Summe der Polarisierbarkeiten:

$$\alpha + \beta = \frac{1}{2\pi^2} \int_{\nu_{th}}^{\infty} \frac{\sigma_{tot}(\nu)}{\nu^2} d\nu, \quad (\text{A.12})$$

die für alle Hadronen mit Spin 0 und 1/2 gilt.

Im Fall Spin-0-Teilchen und für die Differenz der Polarisierbarkeiten kann man herleiten:

$$\alpha - \beta = \frac{1}{\pi^2} \int_{\nu_{th}}^{\infty} \frac{\text{Im}A_1(\nu, 0)}{\nu} d\nu - \frac{1}{\pi^2} \sum_R b_1^R(0) \frac{\nu^{\alpha_R(0)}}{\alpha_R(0)} - \frac{1}{2\pi} a_1(0), \quad (\text{A.13})$$

Wir sind interessiert im Vorzeichen der Summe A.12 für Pionen: Man spaltet die Integrande A.12 und A.13 bezüglich der Multipolen. Man kann nach α und β die zwei

Gleichungen lösen und findet FESRs (aus dem Englische **Finite Energy Sum Rules**) für die getrennten Polarisierbarkeiten:

$$\alpha = \frac{1}{2\pi^2} \int_{\nu_{th}}^{\nu_M} \frac{d\nu}{\nu^2} \sum_{l=1}^{\infty} \left[\frac{\sigma_{El} + \sigma_{Ml}}{2} + l(l+1) \left(1 + \frac{2\nu}{\mu} \right) \frac{\sigma_{El} - \sigma_{Ml}}{4} \right] + \alpha^{as}, \quad (\text{A.14})$$

$$\beta = \frac{1}{2\pi^2} \int_{\nu_{th}}^{\nu_M} \frac{d\nu}{\nu^2} \sum_{l=1}^{\infty} \left[\frac{\sigma_{El} + \sigma_{Ml}}{2} - l(l+1) \left(1 + \frac{2\nu}{\mu} \right) \frac{\sigma_{El} - \sigma_{Ml}}{4} \right] + \beta^{as}, \quad (\text{A.15})$$

wobei σ_{El} und σ_{Ml} die Multipole-Wirkungsquerschnitte der Photonabsorption von Hadronen. Man erwartet, daß der wichtigste Beitrag zur Integralen in Gl. A.15 werden im Energiebereich $\nu \geq M^R$, wobei M^R die Masse der ersten Resonanz ist. Im Fall des Pions ist $M^R = M^\rho$ und die relativistischen Terme mit dem Faktor $2\nu/\mu$ sind dominant. Daher befriedigen die Polarisierbarkeiten des Pions die annähernde Gleichung $\alpha_\pi \approx \beta_\pi$.

B. Produktion von reellen Photonen

Experimente mit reellen Photonen werden in verschiedenen Laboren durchgeführt. In der folgenden Tabelle sind die wesentlichsten Forschungszentren und Beschleuniger zur Erzeugung von Strahlen reeller Photonen aufgelistet. Die Parameter der Strahlen und die Erzeugungsverfahren sind vorgestellt.

Labor	Beschleuniger	E_γ (MeV)	Polariz.	Methode	γ/s
SAL	Linac + Stretcher	<200	Linear	off.axis coh.brems	10^6
		300	Zirkular	pol. elec.	10^6
LEGS	Syncro.	500	Linear	Laser-back	10^4
		500	Zirkular	Laser-back	10^4
CEBAF/B1	ReCycl.	2000	Linear	coh. brems (diam.)	10^6
		4000	Zirkular	pol. elec.	10^6
CEBAF/B2	ReCycl.	500	Linear	Laser-back	10^4
		500	Zirkular	Laser-back	10^4
DUKE	Linac + Speicherring	200	Linear	Laser-back	10^8
MAMI B	Microtron	500	Linear	coh.brems.(diam.)	10^6
		855	Zirkular	pol. elec.	10^6
MAMI C	Microtron	500	Linear	coh.brems.(diam.)	10^6
		1500	Zirkular	pol. elec.	10^6
ELSA	Sync.+ Stretcher	< 900	Linear	coh.brems.(diam.)	10^6
		3000	Zirkular	pol. elec.	10^6
Darmstadt	Linac	<100		brems.	10^6
				no tagger	10^6
GRAAL	Linac + Speicherring	1500	Linear	Laser-back	10^4
		1500	Zirkular	Laser-back	10^4
Lund	Sync. Stretcher	<100		brems.+	10^6
				tagger	10^6

C. Die Taggerelektronik

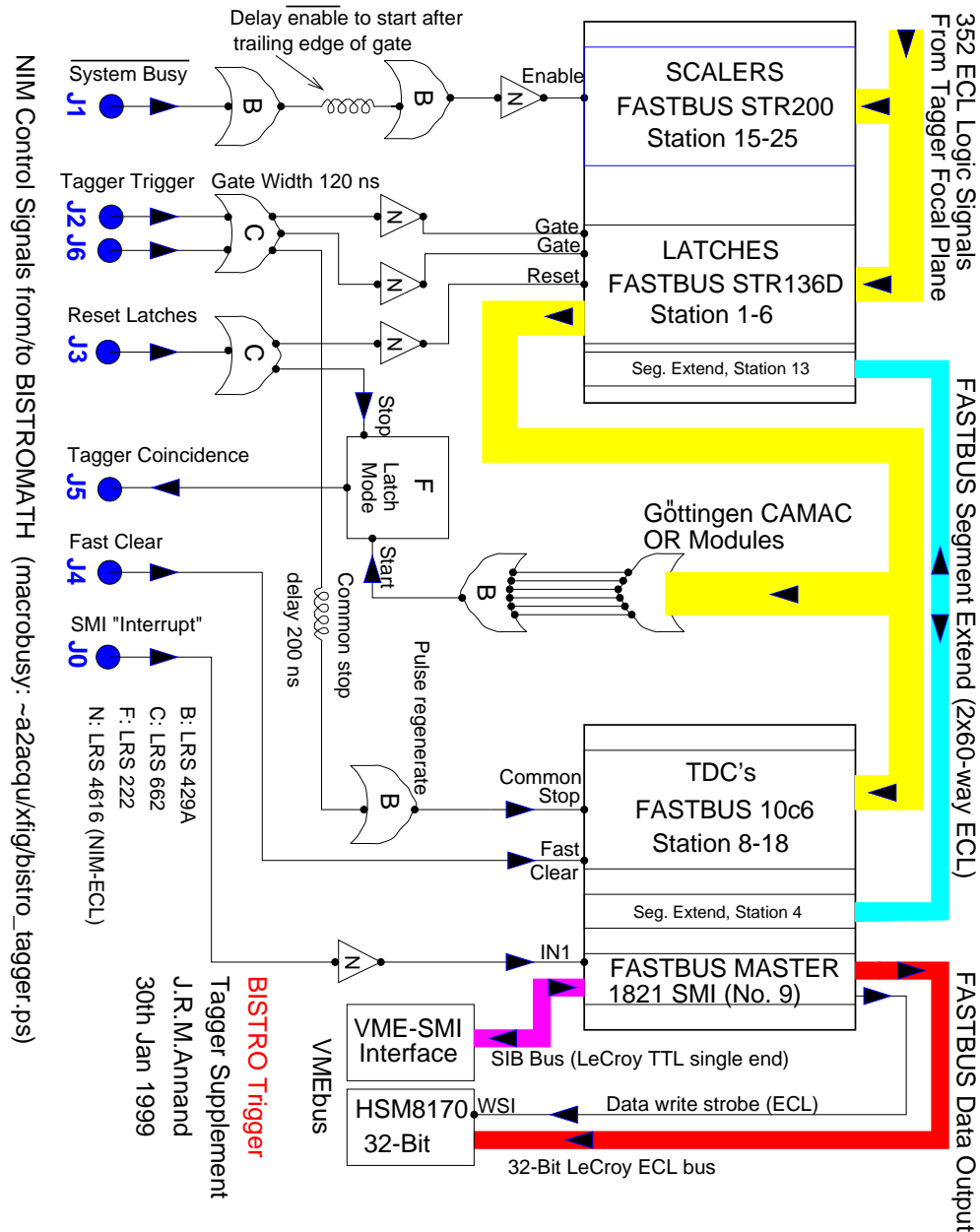


Abbildung C.1: Skizze der Taggerelektronik

D. Die TAPS-Elektronik

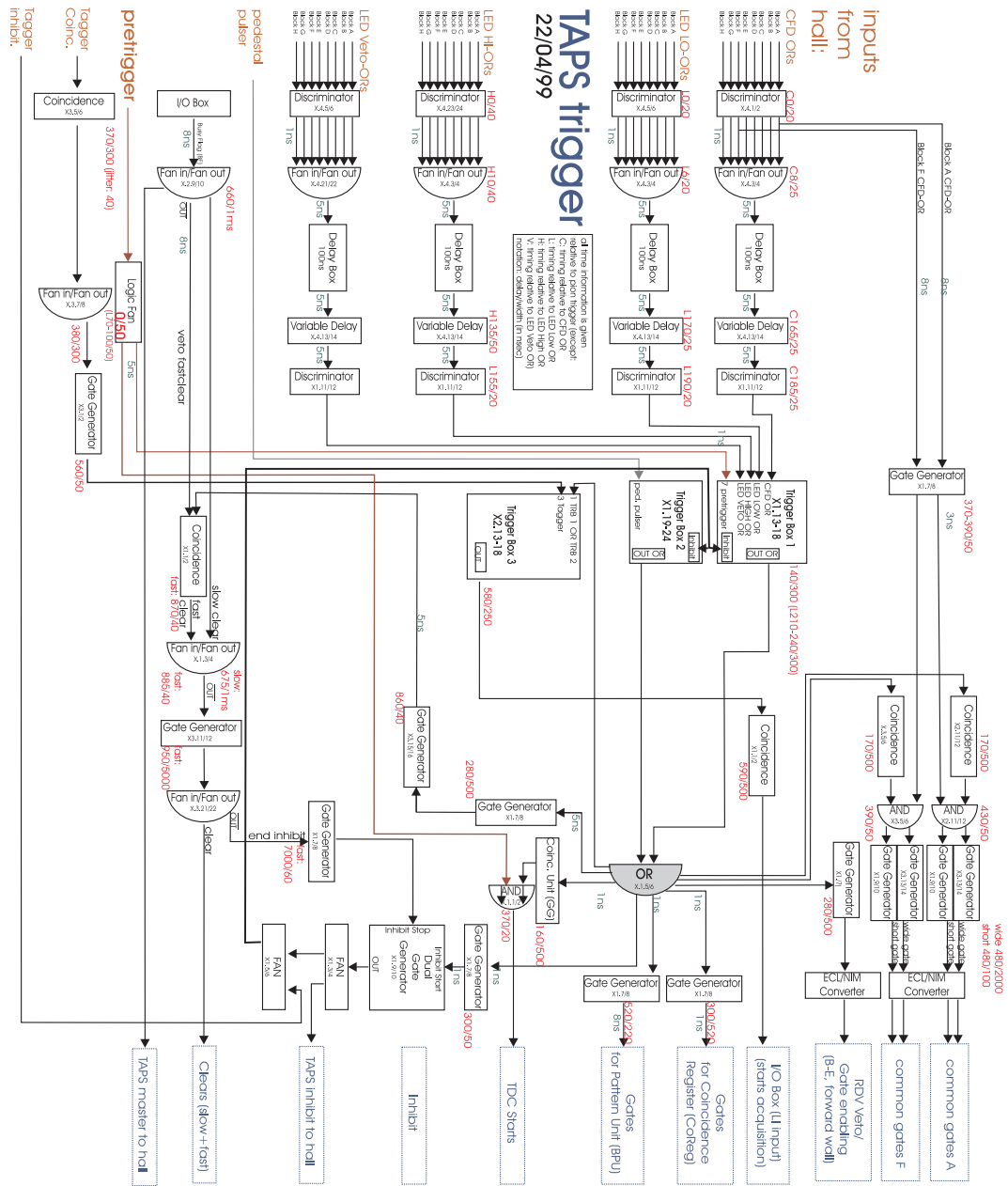


Abbildung D.1: Skizze der TAPS-Elektronik

E. Die Elektronik des Pion-Detektors

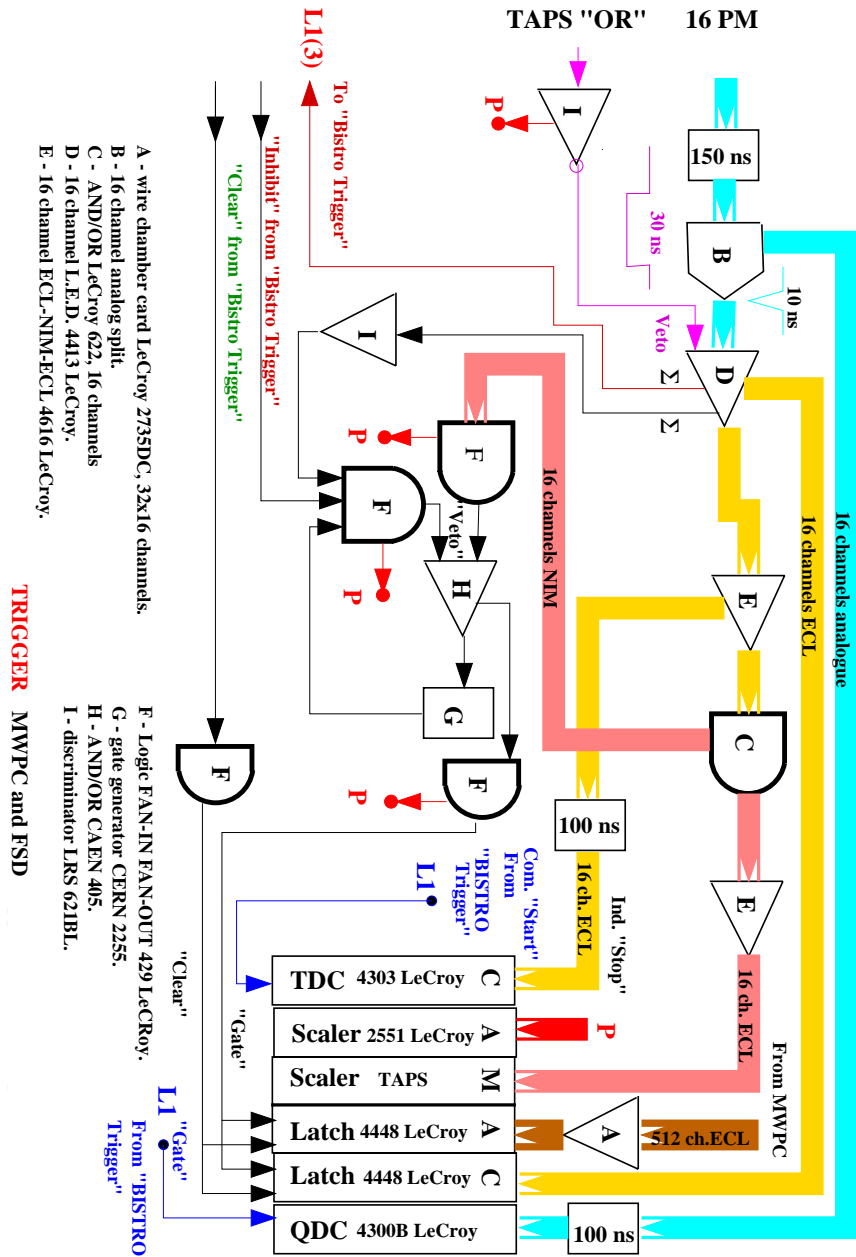


Abbildung E.1: Skizze der Taggerelektronik

G. Gesamte Triggerelektronik

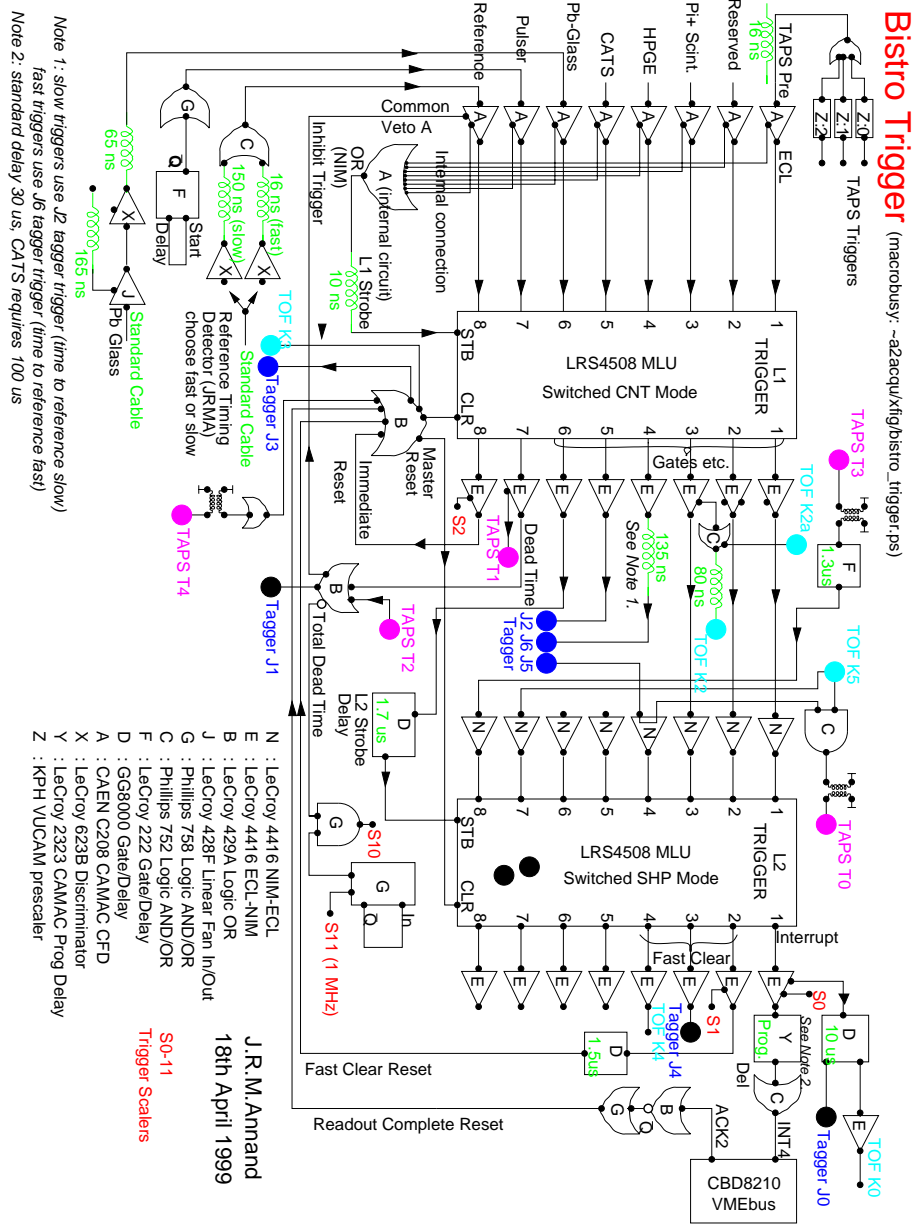


Abbildung G.1: Skizze der Triggerelektronik

H. Dimensionen und Effizienz jeder Phasenraumzelle

Zur Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte benötigt man die Effizienz des experimentellen Aufbaus für jede Zelle. Die Dimensionen jeder Zelle werden zur Normierung der Anzahl der nachgewiesenen Ergebnisse gebraucht.

$525 \text{ MeV} \leq E_\gamma < 610 \text{ MeV}$	$4. \leq s_1 < 6.5 (\mu^2)$	$6.5 \leq s_1 \leq 9. (\mu^2)$
$ t \leq 1.5 (\mu^2)$	2.190333	0.305037
$1.5 < t \leq 3.5 (\mu^2)$	5.000405	4.108624
$3.5 < t \leq 6.0 (\mu^2)$	6.249336	6.239805
$610 \text{ MeV} \leq E_\gamma < 700 \text{ MeV}$	$4. \leq s_1 < 6.5$	$6.5(\mu^2) \leq s_1 \leq 9.(\mu^2)$
$ t \leq 1.5 (\mu^2)$	2.591278	1.159043
$1.5 < t \leq 3.5 (\mu^2)$	5.000405	4.977337
$3.5 < t \leq 6.0 (\mu^2)$	6.249336	6.249336
$700 \text{ MeV} \leq E_\gamma < 792 \text{ MeV}$	$4. \leq s_1 < 6.5(\mu^2)$	$6.5 \leq s_1 \leq 9.(\mu^2)$
$ t \leq 1.5 (\mu^2)$	2.729294	1.930708
$1.5 < t \leq 3.5 (\mu^2)$	5.000405	5.000405
$3.5 < t \leq 6.0 (\mu^2)$	6.249336	6.249336

Tabelle H.1: Dimensionen der Phasenraumzellen zur Rechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts.

$525 \text{ MeV} \leq E_\gamma < 610 \text{ MeV}$	$4. \leq s_1 < 6.5 (\mu^2)$	$6.5 \leq s_1 \leq 9. (\mu^2)$
$ t \leq 1.5 (\mu^2)$	0.9122514	0.6556113
$1.5 < t \leq 3.5 (\mu^2)$	0.7523940	0.6923337
$3.5 < t \leq 6.0 (\mu^2)$	0.3945810	0.4190930
$610 \text{ MeV} \leq E_\gamma < 700 \text{ MeV}$	$4. \leq s_1 < 6.5$	$6.5(\mu^2) \leq s_1 \leq 9.(\mu^2)$
$ t \leq 1.5 (\mu^2)$	0.7665550	0.7052412
$1.5 < t \leq 3.5 (\mu^2)$	0.2863736	0.9930658
$3.5 < t \leq 6.0 (\mu^2)$	0.1309262	0.6026117
$700 \text{ MeV} \leq E_\gamma < 792 \text{ MeV}$	$4. \leq s_1 < 6.5(\mu^2)$	$6.5 \leq s_1 \leq 9.(\mu^2)$
$ t \leq 1.5 (\mu^2)$	0.3939358	0.7654623
$1.5 < t \leq 3.5 (\mu^2)$	0.0261699	0.7654623
$3.5 < t \leq 6.0 (\mu^2)$	0.0021174	0.4682895

Tabelle H.2: Effizienz des experimentellen Aufbaus für jede Phasenraumzelle zur Rechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts.

Literaturverzeichnis

- [Ahr 94] J. Ahrens et al., Nuclear Physics News Europe 4:5 (1994)
- [Ahr 95] J. Ahrens et al., Few-Body System Suppl. 9, 449-453 (1995)
- [Ahr 96] J. Ahrens et al., *Measurement or the π^+ meson polarizability*, Technical Proposal of the Experiment, preprint 32, Lebedev Physical Institute, Moscow (1996)
- [Aib 82] T. A. Aibergenov et al. Kratkie Soobshcheniya po Fizike, N°5, 33-39 (1982)
- [Aja 86] Z. Ajaltoni et al., *Cont. VII Int. Workshop on Photon-Photon Collisions*, Paris (1986)
- [Akh 78] D. M. Akhmedov and L. V. Fil'kov, Preprint of Lebedev Phys. Inst. 214 (1978)
- [Alt 79] K. H. Althoff et al., Z. Phys.C1:327 (1979)
- [Ant 83] Yu. M. Antipov et al., Phys. Lett. B121 445 (1983)
- [Ant 85] Y. M. Antipov et al., Z. Physik C - Particle and Fields 26, 495-497 (1985)
- [Ant 91] I. Anthony, J.D. Kelly, S.J. Hall, D.J. Miller, and J. Ahrens, Nucl. Instrum. Meth. A301:230 (1991)
- [Ash 76] Ashcroft and Mermin, *Solid State Physics*, Rinehart and Winston (1976)
- [Awe 92] T. C. Awes et al., Nucl Instr. and Meth. A 311:130 (1992)
- [Ayb 82] T. A. Aybergenov et al., Sov. Phys.-Lebedev Inst. Reports, 5 28 (1982)
- [Ayb 84] T. A. Aybergenov et al., Sov. Phys.-Lebedev Inst. Reports, 6 32 (1984)
- [Ayb 86] T. A. Aybergenov et al., Czech. J. Phys. B36, 948 (1986)
- [Bab 92] D. Babusci et al., Phys. Lett. B277 158 (1992)
- [Bar 75] P.S. Baranov et al., Sov. J. Part. Nucl., 21 4:355 (1075)
- [Bel 91] S. Bellucci and D. Babusci, *Pion polarizabilities and tests of chiral symmetry in two-photon collisions at DAPHNE*, proceedings of the "Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE, Frascati, April 9-12, 1991
- [Ber 84] C. Berger et al., Z. Phys. C26 199 (1984)
- [Ber 88] V. Bernard, B. Hiller and W. Weise, Phys. Lett. B205 16 (1988)
- [Ber 92] V. Bernard and N. Kaiser and J. Kambor and U. Meißner, Nucl. Phys., B 388:315 (1992)

- [Boy 90] J. Boyer et al, Phys. Rev. D42 1350 (1990)
- [Bur 96] U. Bürgi, Phys. Lett. B 377 147-152 (1996)
- [Bur 98] U. Bürgi, *Charged Pion-Piar Production and Pion Polarizabilities to two Loops*, BUTP-96/02, Dec. 1998
- [Cec 79] R. A. Cecil, B. D. Anderson und E. Madey, Nucl. Instr. and Meth. 161:439-447 (1979)
- [Cha 62] G. Charpak et al., Nucl. Instr. Meth. 15:323 (1962)
- [Che 87] M. Chemtob, Nucl. Phys., A473:613 (1987)
- [Cie 85] S. Cierjacks et al., Nucl. Instr. Meth. A 238:354 (1985)
- [Cou 86] A. Courau et al. Nucl. Phys. B271 1 (1986)
- [Dal 62] A. Dalgarno, Advances Phys. II, 281 (1962)
- [Don 89] J. F. Donoghue and B. R. Holstein, Phys. Rev. D40, N°7 2378 (1989)
- [Don 93] J. F. Donoghue and B. R. Holstein, Phys. Rev. D48 137-146 (1993)
- [Dou 75] P. Dougan, T. Kivikas, K. Lugner, V. Ramsay and W. Stiefler, *Some differential cross-sections for the photoproduction of π^0 mesons from hydrogen*, LUSY 7502, Feb. 1975
- [Dou 76] P. Dougan, V. Ramsay and W. Stiefler, Z. Phys. A276:155-160 (1976)
- [Dre 93] D. Drechsel and L. V. Fil'kov, Z. Phys. A 349, 177-184 (1994)
- [Ede 72] R. M. Edelstein et al., Nucl. Instr. Meth. 100:355 (1972)
- [Eri 73] T. E. O. Ericson and J. Hüfner, Nucl. Phys. B57 604-616 (1973)
- [Fed 91] F.J. Federspiel et al., Phys. Rev. Lett., 67 12:1511 (1991)
- [Fil 98] L. V. Fil'kov, V. L. Kashevarov, Contribute to 8th International Conference on the Structure of Baryons (Baryons 98), Bonn, Germany, Published in "Bonn 1998, The structure of baryons" 474-477
- [Fil 99] L. V. Fil'kov and V. L. Kashevarov, Eur. Phys. J. A5, 285-292 (1999)
- [Fra 95] H. Frauenfelder and E. M. Henley, *Teilchen und Kerne*, 3. Auflage, R. Oldenbourg Verlag 1995
- [Fri 91] J. Friedrich et al., *MAMI geht in Betrieb: Das Mainzer Mikrotron und das Forschungsprogramm*, Physikalische Bätter 47:291 (1991)
- [Gab 94] A. R. Gabler et al., Nucl. Instrum. Meth. A 346:168-176 (1994)
- [Gol 60] V. I. Gol'danski et al., Sov.J.Nucl.Phys., JETP 11:1223 (1960)
- [Gou 60] M. Gourdin und A. Martin, Nuovo Cimento 10, 917 (1960)

- [Gra 98] P. Grabmayr, T. Hehl, A. Stahl, J. R. M. Annand, R. O. Owens, Nucl. Instr. Meth. A402:85-94 (1998)
- [Hae 92] F. Härter, *Aufbau eines Kryo-Target-Systems*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Mainz, (1992)
- [Hal 93] E.L. Hallin et al., Phys. Rev., C 48 4:1497 (1993)
- [Hal 96] S. J. Hall, G. J. Miller, R. Beck, P. Jennewein, Nucl. Instrum. Meth. A368 698-708 (1996)
- [Hec 81] P.C. Hecking and G.F. Bertsch, Phys. Lett. 99 B:237 (1981)
- [Hem 97] T.R. Hemmert and B. Holstein and J. Kambor, Phys. Rev., D 55:5598 (1997)
- [Her 86] H. Herminghaus, *Das Mainzer Mikrotron*, Forschungsmagazin der Johannes Gutenberg Universität Mainz (1986)
- [Hol 90] B. R. Holstein, Comments Nucl. Part. Phys. A19:221-238 (1990)
- [Hun 70] J. B. Hunt et al., Nucl. Instr. and Meth. 85:269-276 (1970)
- [Iva 90] M. A. Ivanov and T. Mizutani, Phys. Rev. D45 5 1580 (1992)
- [Jackson 83] J. D. Jackson, *Klassische Elektrodynamik*, 2. Auflage, Walter de Gruyter (1983)
- [Jah 91] Jahresbericht, Institut für Kernphysik, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz (1991)
- [Kal 91] A. Kaloshin and V. Serebryakov, Yad. Fiz. 54 1732 (1991)
- [Kal 92] A. Kaloshin and V. Serebryakov, Phys. Lett. B278, 198-201 (1992)
- [Kal 94] A. Kaloshin and V. Serebryakov, Z. Phys. C64, 689-694 (1994)
- [Kam 01] S. Kamalov, private Kommunikation
- [Kit 89] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, 8. Auflage, R. Oldenbourg Verlag (1989)
- [Kle 55] A. Klein, Phys. Rev., vol. 99 N° 3, 998 (1955)
- [Kot 01] M. Kotulla, *Magnetisches Moment der $\Delta(1232)$ Resonanz*, DPG-Frühjahrstagung (2001)
- [Leo 87] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag (1987)
- [Li 93] Z. Li, Phys. Rev., D 48:3070 (1993)
- [L'v 77] A. I. L'vov and V. A. Petrun'kin PhIAN, preprint N° 170, Moscow (1997)

- [Mac 95] B.E. MacGibbon et al., Phys. Rev., C 52 4:2097 (1995)
- [Mar 90] H. Marsiskie et al., Phys. Rev. D41 1350 (1990)
- [Mol 92] C. Molenaar, KVI internal report (1992)
- [Nym 84] E.M. Nyman, Phys. Lett. 142 B:388 (1984)
- [Nov 87] R. Novotny et al., Nucl. Instrum. Meth. A262:340 (1987)
- [Nov 91] R. Novotny et al., IEEE Trans. on Nucl. Science, 38:379 (1991)
- [Olm 97] V. Olmos de León et al., Contribution to the Working Group on Hadron Polarizabilities and Form Factors, *Proceedings of the Workshop "Chiral Dynamics: Theory and Experiment", Mainz Sept. 1997*, Springer-Verlag 1998.
- [Olm 00] V. Olmos de León, *Messung der Polarisierbarkeiten des Protons*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz (2000)
- [Par 00] Particle Data Group, *Particle Physics Booklet*, available from LBNL and CERN, Juli 2000
- [Per 87] D. H. Perkins, Introduction to High Energy Physics, Addison-Welsey Publishing Company, Inc., Third edition (1987) 4 (1994) 5
- [Pet 64] V. A. Petrun'kin, Nucl. Phys. 55:197 (1964)
- [Pet 81] V. A. Petrun'kin, Fiz. Elem. Chastits At. Yadra 12, 692-753 (1981)
- [Por 95] J. Portolés, M. R. Pennington, The Second DAPHNE Physics Handbook, vol. 2, ed. L. Maiani, G. Pancheri and N. Paver, INFN, Frascati, 579-596 (1995)
- [Pow 49] J. P. Powell, Phys. Rev. 75, 32 (1949)
- [Pow 59] C. Powell et al., *The study of elementary Particles by the Photographic Method*, Pergamon (1959)
- [Pra 58] R. E. Prange, Phys. Rev. 110, 240 (1958)
- [Roe 91] M. E. Röbig, *Eichung des TAPS-Detektorsystems mit Höhenstrahlung*, Diplomarbeit, Justus-Liebig-Universität Gießen (1991)
- [Sch 84] A. Schäfer et al., Phys. Lett. 143 B:323 (1984)
- [Sch 90] O. Schwalb et al., Nucl. Instrum. Meth. A295:191-198 (1990)
- [Sch 99] S. Scherer, *Real and Virtual Compton Scattering at Low Energies*, Lectures at the 11th Indian-Summer School on Intermediate Energy Physics "Mesons and Light Nuclei", Prague, Czech Republic (1998)

- [Sco 89] N.N. Scoccola and W. Weise, Phys. Lett., B 232:287 (1989)
- [Sta 71] N. R. Stanton Report C00-1545-92 (1971) 232:287 (1989)
- [Stu 77] R. H. Stuewer und M. J. Cooper, "Compton scattering", McGraw-Hill, New York 1977
- [Ter 73] M. V. Terent'ev, Soviet Journal for Nuclear Physics, 16, 87 (1973)
- [Unk 99] C. Unkmeir, S. Scherer, A. I. L'vov and D. Drechsel, *Generalized polarizabilities of the pion in chiral perturbation theory*, MKPH-T-99-10
- [Unk 00] C. Unkmeir, *Pion polarizabilities from inelastic pion-electron scattering and radiative pion photoproduction on the proton*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz (2000)
- [Van 99] M. Vanderhaegen, *Real and Virtual Compton Scattering off the Nucleon*, hep-ph/0007232 21 Jul 2000
- [Vol 75] M. K. Volkov and V. N. Pervushin, Yad. Fiz. 22, 346 (1975)
- [Wal 90] Th. Walcher, Prog. Part. Nucl. Phys. 24:189 (1990)
- [Wei 84] R. Weiner and W. Weise, Phys. Lett. 159 B:85 (1985)
- [Yuk 35] H. Yukawa, Proc. Physico-Mathematical Soc. of Japan 17:48 (1935)
- [Yos 77] M. Yoshioka, *Differential cross-sections of the neutral pion photoproduction from hydrogen in the energy range between 400-MeV and 950-MeV*, INS-281, Jan. 1977
- [Zie 92] A. Zieger et al., Phys. Lett., B 278:34 (1992)

