

Photoproduktion neutraler Pionen am Proton  
unter einem Laborwinkel von  $60^\circ$   
im Energiebereich der ersten und zweiten Resonanz

Dissertation

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

Matthias Schneider  
geboren in Mainz

Mainz 1994

Dekan: Prof. Dr. F. Scheck

1. Berichterstatter: Prof. Dr. Th. Walcher

2. Berichterstatter: Prof. Dr. J. Arends

Tag der mündlichen Prüfung: 20.10.1994



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen der Pionproduktion</b>	<b>5</b>
<b>3</b>	<b>Der experimentelle Aufbau</b>	<b>12</b>
3.1	Der Beschleuniger . . . . .	12
3.2	Die Photonenmarkierungsanlage . . . . .	12
3.3	Das Photonenspektrometer <i>CATS</i> . . . . .	16
3.4	Das NaJ(Tl)–Spektrometer . . . . .	23
3.5	Das BaF <sub>2</sub> –Detektorensystem . . . . .	24
3.5.1	Der Einzeldetektor . . . . .	25
3.5.2	Mechanischer Aufbau der 2 $\pi$ –Anordnung . . . . .	26
3.5.3	Vorbereitende Messungen und Energieeichung . . . . .	27
3.6	Elektronik und Datenerfassung . . . . .	32
3.6.1	Taggerelektronik . . . . .	33
3.6.2	Experimentelektronik . . . . .	34
3.6.3	Die Datenerfassung . . . . .	38
3.7	Das Wasserstofftargetsysteem . . . . .	38
<b>4</b>	<b>Experiment und Auswertung</b>	<b>41</b>
4.1	Bestimmung der Anzahl nachgewiesener Pionen . . . . .	41
4.2	Bestimmung des Photonenflusses . . . . .	58
4.3	Berechnung des effektiven Raumwinkels . . . . .	61
4.4	Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts . . . . .	64
<b>5</b>	<b>Diskussion und Interpretation der Ergebnisse</b>	<b>68</b>
5.1	Vergleich mit früheren Experimenten . . . . .	68
5.2	Interpretation des differentiellen Wirkungsquerschnitts . . . . .	70
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>76</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>79</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>80</b>
A.1	Zerfall des neutralen Pions . . . . .	80
A.2	Die invariante Masse des neutralen Pions . . . . .	83
A.3	Die Kinematik zur Photoproduktion neutraler Pionen . . . . .	85
A.4	Der Wirkungsquerschnitt . . . . .	86
<b>B</b>	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>87</b>

# 1 Einleitung

Seit 1991 ist am Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg–Universität in Mainz das Mainzer Mikrotron in der zweiten Ausbaustufe *MAMI B* in Betrieb. Mit einem Tastverhältnis von Eins liefert *MAMI* einen kontinuierlichen Elektronenstrahl. Die Maximalenergie von  $855\text{MeV}$  ermöglicht die Untersuchungen nuklearer und nukleonischer Freiheitsgrade, die im Rahmen der internationalen *A2*–Kollaboration speziell mit reellen Photonen durchgeführt werden. Dazu steht als zentrales Experimentiergerät eine breitbandige Photonenmarkierungsanlage zur Verfügung, die Photonen aus dem kontinuierlichen Bremsstrahlungsspektrum im Energiebereich zwischen  $40\text{MeV}$  und  $792\text{MeV}$  mit einer Breite von  $2\text{MeV}$  energiemarkiert [Ant 91].

Ein Forschungsschwerpunkt an *MAMI* ist das Nukleon. Von zentraler Bedeutung ist dabei der Vergleich der Eigenschaften des freien und des gebundenen Nukleons. Die Eigenschaften des freien Nukleons ergeben sich durch die gemeinsame Betrachtung und Interpretation photonen– und pioneninduzierter Reaktionen am nichtgebundenen Objekt. Für die Untersuchung des in Kernmaterie gebundenen Nukleons eignen sich dagegen vorzugsweise photoneninduzierte Reaktionen. Photonen unterliegen ausschließlich der relativ schwachen elektromagnetischen Wechselwirkung und können daher als Sonde den gesamten Kern abtasten. Damit können Reaktionen am einzelnen Nukleon im gesamten Kernvolumen hervorgerufen werden, während der Reaktionsbereich von Pionen aufgrund ihrer starken Wechselwirkung vorwiegend auf die Kernoberfläche beschränkt bleibt. Die *A2*–Kollaboration führt daher mit reellen Photonen eine Vielzahl vergleichender Experimente am Nukleon und an komplexen Kernen durch. Die Experimente der verschiedenen Arbeitsgruppen umfassen dabei sowohl die Messungen zur Totalabsorption von Photonen als auch die Bestimmung der einzelnen Reaktionskanäle. Der Informationsgehalt dieser Experimente kann dabei durch die Hinzunahme von Polarisationsfreiheitsgraden wesentlich erweitert werden. Dazu stehen für die Experimente in unmittelbarer Zukunft sowohl linear als auch zirkular polarisierte Photonen zur Verfügung.

Die innere Struktur des Nukleons ist direkt mit seinem Anregungsspektrum verknüpft. In Abbildung 1 sind dazu exemplarisch der totale Photoabsorptionsquerschnitt am Proton und seine Aufspaltung in die hadronischen Reaktionskanäle dargestellt [Ahr 87]. Die Anregung innerer Freiheitsgrade stellt sich dabei in Form von Nukleonenresonanzen dar, von denen die ersten vier im Energiebereich von *MAMI* bzw. im Energiebereich der reellen Photonen bis  $792\text{MeV}$  angeregt werden können. Im totalen Absorptionsquerschnitt kann nur die erste Resonanz mit Isospin  $I = 3/2$ , die  $P_{33}(1232)$  oder sogenannte  $\Delta$ –Resonanz, bei einer Anregungsenergie von  $320\text{MeV}$  separiert werden. Die drei weiteren Resonanzen  $P_{11}(1470)$ ,  $D_{13}(1520)$  und  $S_{11}(1535)$  mit Isospin  $I = 1/2$  überlappen so stark, daß sie im totalen Absorptionsquerschnitt nicht getrennt werden können. Sie erscheinen bei einer Anregungsenergie von ca.  $700\text{MeV}$  als eine gemeinsame sogenannte *zweite Resonanz*. Eine weitergehende Separation der Resonanzen kann nur über eine Selektion der verschiedenen Reaktionskanäle, die zum totalen Absorptionsquerschnitt beitragen, erfolgen. Im betrachteten Energiebereich beschränken sich

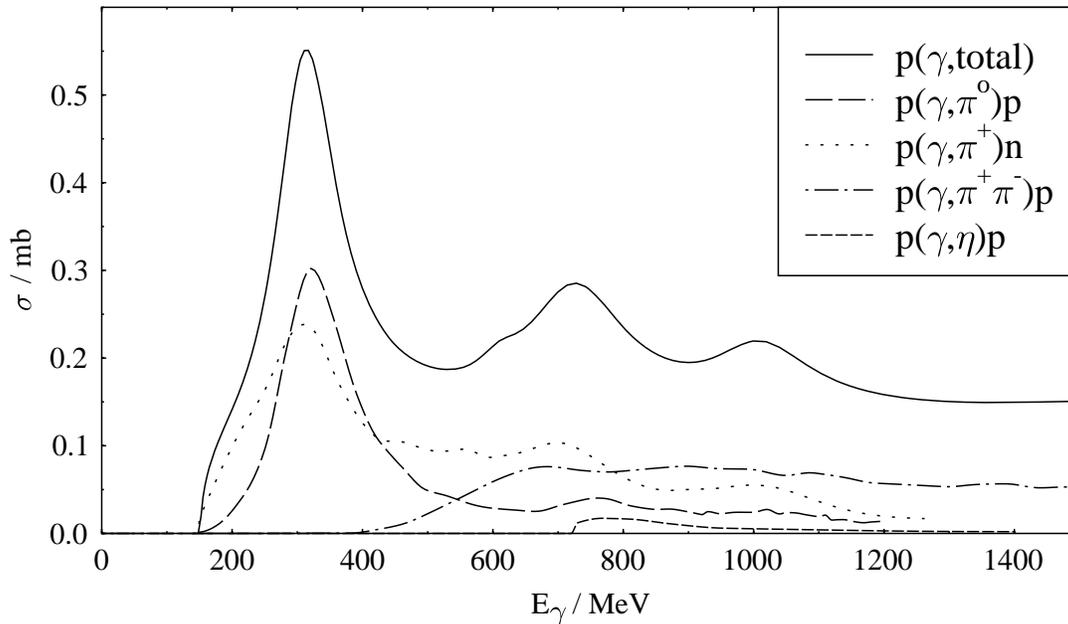


Abbildung 1: Totaler Photoabsorptionsquerschnitt am Proton und die Aufspaltung in die hadronischen Reaktionskanäle.

die hadronischen Reaktionen am freien Nukleon auf die Produktion leichter Mesonen. Dies sind neben der dominanten neutralen und geladenen Pionproduktion im geringeren Maße die Zweipionproduktion und die Eta-Produktion. Einem grundlegenden Kriterium zur Auswahl der Resonanzen über die Teilchenproduktion kommt dabei dem Isospin zu. Am Nukleon mit  $I = 1/2$  können Eta-Mesonen mit  $I = 0$  nur aus Resonanzzuständen mit Isospin  $I = 1/2$  erzeugt werden. Pionen mit Isospin  $I = 1$  können dagegen sowohl an Resonanzen mit Isospin  $I = 1/2$  als auch an Resonanzen mit  $I = 3/2$  ankoppeln. Eine besondere Bedeutung bei der Untersuchung der Resonanzen kommt dabei der neutralen Pionproduktion zu, die im Gegensatz zur geladenen Pionproduktion fast ausschließlich über die  $\Delta$ -Resonanz mit Isospin  $I = 3/2$  erfolgt.

Neben den hadronischen Reaktionskanälen spielt die Compton-Streuung eine besondere Rolle. Der relative Anteil der Compton-Streuung am totalen Photoabsorptionsquerschnitt liegt als rein elektromagnetischer Prozeß nur in der Größenordnung der Feinstrukturkonstanten  $\alpha$ . Die Interpretation dieses Prozesses ist aber im Vergleich zu den hadronischen Reaktionen erleichtert, da keine starke Endzustandswechselwirkung auslaufender hadronischer Reaktionsprodukte berücksichtigt werden muß. Eine besondere Bedeutung erlangt die Compton-Streuung durch das optische Theorem, das den Imaginärteil der Vorwärtsstreuamplitude mit dem totalen Absorptionsquerschnitt verbindet. Der Realteil dieser Amplitude ist über eine Dispersionsrelation wiederum mit dem Imaginärteil verknüpft.

Die Photoproduktion geladener und neutraler Pionen, die im wesentlichen die Anregungsstruktur des Nukleons bestimmen, wurde in einer Vielzahl langjähriger Experimentreihen in den sechziger und siebziger Jahren vermessen. Die zu dieser Zeit nur mit einem sehr geringen Tastverhältnis arbeitenden Elektronenbeschleuniger ermöglichten jedoch nur Experimente mit unmarkierter Bremsstrahlung, bei denen in jedem Einzelexperiment nur ein sehr kleiner Energiebereich der Photonen in der Nähe der Endpunktenergie zur Verfügung stand. Erst die Zusammenfassung und Verknüpfung dieser zum Teil widersprüchlichen Experimentergebnisse lieferte die bekannten, sehr umfangreichen Datensätze für die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von dem Pionemissionswinkel und der Einschußenergie. Diese Datensätze liegen in einer Reihe umfangreicher Tabellenwerke vor [GJP 73, Fuj 77, MPW 77, FG 83].

Mit dem Einsatz moderner Dauerstrichbeschleuniger sind jedoch Koinzidenzexperimente durchführbar, die sich grundlegend von den früheren Experimenten unterscheiden. In der hier vorgelegten Dissertation ermöglicht die Verbindung des Elektronenbeschleunigers *MAMI*, der Photonenmarkierungsanlage der A2-Kollaboration sowie einem entsprechend konzipierten Photonenspektrometer, die neutrale Pionproduktion im gesamten Energiebereich der ersten und zweiten Resonanz in einem Experiment mit guter Genauigkeit zu messen. Das Ergebnis, der differentielle Wirkungsquerschnitt für einen Laborwinkel von  $60^\circ$ , kann mit den früheren Datensätzen verglichen und an Hand einer bestehenden Multipolanalyse interpretiert werden. Aufgabe und Schwerpunkt dieser Arbeit bildet die innerhalb der Mainzer Arbeitsgruppe der A2-Kollaboration gemeinsam durchgeführte Entwicklung, der Aufbau und die Inbetriebnahme des Photonenspektrometers *CATS* [Pei 94, Sch 94, Wis 93]. Das Konzept des Spektrometers zielt darauf, am Nukleon und an komplexen Kernen in einem Experiment gleichzeitig die neutrale Pionproduktion und die experimentell schwer zugängliche Compton-Streuung zu messen.

Die Arbeit gliedert sich im Anschluß an diese Einleitung wie folgt:

- In Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen der Pionproduktion am Nukleon skizziert, die zur Interpretation der Daten im Rahmen einer vorgegebenen Multipolanalyse erforderlich sind.
- Kapitel 3 beschreibt den experimentellen Aufbau mit einer detaillierten Beschreibung des Photonenspektrometers *CATS*.
- Kapitel 4 beschreibt die Durchführung des Experiments, die Analyse der Daten und die Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts.
- In Kapitel 5 wird der gemessene differentielle Wirkungsquerschnitt mit einer Zusammenstellung der früheren Datensätze verglichen und an Hand einer darauf basierenden Multipolanalyse diskutiert.
- Kapitel 6 gibt eine Zusammenfassung der Arbeit sowie einen Ausblick auf ein zukünftiges Experiment zur Photoproduktion neutraler Pionen.

## 2 Theoretische Grundlagen der Pionproduktion

Das Interesse an dem Prozeß der Pionproduktion am Nukleon besteht bereits seit den fünfziger Jahren. Der allgemeine theoretische und noch heute aktuelle Formalismus, der sowohl die Elektro- als auch die Photoproduktion am Nukleon beschreibt, entstammt den gemeinsamen Überlegungen von Chew, Goldberger, Low und Nambu aus dem Jahre 1957 [CGLN 57]. In den sechziger und siebziger Jahren führte eine Vielzahl von Bremsstrahlungsexperimenten insbesondere für die Photoproduktion am Proton zu einem umfassenden Datensatz von differentiellen Wirkungsquerschnitten [GJP 73, Fuj 77, MPW 77, FG 83]. Basierend auf diesen Datensätzen sowie den wenigen verfügbaren Daten aus Polarisationsexperimenten führten Berends, Donnachie und Weaver in einer Reihe von Arbeiten eine Entwicklung der differentiellen Wirkungsquerschnitte nach Multipolen durch, deren Zahlenwerte im Energiebereich der ersten beiden Resonanzen bis  $800 \text{ MeV}$  in Tabellen vorliegen [BDW 67, BW 71, BD 75, BD 78]. Der in dieser Dissertation gemessene differentielle Wirkungsquerschnitt kann mit der Zusammenfassung dieser Datensätze verglichen sowie im Rahmen dieser Multipolanalyse interpretiert werden. Die zum Verständnis und zur Interpretation der gemessenen Daten notwendigen Konzepte und Formalismen aus den oben angegebenen Arbeiten werden im folgenden Kapitel skizziert.

Der Prozeß der Photoproduktion von Pionen am Nukleon und seine kinematischen Variablen sind in Abbildung 2 dargestellt.

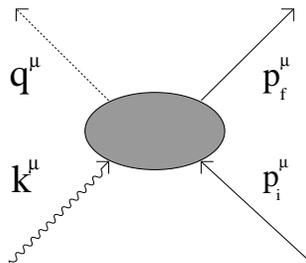


Abbildung 2: Kinematische Variablen der Photoproduktion von Pionen am Nukleon. Der Viererimpuls des ein- und auslaufenden Nukleons ist mit  $p_i^\mu$  bzw. mit  $p_f^\mu$  bezeichnet, der des Photons mit  $k^\mu$  und der des produzierten Pions mit  $q^\mu$ .

Von den ursprünglich vier kinematischen Variablen  $p_i^\mu, p_f^\mu, k^\mu$  und  $q^\mu$  der am Prozeß der Photoproduktion beteiligten Teilchen bleiben aufgrund der Energie- und Impulserhaltung nur drei unabhängige Variablen übrig. Üblicherweise faßt man je zwei dieser Variablen in den Mandelstam-Variablen

$$\begin{aligned} s &= (k^\mu + p_i^\mu)^2 = (q^\mu + p_f^\mu)^2, \\ t &= (q^\mu - k^\mu)^2 = (p_f^\mu - p_i^\mu)^2, \\ u &= (p_i^\mu - q^\mu)^2 = (p_f^\mu - k^\mu)^2 \end{aligned}$$

zusammen. In der Beziehung

$$s + t + u = \sum_{j=1} m_j^2 = 2m_N^2 + m_\pi^2$$

sind sie selbst über die Summe der Massenquadrate der an der Reaktion beteiligten Teilchen miteinander verknüpft, so daß die Angabe von zwei der drei Mandelstam-Variablen zur vollständigen Beschreibung der Kinematik ausreicht. Gewöhnlich wählt man die Variablen  $s$  und  $t$ , da ihnen als Quadrat der Gesamtenergie  $W$  im Schwerpunktsystem bzw. des Viererimpulsübertrages eine anschauliche Bedeutung zukommt.

Der Ausgangspunkt der formalen Beschreibung der Pionproduktion ist das Streumatrixelement [BDW 67]

$$S_{fi} = \delta_{fi} - \frac{i}{(2\pi)^2} \delta^4(p_f^\mu + q^\mu - k^\mu - p_i^\mu) \sqrt{\frac{m_N^2}{4E_\gamma E_\pi E_i E_f}} \cdot T_{fi}.$$

$E_\gamma, E_\pi, E_i$  und  $E_f$  bezeichnen die Gesamtenergie des Photons, des Pions und des ein- und auslaufenden Nukleons. Die vierdimensionale Deltafunktion der Teilchenviererimpulse stellt die Energie- und Impulserhaltung sicher. Das Reaktionsmatrixelement

$$T_{fi} = \epsilon_\mu j_{fi}^\mu$$

ergibt sich aus dem Produkt des Polarisationsvektors des Photons  $\epsilon_\mu$  und dem Matrixelement des elektromagnetischen Nukleonenstromes

$$j_{fi}^\mu = \langle u_f(p_f), \pi(q) | j^\mu | u_i(p_i) \rangle. \quad (1)$$

In diesem Ausdruck bezeichnen  $u_i(p_i)$  und  $u_f(p_f)$  die Dirac-Spinoren des ein- und auslaufenden Nukleons. Aufgrund der negativen inneren Parität des erzeugten Pions  $\pi(q)$  stellt das Matrixelement des elektromagnetischen Nukleonenstromes in Gleichung (1) einen Pseudovektor dar. Im allgemeinsten Fall besteht er aus einer Linearkombination nach einer Basis aus acht unabhängigen Pseudovektoren. Unter der Voraussetzung der Stromerhaltung

$$k_\mu j^\mu = 0$$

reduziert sich die Anzahl der unabhängigen Terme auf sechs. Das Reaktionsmatrixelement  $T_{fi}$  kann dann allgemein in der folgenden Form angegeben werden:

$$T_{fi} = \sum_{j=1}^6 \langle u_f(p_f) | A_j(s, t, u) M_j | u_i(p_i) \rangle. \quad (2)$$

Diese Entwicklung gilt gleichfalls für die Elektro- und für die Photoproduktion von Pionen. Beschränkt man sich in der weiteren Betrachtung auf die Photoproduktion, so sind zwei der sechs Terme identisch Null und die Summe reduziert sich auf vier Terme [CGLN 57].

In dem Ausdruck für die Reaktionsmatrix in Gleichung (2) bilden die Pseudovektoren  $M_j$  die Basis der Entwicklung. Sie sind linear unabhängige, lorentzinvariante Produkte der vier Teilchenimpulse  $q^\mu, k^\mu, p_i^\mu, p_f^\mu$ , der  $\gamma$ -Matrizen  $\gamma^\mu, \sigma^{\mu\nu}, \gamma^5$  und der Photonenpolarisation  $\epsilon^\mu$ , die einen Pseudovektor ergeben. Die Darstellung der vier unabhängigen Basisvektoren  $M_j$  sind  $(4 \times 4)$  Matrizen, die dann als Operatoren auf die Dirac-Spinoren  $u_i(p_i)$  und  $u_f(p_f)$  des ein- und auslaufenden Nukleons wirken.

Die vier skalaren Entwicklungskoeffizienten  $A_j$  sind Funktionen der Mandelstam-Variablen  $s, t$  und  $u$ . Sie beschreiben die Dynamik des Prozesses. Darüber hinaus hängen sie vom Isospin des Endzustandes des jeweils zu beschreibenden physikalischen Prozesses ab. Der Anfangszustand des Systems mit einem Photon und einem Nukleon mit Isospin  $I = 1/2$  geht über in den Endzustand des Pion-Nukleon-Systems mit Isospin  $I = 1/2$  oder  $I = 3/2$ . Die Amplitude  $A_j$  ist jedoch kein Eigenzustand zu einem definierten Isospin, läßt sich aber im Isospinraum nach drei unabhängigen Amplituden  $A^0, A^+, A^-$  entwickeln:

$$\langle \xi_f | A_j | \xi_i \rangle = \langle \xi_f | (A_j^0 \tau_\alpha + A_j^+ \delta_{\alpha 0} + A_j^- \frac{1}{2} [\tau_\alpha, \tau_0]) | \xi_i \rangle. \quad (3)$$

In dieser Entwicklung stellen die Operatoren  $\tau_\alpha$  ( $\alpha = 0, +, -$ ) Linearkombinationen der Pauli-Matrizen im Isospinraum dar:

$$\begin{aligned} \tau_+ &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\tau_1 + i\tau_2) = \begin{pmatrix} 0 & \sqrt{2} \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \\ \tau_0 &= \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \\ \tau_- &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\tau_1 - i\tau_2) = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ \sqrt{2} & 0 \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Die Isospinoren  $\xi_i$  und  $\xi_f$  beschreiben die Isospineinstellung des Nukleons im Anfangs- und Endzustand. Mit der üblichen Darstellung

$$|p\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \text{ für das Proton und } |n\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \text{ für das Neutron}$$

findet man die folgende Wirkung der Operatoren  $\tau_\alpha$  auf die Zustände des Nukleons:

$$\begin{aligned} \tau_+ |p\rangle &= 0, & \tau_0 |p\rangle &= +|p\rangle, & \tau_- |p\rangle &= \sqrt{2}|n\rangle, \\ \tau_+ |n\rangle &= \sqrt{2}|p\rangle, & \tau_0 |n\rangle &= -|n\rangle, & \tau_- |n\rangle &= 0. \end{aligned}$$

In der oben angegebenen Entwicklung (3) gilt für die sogenannte *isoskalare* Amplitude  $A_j^0$  die Übergangsregel  $\Delta I = 0$ , die direkt zu einem definierten Endzustand mit Isospin  $I = 1/2$  führt. Im Gegensatz dazu sind für die sogenannten *isovektoriellen* Amplituden

$A_j^+$  und  $A_j^-$  sowohl Übergänge mit  $\Delta I = 0$  als auch mit  $\Delta I = 1$  erlaubt. Amplituden mit einem definierten Endzustand ergeben sich erst durch zwei spezielle Kombinationen der beiden isovektoriellen Amplituden  $A_j^+$  und  $A_j^-$ :

$$A_j^{1/2} = A_j^+ + 2A_j^- \quad \text{und} \quad A_j^{3/2} = A_j^+ - A_j^-. \quad (4)$$

Insgesamt existieren daher zwei Isospinamplituden  $A_j^0$  und  $A_j^{1/2}$  mit einem Isospinendzustand  $I = 1/2$  und eine Isospinamplitude  $A_j^{3/2}$  mit einem Isospinendzustand  $I = 3/2$ . Durch Auflösen der beiden Beziehungen in Gleichung (4) nach den beiden isovektoriellen Amplituden

$$A_j^- = \frac{1}{3}(A_j^{1/2} - A_j^{3/2}) \quad \text{und} \quad A_j^+ = \frac{1}{3}(A_j^{1/2} + 2A_j^{3/2})$$

und explizitem Einsetzen in die Entwicklung (3) lassen sich schließlich die Amplituden der vier physikalisch existierenden Prozesse der Photoproduktion durch Amplituden mit definiertem Isospin im Endzustand ausdrücken:

$$\begin{aligned} A_j(\gamma p \rightarrow n\pi^+) &= \sqrt{2} \left( A_j^0 + \frac{1}{3}A_j^{1/2} - \frac{1}{3}A_j^{3/2} \right), \\ A_j(\gamma n \rightarrow p\pi^-) &= \sqrt{2} \left( A_j^0 - \frac{1}{3}A_j^{1/2} + \frac{1}{3}A_j^{3/2} \right), \\ A_j(\gamma p \rightarrow p\pi^0) &= +A_j^0 + \frac{1}{3}A_j^{1/2} + \frac{2}{3}A_j^{3/2}, \\ A_j(\gamma n \rightarrow n\pi^0) &= -A_j^0 + \frac{1}{3}A_j^{1/2} + \frac{2}{3}A_j^{3/2}. \end{aligned} \quad (5)$$

Die vier physikalischen Amplituden sind mit der Entwicklung nach den drei Isospinamplituden in dem Gleichungssystem (5) nicht mehr unabhängig voneinander. Jede dieser vier Amplituden kann daher durch die drei anderen Amplituden ausgedrückt werden.

Für die weitere Betrachtung ist es in Bezug auf die praktische Anwendung sinnvoll, eine Reduktion des Reaktionsmatrixelementes

$$T_{fi} = \sum_{j=1}^4 \langle u_f(p_f) | A_j(s, t, u) M_j | u_i(p_i) \rangle$$

explizit durchzuführen. Die Dirac-Spinoren  $u_i(p_i)$  und  $u_f(p_f)$  genügen jeweils der freien Dirac-Gleichung

$$(\gamma_\mu p_i^\mu - m_N) u_i(p_i) = 0 \quad \text{und} \quad (\gamma_\mu p_f^\mu - m_N) u_f(p_f) = 0$$

und können daher mit den bekannten Lösungen

$$u_i(p_i) = \sqrt{\frac{E_i + m_N}{2m_N}} \begin{pmatrix} \chi_i \\ \frac{\vec{p}_i \cdot \vec{\sigma}}{(E_i + m_N)} \chi_i \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad u_f(p_f) = \sqrt{\frac{E_f + m_N}{2m_N}} \begin{pmatrix} \chi_f \\ \frac{\vec{p}_f \cdot \vec{\sigma}}{(E_f + m_N)} \chi_f \end{pmatrix}$$

angegeben werden. Innerhalb der Dirac–Spinoren wirken dabei die Pauli–Matrizen  $\vec{\sigma}$  auf die Pauli–Spinoren  $\chi_i$  und  $\chi_f$ , die die Spineinstellung des Nukleons im Anfangs– und Endzustand beschreiben. Mit Hilfe dieser Lösung erfolgt dann die Reduktion der  $(4 \times 4)$  Matrizen  $M_j$  und der Dirac–Spinoren  $u_i(p_i)$  und  $u_f(p_f)$  auf die Ebene einer  $(2 \times 2)$  Matrix  $\mathcal{F}$  und den Pauli–Spinoren  $\chi_i$  und  $\chi_f$ :

$$T_{fi} = \sum_{j=1}^4 \langle u_f(p_f) | A_j(s, t, u) M_j | u_i(p_i) \rangle = \frac{4\pi W}{m_N} \langle \chi_f | \mathcal{F} | \chi_i \rangle. \quad (6)$$

Die Matrix  $\mathcal{F}$  besteht im allgemeinsten Fall aus 31 Termen, deren Anzahl aber in speziellen Koordinatensystemen drastisch reduziert werden kann. Betrachtet man das Pion–Nukleon–Schwerpunktsystem, so ist  $\mathcal{F}$  nur noch abhängig von vier skalaren Funktionen  $F_j$ , den Impulsvektoren des Photons  $\vec{k}$  und des Pions  $\vec{q}$ , der Photonpolarisation  $\vec{\epsilon}$  und den Pauli–Matrizen  $\vec{\sigma}$ :

$$\mathcal{F} = i\vec{\sigma} \cdot \vec{\epsilon} F_1 + \vec{\sigma} \cdot \hat{q} \vec{\sigma} \cdot (\hat{k} \times \vec{\epsilon}) F_2 + i\vec{\sigma} \cdot \hat{k} \hat{q} \cdot \vec{\epsilon} F_3 + i\vec{\sigma} \cdot \hat{q} \hat{q} \cdot \vec{\epsilon} F_4.$$

Die skalaren Funktionen  $F_j$  sind die sogenannten *CGLN–Amplituden* [CGLN 57] und beschreiben die Dynamik des Prozesses. Die über die Amplitude  $A_j$  folgende Abhängigkeit der Funktionen  $F_j$  von zwei der drei Mandelstam–Variablen ist dabei äquivalent einer Abhängigkeit von der Gesamtenergie  $W$  im Schwerpunktsystem und dem Pionproduktionswinkel  $\theta_\pi^*$ . Für eine Entwicklung der Funktionen  $F_j$  nach kinematischen Erhaltungsgrößen bietet sich eine Entwicklung nach Eigenzuständen zu definiertem Drehimpuls, den Legendre–Polynomen  $P_l(\cos(\theta_\pi^*))$  bzw. ihren Ableitungen, an. In einer solchen Entwicklung sind die Gesamtenergie  $W$  und der Pionemissionswinkel  $\theta_\pi^*$  die einzigen Parameter und werden separiert. Diese Entwicklung ist symbolisch in der Form

$$F_j(W, \theta_\pi^*) = \sum_{l=0}^{\infty} f_j(M_{l\pm}(W), E_{l\pm}(W)) \cdot g_j(P'_l(\cos(\theta_\pi^*)), P''_l(\cos(\theta_\pi^*))), \quad j = 1, 2, 3, 4$$

darstellbar. Die explizite Darstellung lautet [CGLN 57]:

$$\begin{aligned} F_1 &= \sum_{l=0}^{\infty} [lM_{l+}(W) + E_{l+}(W)]P'_{l+1}(\cos(\theta_\pi^*)) + [(l+1)M_{l-}(W) + E_{l-}(W)]P'_{l-1}(\cos(\theta_\pi^*)), \\ F_2 &= \sum_{l=1}^{\infty} [(l+1)M_{l+}(W) + lM_{l-}(W)]P'_l(\cos(\theta_\pi^*)), \\ F_3 &= \sum_{l=1}^{\infty} [E_{l+}(W) - M_{l+}(W)]P''_{l+1}(\cos(\theta_\pi^*)) + [E_{l-}(W) + M_{l-}(W)]P''_{l-1}(\cos(\theta_\pi^*)), \\ F_4 &= \sum_{l=2}^{\infty} [M_{l+}(W) - E_{l+}(W) - M_{l-}(W) - E_{l-}(W)]P''_l(\cos(\theta_\pi^*)). \end{aligned}$$

Die Multipole  $M_{l\pm}(W)$  und  $E_{l\pm}(W)$  sind energieabhängige Entwicklungskoeffizienten mit einem definiertem Winkelverhalten und bezeichnen den elektrischen und magnetischen Anteil des Photonenfeldes, der zur Erzeugung von Pionen mit Drehimpuls  $l$

relativ zum Nukleon führt. Die Notation des Multipolindexes mit  $l\pm$  bezeichnet die Kopplung des Pionbahndrehimpulses  $l$  mit dem Spin des Nukleons zum Gesamtdrehimpuls  $J = l \pm 1/2$ .

Über die Abhängigkeit von den skalaren Funktionen  $A_j$  sind auch die Funktionen  $F_j$  bzw. die Multipole  $M_{l\pm}(W)$  und  $E_{l\pm}(W)$ , im folgenden gleichfalls kurz mit  $\mathcal{M}_{l\pm}(W)$  bezeichnet, abhängig vom Isospin des Pion–Nukleon–Systems. Die Entwicklung der Multipole der vier physikalisch existierenden Reaktionen nach den drei Multipolen  $\mathcal{M}_{l\pm}^I(W)$  zu definiertem Isospin erfolgt analog zur ursprünglichen Entwicklung (5) der Amplituden  $A_j$ .

Die Multipole selbst sind komplexwertige Funktionen. Neben der Existenz von Dispersionsrelationen, die ganz allgemein Real– und Imaginärteil einer komplexen analytischen Funktion verknüpfen, gilt zusätzlich das Watson–Theorem [Wat 54]. Es besagt, daß bei einer bestimmten, fest vorgegebenen Energie  $W$  die Multipole  $\mathcal{M}_{l\pm}^I(W)$  der Photopionproduktion mit Isospin  $I$  und Gesamtdrehimpuls  $J = l \pm 1/2$  die gleiche Phase  $\phi_{IJ}$  besitzen wie die entsprechende Pion–Nukleon–Streuphase  $\delta_{IJ}$  aus der Pionstreuung. Durch diese Beziehung

$$\phi_{IJ} = \delta_{IJ}$$

ist das Verhältnis der Real– und Imaginärteile der Multipole zu definiertem Isospin und Gesamtdrehimpuls über die bekannte Pionstreuphase  $\delta_{IJ}$  gegeben:

$$\text{Im} \left( \mathcal{M}_{l\pm}^I(W) \right) = \text{Re} \left( \mathcal{M}_{l\pm}^I(W) \right) \cdot \tan \delta_{IJ}.$$

Die Gültigkeit des Watson–Theorems ist auf den Energiebereich elastischer Reaktionen beschränkt. Prinzipiell bricht das Theorem mit der Produktionsschwelle zweier neutraler Pionen bei einer Laborenergie von  $308 \text{ MeV}$  zusammen. Für die Anwendung zeigt sich aber, daß der Einfluß der inelastischen Schwelle auf die Phase für einen großen Teil der Partialwellen relativ gering ist und die Aussage des Watson–Theorems im Energiebereich der ersten und zweiten Resonanz weiter mit Einschränkungen Anwendung findet.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion im Pion–Nukleon–Schwerpunktsystem kann als Produkt aus dem Betragsquadrat des oben diskutierten Reaktionsmatrixelementes (Gleichung (6)) und dem kinematischen Phasenraumfaktor angegeben werden. Der Phasenraumfaktor ergibt sich dabei aus dem Quotienten  $q/k$  der Impulsbeträge des erzeugten Pions und des einlaufenden Photons:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(W, \theta_\pi^*) = \frac{q}{k} \left( \frac{m_N}{4\pi W} \right)^2 \sum_{\epsilon} \sum_{m_i, m_f} |T_{fi}|^2.$$

Für unpolarisierte Photonen und unpolarisierte Nukleonen ist über die Polarisation des Photons und den Spin des Nukleons im Anfangszustand zu mitteln und über den Spin des Nukleons im Endzustand zu summieren. Mit der expliziten Darstellung des

Reaktionsmatrixelementes in Gleichung (6) kann der differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der CGLN-Amplituden  $F_j$  bzw. der Multipole angegeben werden:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(W, \theta_\pi^*) &= \frac{q}{k} \left[ |F_1|^2 + |F_2|^2 + \frac{1}{2}|F_3|^2 + \frac{1}{2}|F_4|^2 + \operatorname{Re}(F_1 F_4^*) + \operatorname{Re}(F_2 F_3^*) \right. \\ &\quad + \{ \operatorname{Re}(F_3 F_4^*) - 2\operatorname{Re}(F_1 F_2^*) \} \cos(\theta_\pi^*) \\ &\quad - \{ \frac{1}{2}|F_3|^2 + \frac{1}{2}|F_4|^2 + \operatorname{Re}(F_1 F_4^*) + \operatorname{Re}(F_2 F_3^*) \} \cos^2(\theta_\pi^*) \\ &\quad \left. - \{ \operatorname{Re}(F_3 F_4^*) \} \cos^3(\theta_\pi^*) \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

In der Praxis zeigt sich, daß zur Beschreibung des Wirkungsquerschnittes die Entwicklung der Funktionen  $F_j$  bereits nach wenigen Bahndrehimpulsen  $l$  abgebrochen werden kann und Beiträge höherer Ordnungen vernachlässigt werden können. Im Energiebereich der Schwelle und der ersten Resonanz genügen Bahndrehimpulse bis zur Ordnung  $l_{max} = 1$ , im Bereich bis zur zweiten Resonanz Bahndrehimpulse bis zur Ordnung  $l_{max} = 2$ . Die explizite Darstellung der Funktionen  $F_j$  bis zur Ordnung  $l_{max} = 2$  lautet:

$$\begin{aligned} F_1 &= \sum_{l=0}^2 [lM_{l+} + E_{l+}] P'_{l+1}(\cos(\theta_\pi^*)) + [(l+1)M_{l-} + E_{l-}] P'_{l-1}(\cos(\theta_\pi^*)) \\ l=0 &= E_{0+} \\ l=1 &+ (M_{1+} + E_{1+}) 3\cos(\theta_\pi^*) \\ l=2 &+ (2M_{2+} + E_{2+}) \left( \frac{15}{2} \cos^2(\theta_\pi^*) - \frac{3}{2} \right) + (3M_{2-} + E_{2-}), \\ \\ F_2 &= \sum_{l=1}^2 [(l+1)M_{l+} + lM_{l-}] P'_l(\cos(\theta_\pi^*)) \\ l=1 &= 2M_{1+} + M_{1-} \\ l=2 &+ (3M_{2+} + 2M_{2-}) 3\cos(\theta_\pi^*), \\ \\ F_3 &= \sum_{l=1}^2 [E_{l+} - M_{l+}] P''_{l+1}(\cos(\theta_\pi^*)) + [E_{l-} + M_{l-}] P''_{l-1}(\cos(\theta_\pi^*)) \\ l=1 &= 3(E_{1+} - M_{1+}) \\ l=2 &+ (E_{2+} - M_{2+}) 15\cos(\theta_\pi^*), \\ \\ F_4 &= \sum_{l=2}^2 [M_{l+} - E_{l+} - M_{l-} - E_{l-}] P''_l(\cos(\theta_\pi^*)) \\ l=2 &= 3(M_{2+} - E_{2+} - M_{2-} - E_{2-}). \end{aligned} \quad (8)$$

Diese Darstellung dient als Basis zur Interpretation des in dieser Arbeit gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitts [Kapitel 5.2].

## 3 Der experimentelle Aufbau

### 3.1 Der Beschleuniger

Der Elektronenbeschleuniger *MAMI* besteht aus einer Kaskade von drei *Race Track Microtrons*. Die Endenergie beträgt  $855 \text{ MeV}$  mit einer Energiebreite von  $\pm 60 \text{ keV}$ . Für spezielle Experimentanforderungen können durch eine variable Auskopplung des Elektronenstrahls aus dem dritten Mikrotron reduzierte Energien zwischen  $180 \text{ MeV}$  und der Maximalenergie in Schritten von  $15 \text{ MeV}$  ausgewählt werden. Die wesentlichen Kriterien für die Qualität des Beschleunigers sind die geringe Strahlemittanz mit einem Wert  $\leq 0.04 \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$  sowie das Tastverhältnis von Eins, das die Durchführung von Koinzidenzexperimenten ermöglicht. Die maximale Strahlintensität beträgt  $100 \mu\text{A}$ ; für Experimente mit reellen Photonen genügen jedoch Strahlströme bis  $100 \text{ nA}$ . Für Polarisierungsexperimente stehen longitudinal polarisierte Elektronen zur Verfügung. Durch einen Helizitätsübertrag im Bremsstrahlungsprozeß können damit zirkular polarisierte Photonen erzeugt werden.

### 3.2 Die Photonenmarkierungsanlage

Der Elektronenstrahl von *MAMI* wird über ein etwa  $50 \text{ m}$  langes Strahlführungssystem in die Experimentierhalle der A2-Kollaboration eingeschossen (Abbildung 3). Für eine Kontrolle und Korrektur des Ortes und der Richtung des einlaufenden Elektronenstrahls stehen zwei Strahlmonitorgruppen aus je einem Zinksulfidschirm, einem Drahtscanner und einer ortsempfindlichen Kavität zur Verfügung.

Die Bremsstrahlung wird in einem dünnen Bremstarget von  $4 \mu\text{m}$  Nickel erzeugt. Im Bremsstrahlungsprozeß



wird ein Teil der monoenergetischen Elektronen der Energie  $E_0$  im Coulombfeld der Targetkerne mit Kernladungszahl  $Z$  abgebremst und erzeugt dabei reelle Bremsstrahlungsphotonen der Energie  $E_\gamma$ . Die Energie- und Winkelverteilung der Photonen werden durch relativ komplizierte Wirkungsquerschnittsformeln beschrieben [KM 59]. In einfachen Näherungen können jedoch beide Verteilungen unabhängig voneinander durch die Ausdrücke

$$\frac{d\sigma}{dE_\gamma} \propto \frac{1}{E_\gamma} \quad \text{und} \quad \frac{d\sigma}{d\theta} \propto \frac{\theta}{(\theta^2 + \theta_\gamma^2)^2} \quad (9)$$

dargestellt werden. Die Energieverteilung der Photonen liegt zwischen Null und der Primärenergie der einlaufenden Elektronen und ist umgekehrt proportional zur Photonenenergie. Die Winkelverteilung wird durch den mittleren quadratischen Aufstreuwinkel

$$\sqrt{\langle \theta_\gamma^2 \rangle} \simeq \frac{1}{\gamma} = \frac{m_e}{E_0}$$

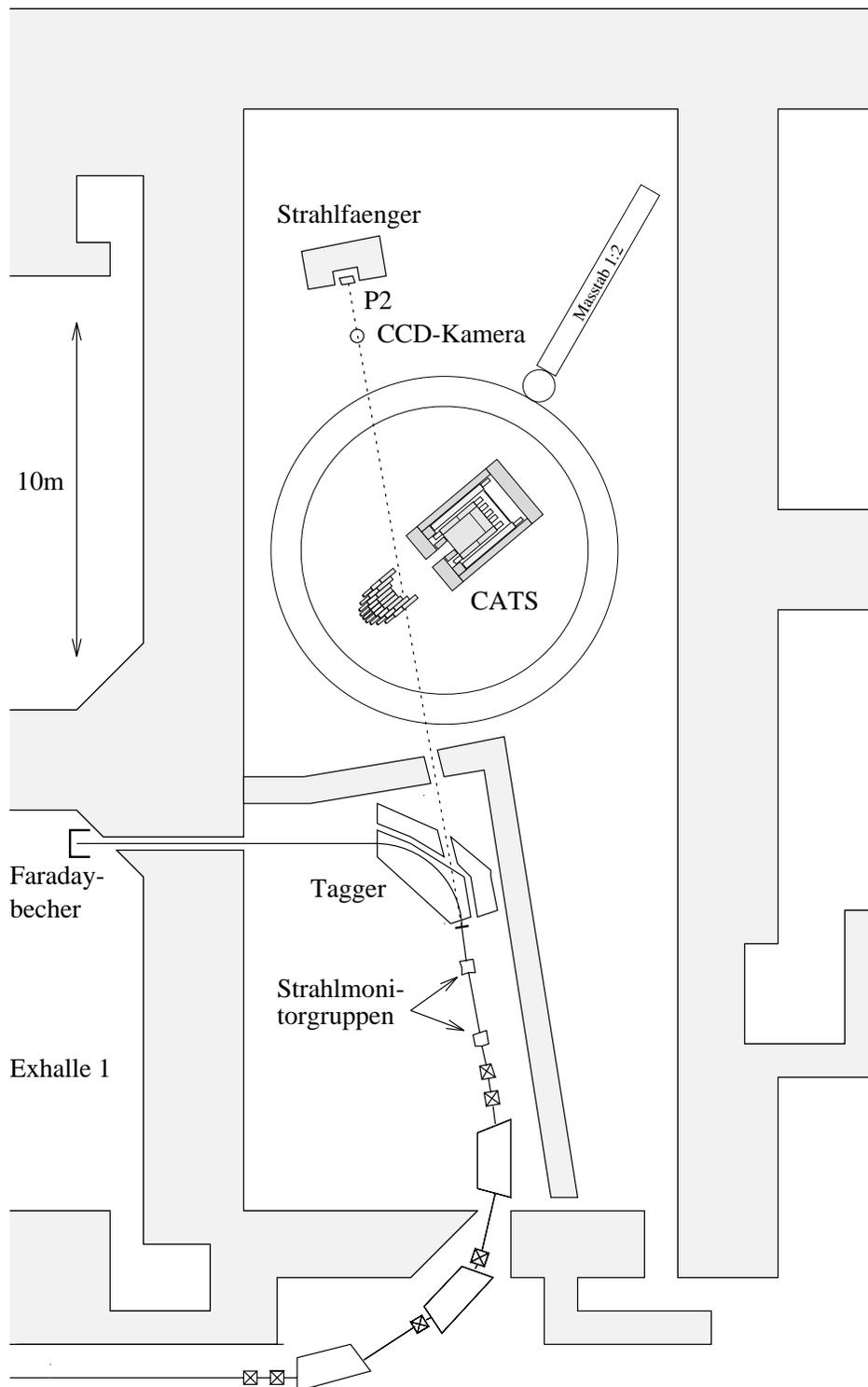


Abbildung 3: Die Experimentierhalle der A2-Kollaboration. Der primäre Elektronenstrahl wird im Magnetfeld der Photonenmarkierungsanlage abgelenkt und in der benachbarten Experimentierhalle 1 aufgefangen. Der Experimentierbereich mit dem Photonen-spektrometer *CATS* ist durch Betonwände gegen den Elektronenstrahl abgeschirmt.

parametrisiert [Jac 81]. Innerhalb dieses *charakteristischen Winkels* liegen etwa 50 % der Bremsstrahlungsereignisse. Sein Wert ist nur von der Energie der einlaufenden Elektronen abhängig und beträgt bei der Einschubenergie von *MAMI* mit  $855 \text{ MeV}$   $0.6 \text{ mrad}$ . Die Bremsstrahlung führt daher zu einer strahlähnlichen Vorwärtsemission der Photonen. Eine vergleichbare Vorwärtsemission ergibt sich für die gestreuten Elektronen. Der entsprechende charakteristische Winkel der Elektronen ist durch den Ausdruck

$$\sqrt{\langle \theta_{e^-}^2 \rangle} \simeq \frac{E_\gamma}{E_{e^-}} \cdot \sqrt{\langle \theta_\gamma^2 \rangle}$$

gegeben. Die Größenordnung dieses Wertes wird dabei im wesentlichen durch den charakteristischen Winkel der Photonen festgelegt und nur durch das Verhältnis aus den Energien der gestreuten Elektronen und Photonen korrigiert. Der Maximalwert beträgt im Extremfall mit hoher Photonen- und geringer Elektronenenergie  $7.5 \text{ mrad}$ .

Die Bestimmung der Energie der Bremsstrahlungsphotonen erfolgt in einer Photonmarkierungsanlage, dem sogenannten *Tagger* [Ant 91]. Die Energie- und Impulserhaltung erfordert beim Bremsstrahlungsprozeß einen Impulsübertrag des Elektrons auf den Targetkern. Aufgrund der großen Kernmasse liegt die Aufnahme an kinetischer Energie jedoch maximal im  $keV$ -Bereich und ist damit vernachlässigbar. Mit dieser Voraussetzung kann die Energie des Photons  $E_\gamma$  bei bekannter Einschubenergie der Elektronen  $E_0$  durch den gleichzeitigen und eindeutigen Nachweis des zugehörigen gestreuten Elektrons mit der Energie  $E_{e^-}$  ermittelt werden:

$$E_\gamma = E_0 - E_{e^-} .$$

Dazu werden die gestreuten Elektronen in einem homogenen Magnetfeld des Taggers von den Bremsstrahlungsphotonen getrennt und impuls- bzw. energieselektiert in einem ortsauflösenden Detektorensystem in der Fokalebene nachgewiesen (Abbildung 4). Das Detektorensystem, die sogenannte *Elektronenleiter*, besteht aus 351 je zur Hälfte überlappenden, etwa  $3 \text{ cm}$  breiten Plastiksintillatoren. Bei einer Einschubenergie der Elektronen von  $855 \text{ MeV}$  können mit dieser sehr breitbandig ausgelegten Anordnung Photonen im Energiebereich zwischen  $40 \text{ MeV}$  und  $792 \text{ MeV}$  markiert werden. Die Energieauflösung der Elektronen bzw. der markierten Photonen ist durch die Überlappbreite der Plastiksintillatoren gegeben und beträgt energieunabhängig etwa  $2 \text{ MeV}$ .

Der Primärstrahl der Elektronen wird im Magnetfeld des Taggers, das mit in das Strahlführungssystem integriert ist, abgelenkt und in einer Nachbarhalle (Experimentierhalle 1) in einem Faradaybecher aufgefangen. Die Vernichtung des Primärstrahls in einer separaten, gut abgeschirmten Halle ermöglicht dabei in Verbindung mit der guten Strahlqualität des Beschleunigers die sehr sauberen Untergrundverhältnisse in der Experimentierhalle.

Der Experimentierbereich zur Durchführung der verschiedenen Experimente ist durch Betonabschirmungen vom Tagger und dem Elektronenstrahl getrennt. Der Photonenstrahl wird im Joch des Taggers kollimiert und mit Hilfe eines Permanentmagneten

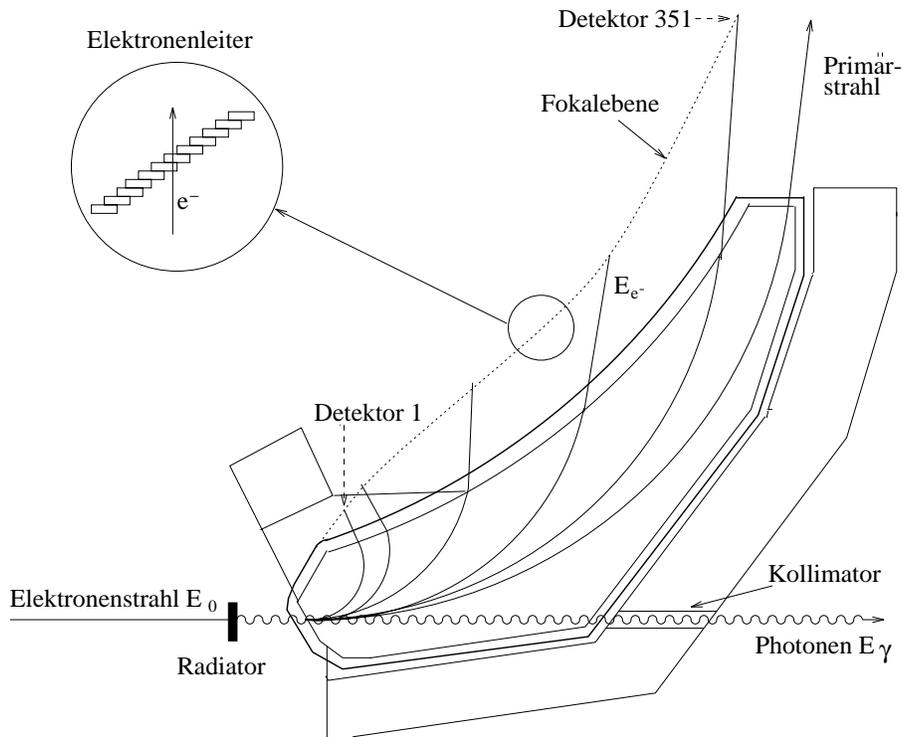


Abbildung 4: Die Photonenmarkierungsanlage der A2-Kollaboration.

vom elektromagnetischen Untergrund gereinigt. Die Kollimation ist zur Begrenzung der Strahlfleckgröße am Target notwendig. Eine wesentliche Bedeutung gewinnt daher in diesem Zusammenhang die Markierungswahrscheinlichkeit. Sie beschreibt das auch als *Markierungseffizienz* bezeichnete Verhältnis aus der Anzahl markierter Photonen am Target  $N_\gamma(E_\gamma)$  zu der Anzahl der in der Elektronenleiter nachgewiesenen Elektronen  $N_{e^-}(E_\gamma)$ :

$$\epsilon_{tag}(E_\gamma) = \frac{N_\gamma(E_\gamma)}{N_{e^-}(E_\gamma)}.$$

Die Markierungseffizienz ist im wesentlichen durch die Kollimation des Photonenstrahls bestimmt. Da der Photonenwinkel in guter Näherung von der Photonenenergie unabhängig ist (Gleichung 9), ist die Markierungseffizienz eine nur sehr gering energieabhängige Größe. Sie muß experimentell bestimmt werden. Die Standardmethode ist ein in Koinzidenz zur Elektronenleiter durchgeführter Nachweis der Photonen im direkten Strahl. Sie erfolgt mit einem totalabsorbierenden Detektor bei geringer Intensität. Der Wert der Markierungseffizienz beträgt bei der gewöhnlich gewählten Kollimation auf einen charakteristischen Photonenwinkel nahezu energieunabhängig etwa 50%. Bei bekannter Markierungswahrscheinlichkeit kann im eigentlichen Experiment aus der Elektronenzählrate der Fluß markierter Photonen angegeben werden. Die erreichbare Intensität des Photonensflusses ist maßgeblich an die Leistungsfähigkeit der Elektronenleiter gebunden. Die Einzelraten der Elektronenzähler sind auf  $10^6$  Ereignisse pro Se-

kunde begrenzt, um eine ausreichende Lebensdauer der an die Plastiksziintillatoren angeschlossenen Photomultiplier zu gewährleisten. Der maximal unter diesen Bedingungen erreichbare integrale Photonenfluß liegt in der Größenordnung von  $10^7$  bis  $10^8$  Photonen pro Sekunde. Eine Überwachung des gesamten, auch nicht markierten Photonenenergieflusses während des Experiments ist mit Hilfe einer P2-Ionisationskammer möglich. Die Kammer ist in den Photonenstrahlfänger am Ende des Experimentierbereiches integriert (Abbildung 3). Zusätzlich können mit einer hochempfindlichen CCD-Kamera das Profil und die relative Lage des Photonenstrahls betrachtet werden. Die Kamera nimmt dabei über ein Spiegelsystem das Licht dünner, in den Strahl eingebrachter Szintillations-scheiben auf.

### 3.3 Das Photonenspektrometer *CATS*

Das Thema dieser Dissertation ist die Photoproduktion neutraler Pionen am Proton. Der Arbeitsschwerpunkt war dabei die Planung und Realisierung einer Apparatur, mit der gleichzeitig zur Messung der neutralen Pionproduktion eine Messung der Compton-Streuung möglich sein sollte. Die wesentlichen Anforderungen an ein solches Experimentiergerät lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

- Gleichzeitige Messung der neutralen Pionproduktion und der Compton-Streuung und eindeutige, d.h. Ereignis für Ereignis durchführbare Unterscheidung beider Prozesse am freien Nukleon und am komplexen Kern.
- Die Experimente an komplexen Kernen erfordern zusätzlich folgende Unterscheidungen:
  - Kohärente und inkohärente Produktion neutraler Pionen.
  - Elastische und inelastische Streuung von Photonen.
- Anpassung des akzeptierten Energiebereichs des Spektrometers an den gesamten zur Verfügung stehenden Energiebereich der Photonenmarkierungsanlage.

Das Photonenspektrometer *CATS* (*Compton And Two Photon Spectrometer*) wurde von der Mainzer Gruppe der A2-Kollaboration gezielt im Rahmen dieser Anforderungen entwickelt. Speziell die Compton-Streuung ist ein experimentell sehr schwer zugänglicher Prozeß. Als rein elektromagnetische Wechselwirkung ist der Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung zwei Größenordnungen geringer als der Wirkungsquerschnitt der Pionproduktion. Das neutrale Pion zerfällt unmittelbar nach seiner Produktion ( $0.8 \cdot 10^{-16}$  s) zu 98.9% in zwei Photonen. Für beide Reaktionskanäle sind daher Photonen nachzuweisen, da ein Nachweis von Rückstoßteilchen nur bei den speziellen Messungen am freien Nukleon möglich ist. Der Zerfall des Pions führt dabei hinsichtlich der Compton-Streuung zu einem sehr intensiven, kontinuierlichen Untergrundspektrum, dessen hochenergetische Flanke sich nur um wenige *MeV* von der Energie gestreuter Photonen unterscheidet und die experimentell schwierige Ausgangssituation begründet.

Die notwendige Unterscheidung der gestreuten Photonen von den Zerfallsphotonen der neutralen Pionen bestimmt daher im besonderen Maße den konzeptionellen Aufbau des Spektrometers.

Die zentrale Anforderung an das Photonenspektrometer *CATS* ist die Messung und die eindeutige Unterscheidung der Compton–Streuung und der neutralen Pionproduktion. Ermöglicht wird dies durch die Kombination eines NaJ–Spektrometers und einer  $2\pi$ –Anordnung aus 61 BaF<sub>2</sub>–Detektoren (Abbildung 5). Der Nachweis der gestreuten Photonen und der hochenergetischen Zerfallsphotonen des neutralen Pions erfolgt im NaJ–Spektrometer unter einem Laborwinkel von  $60^\circ$ . In Rückwärtsrichtung dazu dient das  $2\pi$ –Detektorensystem dem Nachweis der niederenergetischen Zerfallsphotonen des Pions, nuklearer Zerfallsphotonen angeregter komplexer Kerne sowie dem Nachweis von Rückstoßprotonen.

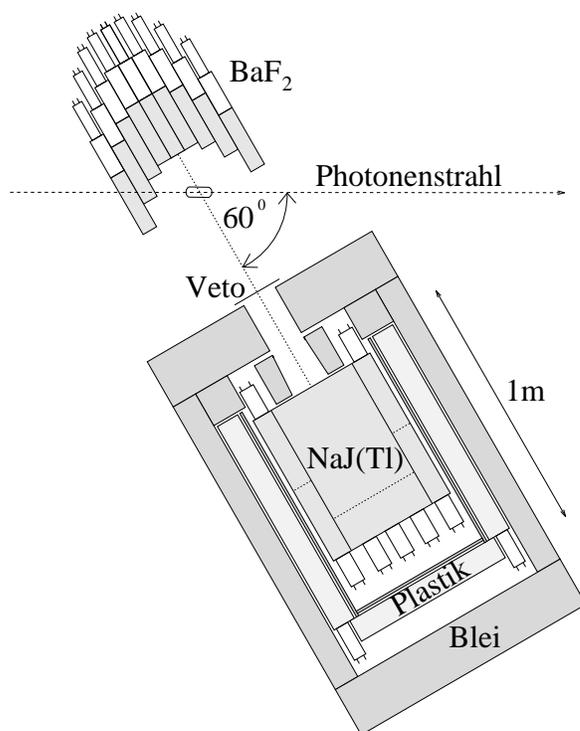


Abbildung 5: Das Photonenspektrometer *CATS*.

Das prinzipielle Konzept von *CATS* zur Diskriminierung beider Prozesse beruht auf der Anpassung der beiden Spektrometerkomponenten an die gegebenen kinematischen Verhältnisse bzw. deren Differenzen. Die Vielzahl variierender kinematischer Parameter für beide Prozesse am Nukleon und am Kern erzeugt eine komplexe kinematische Situation, deren wesentliche Aspekte im folgenden diskutiert werden. Dazu sind in einem

Impulsdiagramm beide Reaktionen für einen Laborwinkel von  $60^\circ$  dargestellt, der durch die vorgegebene Geometrie und den Funktionsmechanismus des Spektrometers selektiert wird (Abbildung 6).

Die Compton–Streuung ist als einzelne, isoliert gegebene Reaktion ein einfach zu behandelnder Zweikörperprozeß. Für die Energie der elastisch gestreuten Photonen ergibt sich im Laborsystem

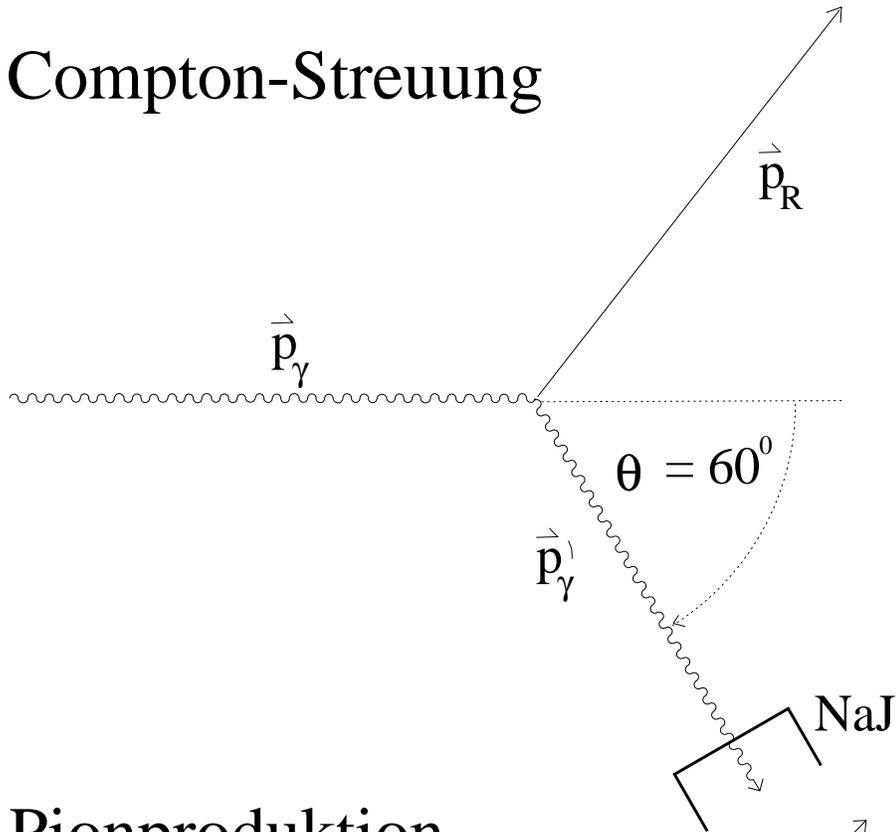
$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma m_T}{m_T + E_\gamma(1 - \cos(\theta_\gamma))}.$$

Bei gegebener Targetmasse  $m_T$  und einem definierten Streuwinkel  $\theta_\gamma$  ist die Energie der gestreuten Photonen nur noch von der Energie  $E_\gamma$  der einlaufenden Photonen abhängig. Der Impuls- und Energieübertrag auf das Target ist im Zweikörperprozeß durch die entsprechenden Differenzen der ein- und auslaufenden Photonen gegeben. Eine zum Nachweis ausreichende Aufnahme kinetischer Energie der Rückstoßteilchen ist aufgrund der Kernmassen nur für die Messungen am freien Nukleon möglich. Die durchzuführenden Experimente sowohl am Nukleon als auch an komplexen Kernen erfordern daher den Nachweis der gestreuten Photonen, der beim *CATS* mit dem NaJ–Spektrometer erfolgt (Abbildung 6 oben).

Die neutrale Pionproduktion ist ebenfalls ein Zweikörperprozeß. Die Kinematik ist vergleichbar mit der Kinematik der Compton–Streuung, bei der das gestreute Photon durch ein Pion ersetzt wird. Der kinematische Unterschied beider Reaktionen entsteht durch die endliche Ruhemasse des neutralen Pions von  $135 \text{ MeV}$ , die jedoch mit wachsender Einschußenergie der Photonen zunehmend an Bedeutung verliert. Bereits im Energiebereich der  $\Delta$ –Resonanz unterscheiden sich die kinematischen Größen des Pions und des gestreuten Photons nur noch in der Größenordnung von einigen Prozent. Wie bei der Compton–Streuung ist der Nachweis des Rückstoßteilchens nur bei den Messungen am freien Nukleon möglich. Erforderlich ist daher eine Apparatur zum Nachweis des produzierten Pions. Dieser Nachweis ist jedoch nicht direkt möglich, da es unmittelbar nach seiner Produktion ( $0.8 \cdot 10^{-16} \text{ s}$ ) zu  $98.9\%$  in zwei Photonen zerfällt. Dieser Zerfall hebt die ursprünglich gegebene einfache Zweikörperkinematik auf (Abbildung 6 unten). Zur Messung der neutralen Pionproduktion müssen die beiden Photonen nachgewiesen werden. Im Hinblick auf die Messung der Compton–Streuung verursacht der Zerfall des Pions erhebliche experimentelle Schwierigkeiten, da die beiden Zerfallsphotonen einen Untergrund für die gestreuten Photonen darstellen.

Das neutrale Pion zerfällt in seinem Ruhesystem isotrop in zwei Photonen mit jeweils halber Pionmasse, aber entgegengesetzten Impulsvektoren. Die Impulsvektoren enden auf einem Kreis bzw. einer Kugel. Im Laborsystem bewegt sich das Pion mit der Geschwindigkeit  $\vec{\beta}$ , so daß durch die Lorentz–Transformation eine Ellipse bzw. ein Ellipsoid entsteht. Die Transformation wird im Anhang A.1 explizit durchgeführt. Im Laborsystem steht zusätzlich zur Masse kinetische Energie zur Verfügung, die auf die beiden Photonen übertragen wird. Die Aufteilung der Energie und des Impulses des Pions auf

# Compton-Streuung



# Pionproduktion

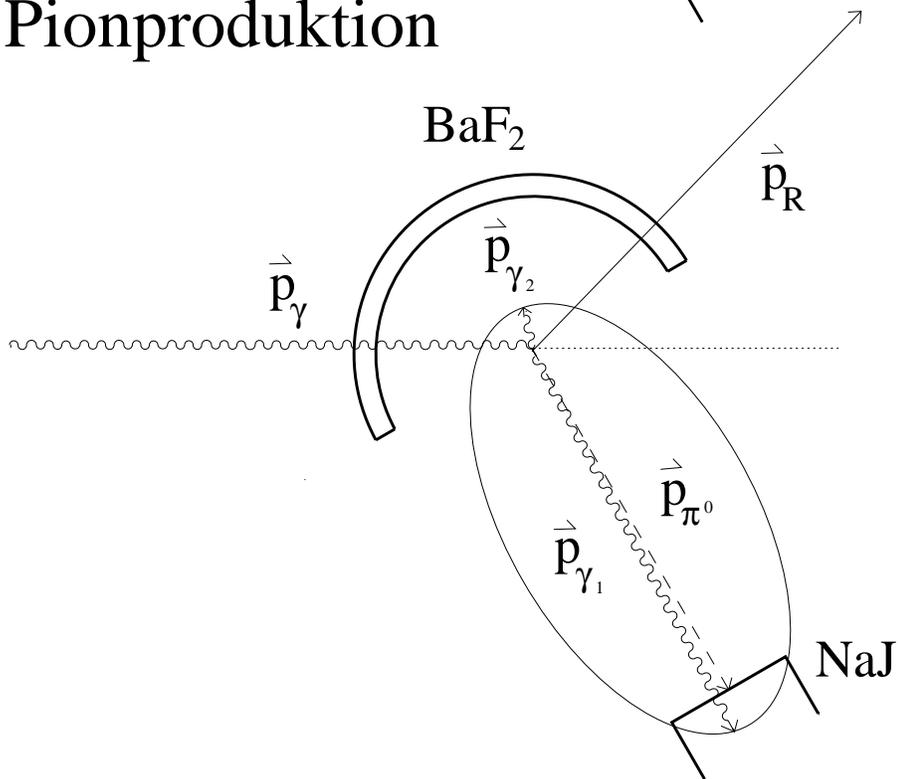


Abbildung 6: Impulsdiagramme der Compton-Streuung und der Pionproduktion.

die Zerfallsphotonen wird durch das aus der Transformation entstandene Impulsellipsoid beschrieben (Abbildung 6 unten). Die Dimension des Ellipsoides ist durch den Impulsvektor des Pions bestimmt, der die beiden Brennpunkte miteinander verbindet. Auf dem Rand des Ellipsoids enden alle kinematisch erlaubten Paare von Photonenimpulsen, deren Energie- und Impulssummen gleichzeitig Energie und Impuls des ursprünglichen Pions beschreiben. Die möglichen Öffnungswinkel  $\phi_{\gamma\gamma}$  zwischen den beiden Photonen werden durch Wahrscheinlichkeitsverteilungen  $W(\phi_{\gamma\gamma})$  beschrieben, in die die Geschwindigkeit bzw. die Energie der Pionen als Parameter eingehen (Abbildung 7). Begrenzt werden diese Verteilungen durch den mit wachsender Pionenergie abnehmenden minimalen Öffnungswinkel  $\phi_{\gamma\gamma}^{min}$  und den energieunabhängigen maximalen Öffnungswinkel  $\phi_{\gamma\gamma}^{max} = 180^\circ$ . Die beiden Grenzen entsprechen dabei den folgenden kinematischen Extremfällen:

- Minimaler Öffnungswinkel im symmetrischen Zerfall: Beide Photonen werden symmetrisch zum Pionimpuls emittiert und tragen jeweils die Hälfte der Energie und des Impulses des Pions.
- Maximaler Öffnungswinkel im asymmetrischen Zerfall: Ein Photon wird in Richtung, das andere Photon entgegen der Richtung des Pionimpulses emittiert. In diesem Zerfall erhält ein Photon fast die gesamte Energie und den gesamten Impuls des Pions und das andere Photon nur die zur Verfügung stehenden Restbeträge. Das hochenergetische Photon trägt in diesem Fall praktisch die gesamte kinematische Information über das Pion.

Der Zerfall des Pions führt zu einem kontinuierlichen Photonenspektrum, dessen Intensität dabei aufgrund der stark unterschiedlichen Wirkungsquerschnitte die Intensität der gestreuten Photonen um zwei Größenordnungen übertrifft. Hinsichtlich der Messung der Compton-Streuung ist daher die neutrale Pionproduktion als Untergrund zu betrachten. Die Schwierigkeit für die Unterscheidung der Compton-Streuung ergibt sich aus dem asymmetrischen Pionzerfall mit Photonenenergien, die nur einige  $MeV$  unterhalb der Energie der gestreuten Photonen liegen. Diese hochenergetischen Zerfallsphotonen können durch einen gleichzeitigen Nachweis des zugehörigen niederenergetischen Zerfallsphotons erkannt und markiert werden. Eine geringe Winkelvariation des hochenergetischen Photons um den Impulsvektor des Pions bewirkt jedoch eine große Winkelvariation des in Rückwärtsrichtung emittierten niederenergetischen Photons und macht den Nachweis kompliziert (Abbildung 6 unten).

Unter diesen kinematischen Voraussetzungen kann eine eindeutige Bestimmung der Compton-Streuung nur durch die Kombination der beiden folgenden experimentellen Methoden erfolgen:

- Markierung der hochenergetischen Pionzerfallsphotonen durch einen gleichzeitigen Nachweis der zugehörigen niederenergetischen Zerfallsphotonen. Dabei entspricht der kleinen Winkelvariation des energiereichen Photons über den Raumwinkel des

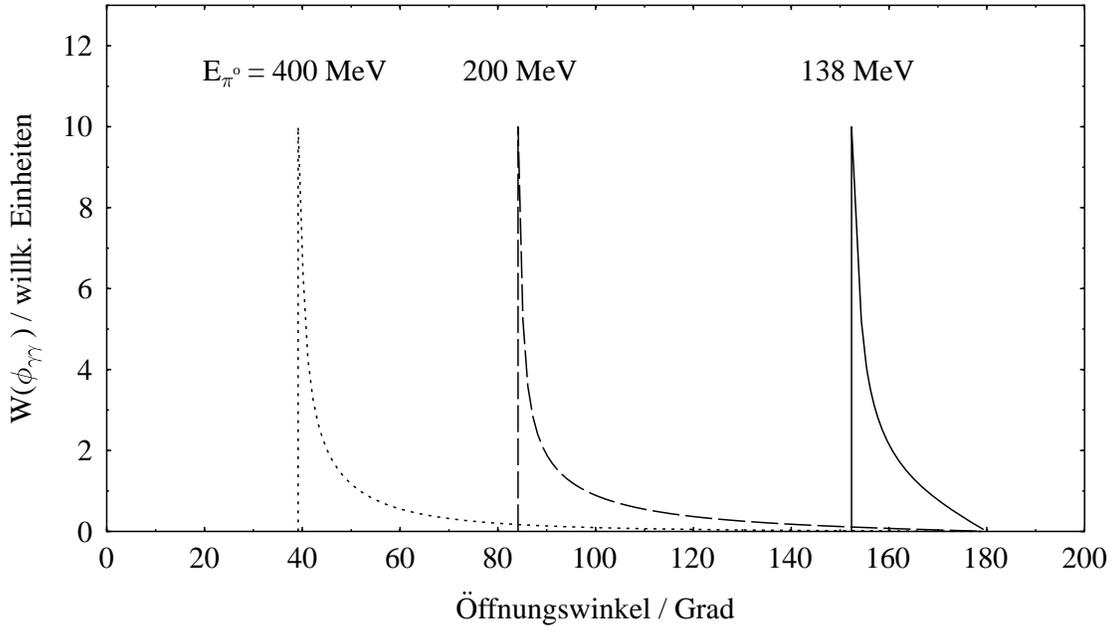


Abbildung 7: Wahrscheinlichkeitsverteilung des Öffnungswinkels zwischen den beiden Zerfallsphotonen des Pions bei verschiedenen Pionenergien.

NaJ-Detektors eine große Winkelvariation des energiearmen Photons und erfordert eine Raumwinkelakzeptanz des BaF<sub>2</sub>-Detektorensystems von  $2\pi$ .

- Nachweis der gestreuten Photonen und der hochenergetischen Zerfallsphotonen mit sehr guter Energieauflösung. Abbildung 8 zeigt für einen festen Streu- und Produktionswinkel von  $60^\circ$  im Laborsystem die relative Energiedifferenz

$$r = \frac{E'_\gamma - E_\gamma^{max}}{E'_\gamma}$$

zwischen der Energie des elastisch gestreuten Photones  $E'_\gamma$  und der Maximalenergie  $E_\gamma^{max}$  der Pionzerfallsphotonen. Die zur Separation der Prozesse zur Verfügung stehende Differenz nimmt als Funktion der Einschubenergie stetig ab. Sie kann durch die oben diskutierte Markierung der hochenergetischen Zerfallsphotonen zwar auf etwa das Doppelte angehoben werden, verbleibt dennoch in der Größenordnung von nur einigen Prozent. Die für einen festen Streu- bzw. Produktionswinkel berechneten Werte werden durch die im Experiment möglichen Winkelvariationen weiter reduziert und erfordern einen Photonennachweis im NaJ-Detektor mit der maximal erreichbaren Energieauflösung von 1.5 %.

Mit den in diesem Rahmen koinzident nachgewiesenen Photonennpaaren ist gleichzeitig die neutrale Pionproduktion gemessen. Mit der Apparatur *CATS* wird dabei ein Öffnungswinkelbereich der beiden Zerfallsphotonen zwischen  $90^\circ$  und  $180^\circ$  abgedeckt.

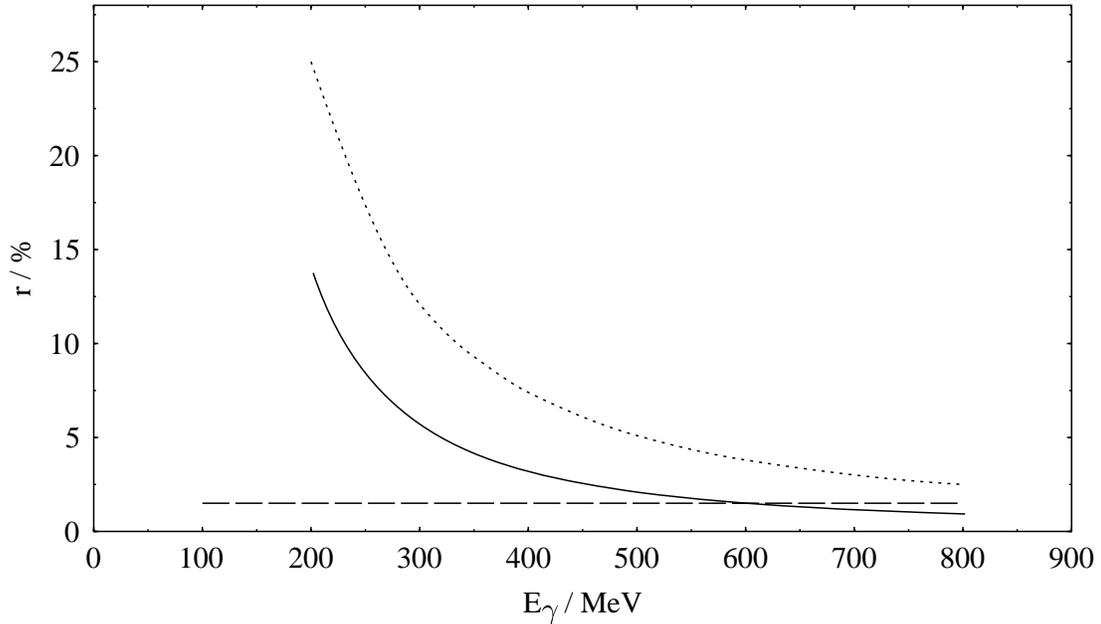


Abbildung 8: Relative Energiedifferenz  $r$  zwischen der Energie des gestreuten Photons und der Maximalenergie der Pionzerfallsphotonen für einen festen Streu- und Produktionswinkel von  $60^\circ$  im Laborsystem. Die durchgezogene Kurve zeigt die Differenz ohne, die gepunktete Kurve die Differenz mit Markierung der hochenergetischen Zerfallsphotonen. Die gestrichelte Kurve zeigt die zur Verfügung stehende Energieauflösung des NaJ-Detektors von 1.5 %.

Die resultierende Nachweiswahrscheinlichkeit ist in diesem Winkelbereich, insbesondere für Pionen mit großer Energie und kleinem minimalen Öffnungswinkel, relativ gering (Abbildung 7). Andererseits beinhaltet dieser Bereich großer Öffnungswinkel Zerfälle aller Pionenergien. Mit der Apparatur wird daher die Messung der neutralen Pionproduktion über den gesamten, zur Verfügung stehenden Photonenenergiebereich in einem Datensatz möglich. Die relativ geringe Effizienz wird dabei durch die im Hinblick auf die Compton-Streuung ohnehin langen Meßzeiten ausreichend kompensiert.

Eine eindeutige Identifikation der Pionen sowie eine Berechnung der Energie und des Impulsvektors erfordert eine Bestimmung der entsprechenden Größen der beiden Photonen. Im asymmetrischen Zerfall liegt die wesentliche Information über die Kinematik des Pions im hochenergetischen Photon, so daß dessen Nachweis im NaJ-Detektor zu einer Auswahl der Pionimpulse in diese Richtung führt. Die sehr gute Energieauflösung für dieses Photon von 1.5 % ermöglicht, selbst bei vergleichsweise nur moderater Auflösung des niederenergetischen Partners im BaF<sub>2</sub>-Detektorensystem mit etwa 15 %, eine gute Energieauflösung für das rekonstruierte Pion.

Das BaF<sub>2</sub>-Detektorensystem dient im *CATS* nicht nur zum Nachweis der niederenergetischen Zerfallsphotonen des neutralen Pions, sondern eröffnet mit seiner großen

Raumwinkelakzeptanz weitere experimentelle Möglichkeiten:

- Bei der Messung am Proton kann das Rückstoßteilchen nachgewiesen werden. Der vorgegebene Winkelbereich der gestreuten Photonen bzw. der produzierten Pionen um  $60^\circ$  definiert einen festen Winkelbereich der Rückstoßprotonen um  $45^\circ$ , der im  $\text{BaF}_2$ -Detektorensystem mit abgedeckt wird. Die damit zugängliche zusätzliche Energieinformation für die Protonen führt zu einer weiteren Verbesserung der Unterscheidbarkeit der Compton-Streuung von der neutralen Pionproduktion [Pei 94].
- Bei den Messungen an komplexen Kernen ermöglicht das  $2\pi$ -System mit einer Wahrscheinlichkeit von 50 % die Messung nuklearer Zerfallsphotonen aus angeregten Kernzuständen. Eine Unterscheidung der kohärenten und der inkohärenten neutralen Pionproduktion sowie der elastischen und inelastischen Compton-Streuung wird damit durchführbar [Sch 94].

### 3.4 Das NaJ(Tl)-Spektrometer

Das NaJ(Tl)-Spektrometer dient zum Nachweis gestreuter Photonen aus der Compton-Streuung und hochenergetischer Zerfallsphotonen aus dem Zerfall des neutralen Pions. Der abzudeckende Photonenenergiebereich beginnt oberhalb der halben Pionmasse und endet bei der maximal erreichbaren Energie von  $800 \text{ MeV}$ . Die wesentliche Anforderung an das Spektrometer zur Bestimmung der Compton-Streuung über einen breiten Energiebereich ist eine gute Energieauflösung von 1.5 % [Kapitel 3.3].

Der Aufbau des NaJ-Spektrometers ist in Abbildung 5 gezeigt. Der Detektor besteht aus sieben optisch getrennten NaJ-Kristallen. Kernstück ist der sogenannte *Core*, ein zylindrischer Kristall mit einem Durchmesser von  $27 \text{ cm}$ , der von sechs Mantelsegmenten umgeben ist. Damit ergibt sich ein Gesamtdurchmesser von  $48 \text{ cm}$  und eine Länge von  $63 \text{ cm}$ . Die optische Trennung der Kristalle ermöglicht durch Schauerrekonstruktionen eine Ortsauflösung von  $\pm 5 \text{ cm}$  für den Eintrittspunkt der Photonen [Wis 93].

Zur Unterdrückung der Höhenstrahlung ist der Detektor von einem *Anti-Cosmic-Shield* umgeben. Es besteht aus fünf  $10 \text{ cm}$  dicken Plastiksintillationssegmenten, die zu einem Ring zusammengesetzt sind und einseitig an der Spektrometerrückseite durch eine Plastiksintillationsscheibe ergänzt werden. Zur Absorption von Neutronen ist zwischen das Anti-Cosmic-Shield und den NaJ-Kristall eine  $1 \text{ cm}$  dicke Schicht aus  ${}^6\text{LiCO}_3$  eingesetzt. Vor den Eintrittskollimator des Spektrometers ist zur Unterscheidung neutraler und geladener Teilchen ein  $1 \text{ cm}$  dicker Plastiksintillationsvetodetektor angebracht. Zur Abschirmung gegen elektromagnetischen Untergrund ist das Spektrometer mit einem an allen Stellen mindestens  $10 \text{ cm}$  dicken Bleimantel umgeben.

Die Bestimmung der Apparatefunktion des NaJ-Spektrometers erfolgt im markierten Photonenstrahl. Abbildung 9 zeigt die gemessene Energieauflösung des Detektors

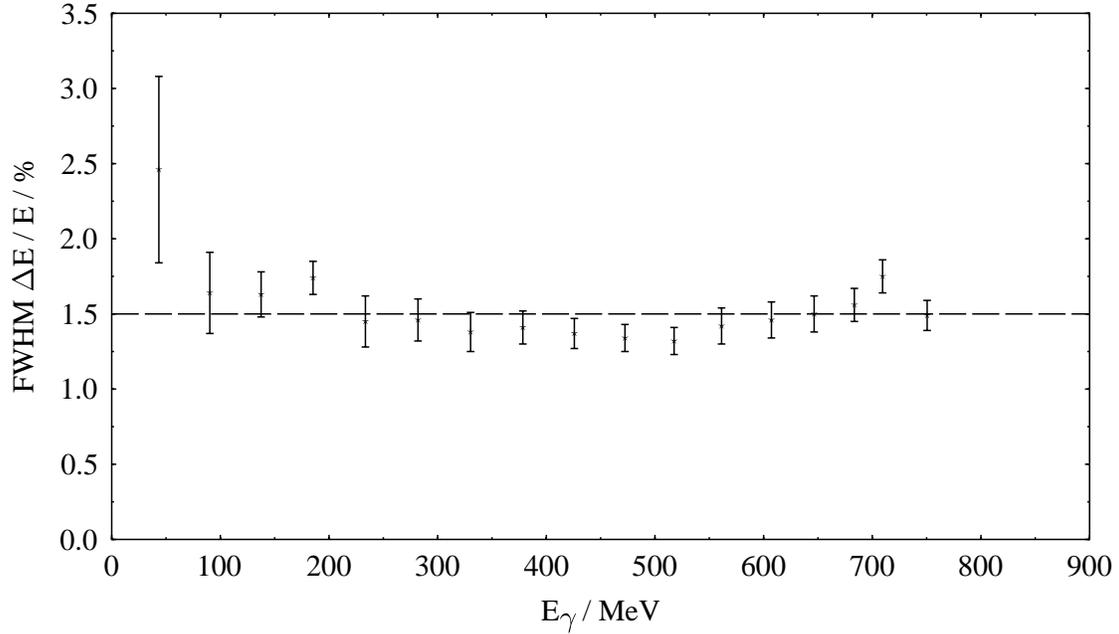


Abbildung 9: Gemessene Energieauflösung des NaJ-Spektrometers (Datenpunkte) als Funktion der Einschußenergie markierter Photonen [Wis 93]. Die eingezeichnete Linie zeigt die geforderte Energieauflösung des NaJ-Detektors von 1.5 %.

als Funktion der Energie der einlaufenden Photonen [Wis 93]. Für den gesamten Energiebereich ab 100  $MeV$  ergibt sich die geforderte Energieauflösung von 1.5 %.

### 3.5 Das $BaF_2$ -Detektorensystem

Der Aufbau, der Test und die Inbetriebnahme des  $2\pi$ -Systems aus  $BaF_2$ -Detektoren war die zentrale Aufgabe dieser Arbeit und wurde in enger Zusammenarbeit mit Herrn M. Schmitz [Sch 94] durchgeführt. Das sehr breite Anforderungsspektrum an diesen Teil des Gesamtspektrometers läßt sich folgendermaßen zusammenfassen:

- Nutzung als Photonendetektor im Energiebereich zwischen  $1MeV$  und der halben Pionmasse mit einer Auflösung von etwa 20 %. Der abzudeckende Energiebereich ergibt sich zum einen aus der Energie nuklearer Abregungsquanten und zum anderen aus der maximalen Energie niederenergetischer Zerfallsphotonen neutraler Pionen.
- Nutzung als Protonendetektor mit Protonenenergien bis  $200MeV$ .
- Trennung von Protonen und Photonen durch eine Pulsformanalyse.
- Modularer Aufbau eines  $2\pi$ -Systems um das Target aus 61 Einzeldetektoren.

- Verarbeitung hoher Zählraten durch die Nähe zum einlaufenden Photonenstrahl sowie kleiner Streuwinkel bis zu  $30^\circ$ .
- Sehr gute Zeitauflösung von etwa  $1\text{ ns}$  für Photonen und Protonen im gesamten Energiebereich.

### 3.5.1 Der Einzeldetektor

Die  $\text{BaF}_2$ -Kristalle <sup>1</sup> haben hexagonale Gestalt mit einer Schlüsselweite von  $5.9\text{ cm}$  ( $1.4$  Molière-Radien) und einer Gesamtlänge von  $25\text{ cm}$  ( $12$  Strahlungslängen) [Nov 91].  $\text{BaF}_2$  ist ein Material von guter mechanischer und chemischer Stabilität und ist sehr strahlenbeständig. Im Gegensatz zu  $\text{NaJ}$  ist es nicht hygroskopisch und erfordert daher kein massives Gehäuse. Zur optischen Lichtsammlung sind die Oberflächen des Kristalls poliert und mit Teflon- und Aluminiumfolie umgeben. Die Lichtdichtigkeit des Kristalls wird durch eine Ummantelung mit einem Schrumpfschlauch gewährleistet.

Das besondere Charakteristikum des Kristalls ist der Szintillationsmechanismus mit zwei Komponenten im ultravioletten Lichtbereich [WK 84]:

1. Die *lange Komponente* mit einer Lebensdauer  $\tau_L = 620\text{ ns}$  und einem Emissionsmaximum bei  $\lambda_L = 310\text{ nm}$ . Sie enthält mit  $77\%$  den überwiegenden Teil der Gesamtlichtausbeute.
2. Die *kurze Komponente* mit einer Lebensdauer  $\tau_K = 0.6\text{ ns}$  und einem Emissionsmaximum bei  $\lambda_K = 225\text{ nm}$ . Sie enthält mit  $23\%$  den geringeren Teil der Gesamtlichtausbeute.

Die Kombination der beiden Szintillationskomponenten führt zu den guten und ausgewogenen Eigenschaften des Detektors. Die Energieauflösung ist vorwiegend durch die gute Lichtausbeute der langen Komponente, die sehr gute Zeitauflösung durch den schnellen Anstieg der kurzen Komponente gegeben. Ein Vergleich der Lichtausbeuten beider Komponenten ermöglicht mit der *Pulse-Shape-Analyse* eine Teilchenidentifikation. Die Wirkungsweise eines Szintillationsdetektors beruht auf der Proportionalität der produzierten Lichtmenge zum Energieverlust einfallender oder in einem elektromagnetischen Schauer produzierter ionisierender Teilchen im Kristall. Im  $\text{BaF}_2$ -Detektor ist die Lichtausbeute der kurzen Komponente zusätzlich sensitiv auf die Art des Teilchens. Für Teilchen mit großem spezifischen Energieverlust und geringer Reichweite kommt es im Kristall zu einem Gebiet hoher Ionisationsdichte, die in der kurzen Komponente zum *quenching* führt: Der Energieverlust wird nicht nur in Licht aus Fluoreszenzübergängen, sondern auch in Gitterschwingungen umgesetzt. Die Lichtausbeute in der kurzen Komponente ist daher maximal für minimalionisierende Teilchen mit  $\beta = 1$  oder Photonen und reduziert sich stetig für langsamere Teilchen mit  $\beta < 1$ . Der Vergleich der produzierten Lichtmengen in beiden Komponenten ermöglicht daher die im Experiment notwendige Trennung von Protonen und Photonen.

---

<sup>1</sup>Hersteller Fa. Merck

Zur Ankopplung der Photomultiplier<sup>2</sup> ist eines der beiden Kristallenden auf einer Länge von  $2.5\text{ cm}$  auf einen Durchmesser von  $5.4\text{ cm}$  zylindrisch abgedreht. Die Transmission des ultravioletten Szintillationsspektrums vom Kristall zum Multiplier wird durch ein Quarzfenster ermöglicht. Durch die Verwendung einer speziellen Bialkali Photokathode ist die spektrale Empfindlichkeit des Multipliers dem Spektrum des Kristalls angepaßt. Zur Übertragung des sehr guten Zeitverhaltens der kurzen Komponente ist eine entsprechend schnelle Anstiegszeit des Photomultipliers von  $1.3\text{ ns}$  notwendig.

Eine der wesentlichen Anforderungen an die Qualität eines Szintillationsdetektors ist die Linearität des Multiplerausgangssignals zur im Kristall produzierten Lichtmenge. Dies erfordert von der Hochspannungsversorgung des Photomultipliers die Bereitstellung stabiler Potentialdifferenzen unter verschiedenen Belastungen. Bei hohen Raten in der Größenordnung von bis zu  $100\text{ kHz}$  führt insbesondere die lange Komponente mit dem Großteil der Lichtmenge zu einem hohen mittleren Dynodenstrom und erfordert eine aufwendige aktive Spannungsstabilisierung mit Hilfe von Transistoren. Die von der kurzen Komponente verursachten schnell abklingenden Spitzenströme werden passiv über die Entladung von Kondensatoren bereitgestellt, die sich zwischen den Pulsen wieder aufladen können.

### 3.5.2 Mechanischer Aufbau der $2\pi$ -Anordnung

Das  $\text{BaF}_2$ -Detektorensystem besteht aus 61 einzelnen Detektoren. In Abbildung 10 sind die Frontansicht des Systems sowie Schnitte durch die horizontale und vertikale Mittelebene dargestellt. Die Achse des Gesamtaufbaus wird durch den in Rückwärtsrichtung zum  $\text{NaJ}$ -Detektor liegenden Zentrumsdetektor definiert, der von vier Ringen aus 6, 12, 18 und 24 Detektoren umgeben ist. Zum Aufbau einer Halbkugel sind jeweils die von außen nach innen folgenden Ringe systematisch gegen die Frontebene zurückgezogen. In den Innenraum der Halbkugel mit einem Radius von  $15\text{ cm}$  wird die Streukammer mit der Targetzelle eingesetzt. In der horizontalen Mittelebene müssen für das Strahlrohr des einlaufenden Photonenstrahls drei Detektoren verschoben werden. Der Vorteil der benutzten Anordnung liegt in der großen Raumwinkelakzeptanz von  $2\pi$ , die bereits mit den zur Verfügung stehenden 61 Detektoren aufgebaut werden kann. Die Nachteile sind die extrem vielfältigen Geometrieeffekte und die Tatsache, daß in den Außenringen die Detektoren nicht frontal, sondern seitlich getroffen werden. In longitudinaler Richtung reduziert sich damit das zur Verfügung stehende Detektormaterial um ein Vielfaches und beeinträchtigt die Nachweiswahrscheinlichkeit und die Antwortfunktion des Gesamtsystems.

---

<sup>2</sup>R2059 der Fa. Hamamatsu [Ham 85]

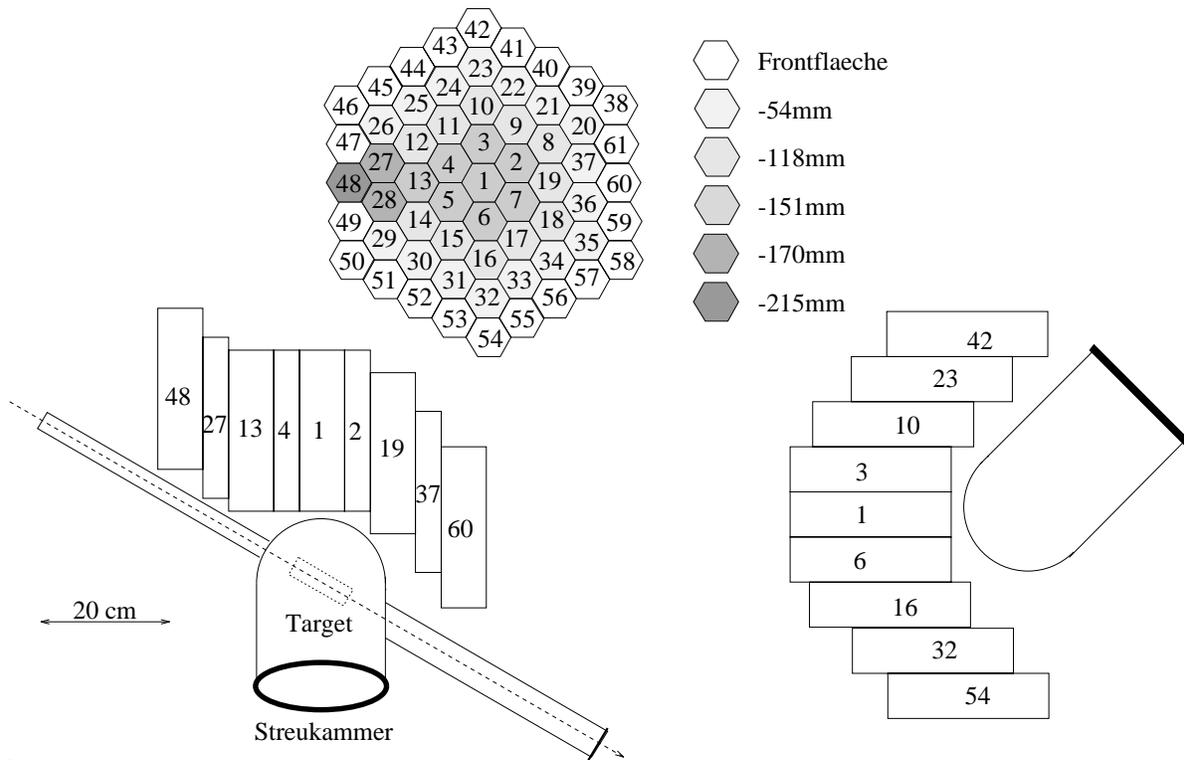


Abbildung 10: Frontansicht sowie horizontaler und vertikaler Schnitt durch die Mittelebene des BaF<sub>2</sub>-Detektorensystems.

### 3.5.3 Vorbereitende Messungen und Energieeichung

Die Eichung des BaF<sub>2</sub>-Detektorensystems setzt sich aus drei verschiedenen, sich aber gut ergänzenden Methoden zusammen:

1. Eichung mit einer <sup>241</sup>Am <sup>9</sup>Be-Quelle mit einer Photonenenergie von  $4.4 \text{ MeV}$ .
2. Eichung mit kosmischer Strahlung mit einem Energieeichpunkt bei  $39 \text{ MeV}$ .
3. Eichung mit markierten Photonen mit Energien zwischen  $9 \text{ MeV}$  und  $160 \text{ MeV}$ .

Vor und nach jedem Experiment ist eine Eichung aller 61 Einzeldetektoren notwendig. Als einfaches, experimentell leicht reproduzierbares und vor allem schnell durchführbares Verfahren bieten sich die Eichmessungen mit der Quelle an. Diese Methode ist jedoch auf den Niederenergiebereich beschränkt und muß zu höheren Energien extrapoliert werden. Zur Nutzung als Standardverfahren muß die Extrapolation durch ergänzende Messungen im höherenergetischen Energiebereich gewährleistet werden. Dazu werden die aufwendigeren und zeitintensiveren Eichungen mit kosmischer Strahlung und markierten Photonen durchgeführt.

Als radioaktive Eichquelle wird ein  $^{241}\text{Am}^9\text{Be}$ -Präparat mit einer Photonenlinie bei  $4.4\text{ MeV}$  herangezogen. Der Ausgangspunkt der verschiedenen Zerfallsketten in diesem Präparat ist der  $\alpha$ -Strahler  $^{241}\text{Am}$ . Das  $\alpha$ -Teilchen wird von einem  $^9\text{Be}$ -Kern absorbiert. Es entsteht ein angeregter  $^{13}\text{C}$ -Kern, der unter Emission eines Neutrons in den ersten angeregten Zustand eines  $^{12}\text{C}$ -Kerns zerfällt. Der angeregte  $^{12}\text{C}$ -Kern geht unter Aussendung eines  $4.4\text{ MeV}$  Photons in den Grundzustand.

Zur gleichzeitigen Eichung aller Detektoren wird die Quelle zentral in der  $\text{BaF}_2$ -Anordnung positioniert. Die Elektronik wird dabei in der vollständigen Experimentkonfiguration mit der Elektronik des NaJ-Spektrometers und der Photonenmarkierungsanlage betrieben [Kapitel 3.6]. Abbildung 11 zeigt ein typisches Pulshöhenspektrum eines Detektors mit dem Compton-Kontinuum, dem *Single Escape Peak* (SEP) und dem *Full Energy Peak* (FEP). Als Eichpunkte dienen der aus dem *Pedestal* gewonnene Energienullpunkt und der Full Energy Peak. Die gewählte Aussteuerung der Detektoren ermöglicht eine Aufnahme von Energien bis etwa  $300\text{ MeV}$ . Dies erlaubt neben dem erforderlichen Nachweis von Photonen bis zur halben Pionmasse und Rückstoßprotonen bis  $200\text{ MeV}$  auch den im Rahmen dieser Arbeit nicht betrachteten Nachweis höherenergetischer Photonen aus dem Zerfall des Pions und des Etas.

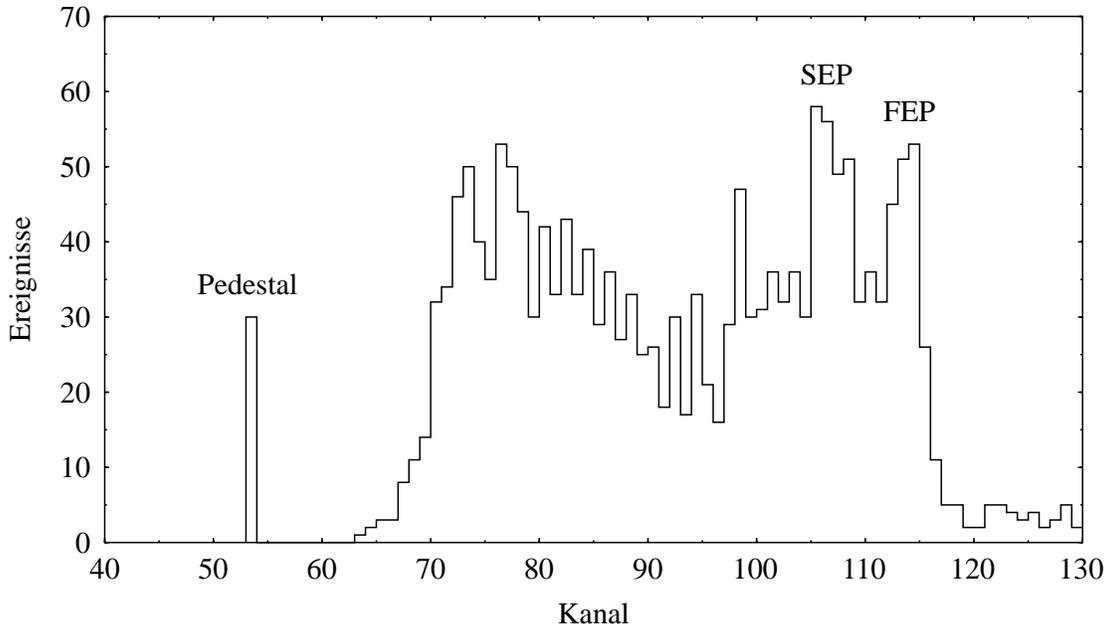


Abbildung 11: Pulshöhenspektrum eines  $\text{BaF}_2$ -Detektors bei Bestrahlung mit einer  $^{241}\text{Am}^9\text{Be}$ -Eichquelle. Eingezeichnet ist der Energienullpunkt (Pedestal), der Single Escape Peak (SEP) und der Full Energy Peak (FEP).

Die kosmische Strahlung ermöglicht eine Abstimmung und Eichung der Detektoren bei mittleren Energien. Auf der Erde besteht sie vorwiegend aus hochrelativistischen

Myonen mit einem breiten Energiespektrum im Bereich mehrerer  $GeV$ . Aufgrund der geringen Ereignisrate kommt sie als schnell durchzuführende Standardmethode zur Eichung der Detektoren vor und nach jeder Messung nicht in Betracht, kann jedoch zur Überprüfung der Extrapolation der Präparateeichung herangezogen werden. Abbildung 12 zeigt ein typisches Pulshöhenspektrum eines Detektors für eine zwölfstündige Höhenstrahlungsmessung. Die Energieskala auf der Abszisse ist der Präparateeichung entnommen. Der Peak im Pulshöhenspektrum entspricht einem senkrechten Durchgang durch den Kristall und liefert im Rahmen der extrapolierten Präparateeichung einen Energieverlust  $dE = (39.5 \pm 1.2) MeV$ . Dieser gemessene Energieverlust ist verträglich mit dem aus dem spezifischen Energieverlust minimalionisierender Myonen ( $6.6 MeV/cm$  [PDG 90]) berechneten Wert von  $38.94 MeV$  für einen  $5.9 cm$  dicken  $BaF_2$ -Kristall.

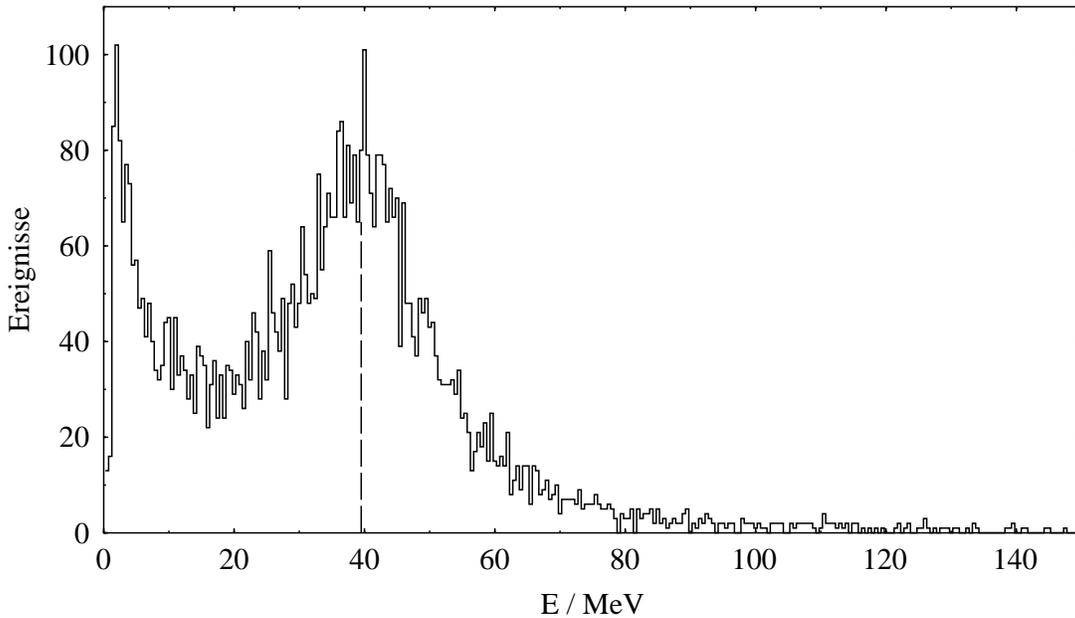


Abbildung 12: Pulshöhenspektrum eines  $BaF_2$ -Detektors für Höhenstrahlung. Die Energieskala auf der Abszisse ist der Präparateeichung entnommen.

Die sauberste, aber bei weitem aufwendigste Methode zur Eichung des  $BaF_2$ -Systems ist die Bestimmung der Apparatefunktion durch direkten Beschuss mit energiemarkierten Photonen. Diese Methode verlangt jedoch eine Benutzung des Beschleunigers und der Photonenmarkierungsanlage und sollte daher nur zur Überprüfung der oben diskutierten Eichverfahren verwendet werden. Zusätzlich können mit dieser Messung jedoch auch die beiden folgenden Themenkomplexe untersucht werden:

1. Die Energieauflösung des  $BaF_2$ -Detektorensystems als Funktion der Photonenenergie.

2. Die Untersuchung der Geometrieeffekte durch Photoneneinschuß in das Zentrum und in Randbereiche des Detektorensystems.

Für dieses Testexperiment wurde speziell mit der minimal zur Verfügung stehenden Elektroneneinschußenergie  $E_0 = 180 \text{ MeV}$  gearbeitet. Bei dieser Einschußenergie liegt der Photonenmarkierungsbereich zwischen  $9 \text{ MeV}$  und  $160 \text{ MeV}$ . Die Auflösung verbessert sich auf etwa  $500 \text{ keV}$ . Damit wird der im Experiment nachweisbare Energiebereich der niederenergetischen Zerfallsphotonen bis zur halben Pionmasse auch unterhalb der normalen Markierungsgrenze von  $40 \text{ MeV}$  zugänglich.

Zur Untersuchung der komplizierten Geometrieeffekte wurde in verschiedene, speziell ausgewählte Bereiche des Detektorensystems eingeschossen (Abbildung 10 und 13). Der Durchmesser des Photonenstrahlflecks betrug  $2.6 \text{ cm}$ .

1. Einschuß auf der zentralen Symmetrieachse in den Zentrumsdetektor 1.
2. Einschuß in die Frontfläche des Detektors 19 unter einem Winkel von  $50^\circ$  zur Symmetrieachse.
3. Einschuß in den Berührungspunkt der Detektoren 19, 36 und 37 unter einem Winkel von  $62^\circ$  zur Symmetrieachse.

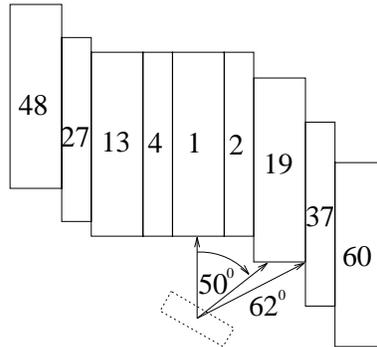


Abbildung 13: Einschußorte markierter Photonen in der horizontalen Mittelebene des BaF<sub>2</sub>-Detektorensystems.

Der Einschuß auf der Symmetrieachse in den Zentrumsdetektor 1 stellt den geometrischen Idealfall für das Detektorensystem dar. Abbildung 14 zeigt das Pulshöhenspektrum für den vom Photonenstrahl getroffenen zentralen Detektor bei einer Einschußenergie  $E_\gamma = (41.3 \pm 0.5) \text{ MeV}$ . Die Energieskala auf der Abszisse ist der Präparateichung entnommen. Die maximal in den Detektoren deponierte Energie  $E_{max} = (41.0 \pm 0.5) \text{ MeV}$  ergibt sich aus dem extrapolierten Nulldurchgang der Hochenergieflanke. Die Asymmetrie des Pulshöhenspektrums des Einzeldetektors zeigt, daß der von den Photonen produzierte elektromagnetische Schauer zum Teil nach außen entweicht. Ein

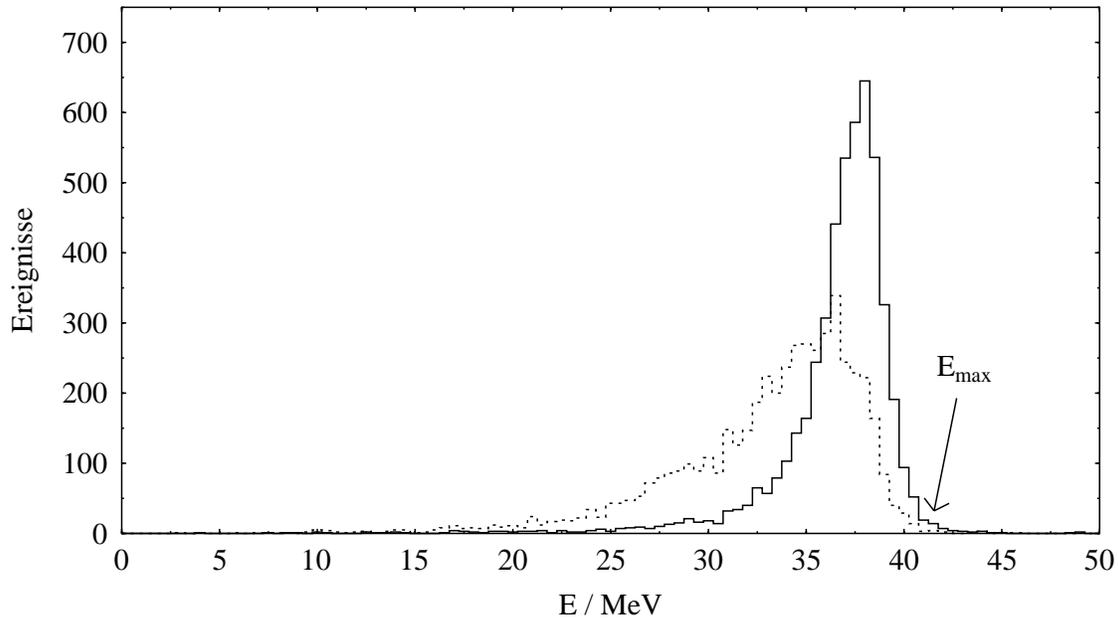


Abbildung 14: Pulshöhenspektrum (gepunktetes Histogramm) für den vom Photonenstrahl getroffenen zentralen Detektor und das durch Addition aller Detektoren gewonnene Summenspektrum (durchgezogenes Histogramm). Die Einschußenergie beträgt  $E_\gamma = (41.3 \pm 0.5) \text{ MeV}$ . Die Energieskala auf der Abszisse ist der Präparateeichung entnommen. Aus dem extrapolierten Nulldurchgang der Hochenergieflanke ergibt sich die maximal im System deponierte Energie  $E_{max} = (41.0 \pm 0.5) \text{ MeV}$ .

beträchtlicher Teil dieses Verlustes kann in den Nachbardetektoren nachgewiesen werden. Durch die aus der Präparateeichung gegebene Absoluteichung der Detektoren kann aus der Addition der Signale ein Pulshöhenspektrum für das Gesamtdetektorensystem aufgebaut werden (Abbildung 14). Die Energieauflösung des  $\text{BaF}_2$ -Detektorensystems kann mit diesem Verfahren wesentlich gesteigert werden.

In Abbildung 15 ist die Energieauflösung des  $\text{BaF}_2$ -Gesamtsystems als Funktion der Einschußenergie der Photonen dargestellt. Die relative Auflösung verbessert sich aufgrund der Photonenstatistik im Kristall mit wachsender Energie. Bei höheren Energien ab etwa  $50 \text{ MeV}$  wird dieser Effekt jedoch durch den zunehmenden Verlust an elektromagnetischem Schauer kompensiert und führt zu einer nahezu konstanten Energieauflösung von etwa  $6.5\%$ . Die sehr gute Energieauflösung für den geometrischen Idealfall kann nicht im gesamten System erreicht werden. Die Auswirkungen der komplizierten Geometrie auf die Energieauflösung können durch die zusätzlichen Photoneneinschüsse in die Randbezirke des Detektorensystems untersucht und abgeschätzt werden. Die resultierende Auflösung des Detektorensystems wird gegenüber dem Idealfall reduziert, da in longitudinaler Schauerbreitungsrichtung wesentlich weniger Detektormaterial zum Nachweis des elektromagnetischen Schauers verbleibt. Da in der Analyse zur Pion-

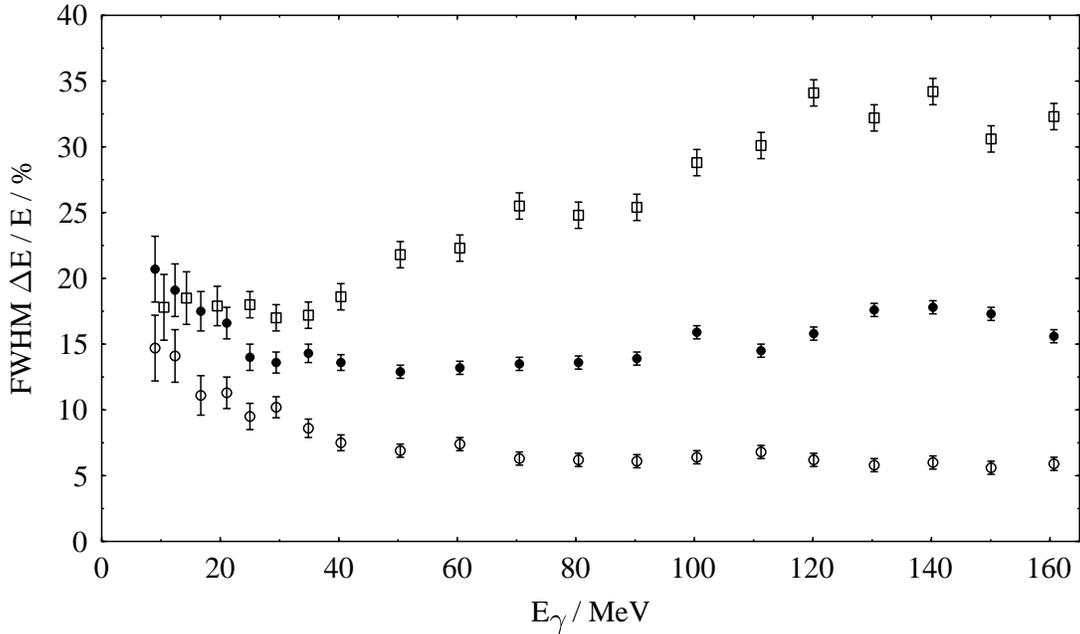


Abbildung 15: Relative Energieauflösung des  $\text{BaF}_2$ -Gesamtdetektorensystems für verschiedene geometrische Einschüsse als Funktion der Photonenenergie. Offene Kreise bezeichnen den zentralen Einschuss, geschlossene Kreise den Einschuss unter einem Winkel von  $50^\circ$  und offene Quadrate den Einschuss unter einem Winkel von  $62^\circ$  zur Symmetrieachse.

produktion auf Photoneneintrittsorte im äußeren Ring verzichtet wird [Kapitel 4.1], stellt insbesondere der Einschuss unter  $62^\circ$  ein oberes Maß für die im Experiment zu erwartende Verbreiterung der Energiesignale dar. Im Energiebereich der nachzuweisenden Photonen bis zur halben Pionmasse steht jedoch selbst im ungünstigsten Fall eine Energieauflösung zwischen 20 % und 25 % zur Verfügung.

### 3.6 Elektronik und Datenerfassung

Die Arbeitsgruppen der A2-Kollaboration führen verschiedene Experimente mit einer zentralen Photonemarkierungsanlage durch. Dies erfordert ein entsprechendes Grundkonzept für die Elektronik. Es besteht aus zwei separaten, getrennt zu behandelnden Teilbereichen mit einer fest definierten Schnittstelle.

1. Die *Taggerelektronik* für die Elektronenleiter der Photonemarkierungsanlage [Sch 94]. Sie ist eine experimentunabhängige Einrichtung und steht als Standardsystem zur Verfügung [Kapitel 3.6.1].
2. Die *Experimentelektronik* der verschiedenen Experimente. Sie ist eine experimentenspezifische Einrichtung und definiert den sogenannten *X-Trigger*, der aus einer von den Photonen induzierten Reaktion abgeleitet wird [Kapitel 3.6.2].

### 3.6.1 Taggerelektronik

Die wesentliche Aufgabe der Taggerelektronik ist die Überprüfung einer zeitlichen Korrelation zwischen den gestreuten Elektronen in der Elektronenleiter und den von den zugehörigen Bremsstrahlungsphotonen verursachten Reaktionen in der Experimenteinrichtung. Abbildung 16 zeigt ein stark vereinfachtes Blockschaltbild. Die Schnittstelle zwischen der Taggerelektronik und der Experimentelektronik wird durch den Eingang des X-Triggers in das Koinzidenzmodul 1 definiert. Eine Annahme des X-Triggers ist nur dann möglich, wenn das vorhergehende Ereignis von der Elektronik und dem angeschlossenen Prozeßrechner (VMEbus-System [Kapitel 3.6.3]) abgearbeitet ist. Wird der angebotene X-Trigger unter diesen Umständen akzeptiert, erfolgt eine komplizierte logische Signalfolge, deren wichtigste Funktionen im folgenden skizziert werden:

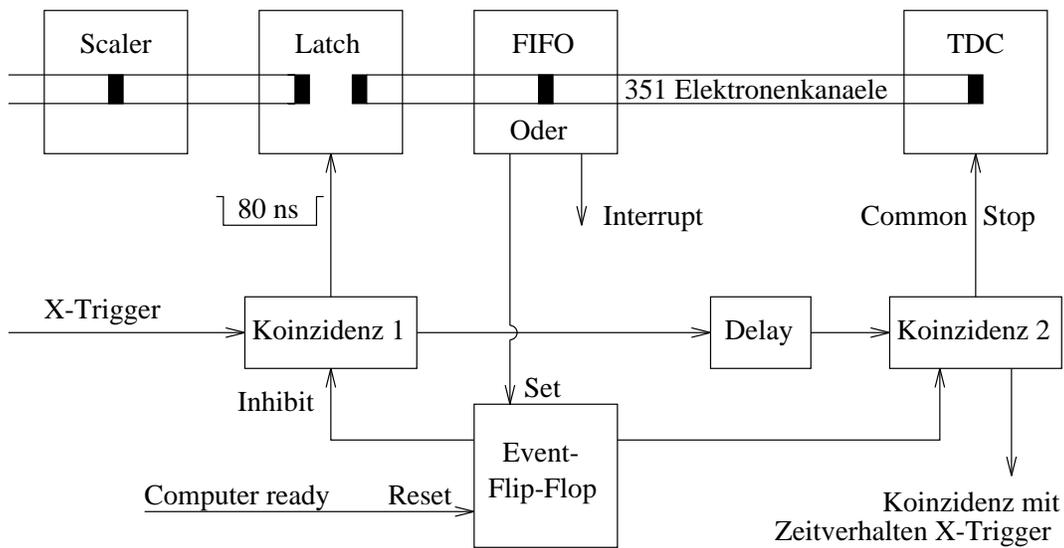


Abbildung 16: Vereinfachtes Blockschaltbild der Taggerelektronik.

- Koinzidenzabfrage des akzeptierten X-Triggers mit jedem einzelnen der 351 Elektronenkanäle in speziellen Koinzidenzmodulen (*Latch*). Die Koinzidenz mit dem akzeptierten X-Trigger unterscheidet die *Latch* von den vorgeschalteten, freilauenden *Scalern*, die zur Flußnormierung dienen. Die Breite des Koinzidenzzeitfensters ist vom Experimentator im Bereich zwischen  $20\text{ ns}$  und  $80\text{ ns}$  frei wählbar.
- Alle innerhalb des angebotenen Zeitfensters koinzidenten Elektronenkanäle starten ihren *TDC*<sup>3</sup>, der für eine Zeitdifferenzmessung von einem geeignet verzögerten Signal des akzeptierten X-Triggers gestoppt wird.

<sup>3</sup>time-to-digital converter

- Aus allen Koinzidenzsignalen der Elektronenkanäle mit dem akzeptierten X-Trigger wird im *FIFO*<sup>4</sup> ein *Oder* abgeleitet. Das *Oder* definiert ein sogenanntes *gutes Ereignis* und sorgt über ein *Set* des zentralen *Event-Flip-Flops* für eine schnelle Verriegelung der Taggerelektronik. Gleichzeitig wird ein *Interrupt* zum Rechner angemeldet. Der Rechner liest die digitalisierten Daten aus allen *Fastbus*- und *CAMAC*-Modulen der Tagger- und der Experimentelektronik aus. Die Auslesezeit beträgt etwa *3ms*. Anschließend gibt das sogenannte *Computer ready* über ein *Reset* des *Event-Flip-Flops* die Elektronik zur Fortsetzung der Messung wieder frei.
- Das *Oder* besitzt das Zeitverhalten des sogenannten *schnellsten Elektrons* auf der Elektronenleiter. Durch eine erneute Koinzidenzabfrage mit dem akzeptierten X-Trigger im Koinzidenzmodul 2 wird ein Koinzidenzsignal mit dem Zeitverhalten des X-Triggers geschaffen. Dieses Signal stoppt zum einen die TDC der Taggerelektronik und wird zum anderen der Experimentelektronik zugeführt.

### 3.6.2 Experimentelektronik

Die wesentliche Aufgabe der Experimentelektronik ist die Ableitung eines X-Triggers aus einer von den Photonen induzierten experimentspezifischen Reaktion. In den simultan durchgeführten Experimenten zur Compton-Streuung und zur Photoproduktion neutraler Pionen mit dem Photonenspektrometer *CATS* besteht der für beide Reaktionen gültige X-Trigger aus dem Nachweis eines hochenergetischen Photons im NaJ-Spektrometer. Die gesamte Experimentelektronik von *CATS* besteht aus zwei getrennten Teilbereichen:

1. Die Elektronik des NaJ-Spektrometers. Sie liefert den X-Trigger.
2. Die Elektronik des BaF<sub>2</sub>-Detektorensystems.

Die Elektronik des NaJ-Spektrometers ist in [Wis 93] beschrieben. Sie verarbeitet die Signale des zentralen NaJ-Cores, der sechs NaJ-Segmente, des Anti-Cosmic-Shields und des Veto-Detektors. Der X-Trigger wird aus dem Signal des NaJ-Cores abgeleitet, das zur Selektion neutraler Teilchen in einer Antikoinzidenz mit dem Signal des Veto-Detektors verschaltet ist. Der so definierte X-Trigger, der neben Photonen auch Neutronen enthalten kann, wird gleichzeitig der Taggerelektronik und der Elektronik des BaF<sub>2</sub>-Detektorensystems zugeführt (Abbildung 17).

Kommt es in der Taggerelektronik zu einer Koinzidenz des X-Triggers mit mindestens einem der 351 Elektronenkanäle, wird das in Kapitel 3.6.1 diskutierte Koinzidenzsignal mit dem Zeitverhalten des X-Triggers zur NaJ-Elektronik zurückgegeben. Dieses Koinzidenzsignal startet die TDC zur Zeitmessung und generiert die Integrationszeitfenster, die sogenannten *Gates*, die zur Ladungsmessung der Analogsignale in den *QDC*<sup>5</sup> notwendig sind. Kommt es zu keiner Koinzidenz zwischen dem X-Trigger und der

---

<sup>4</sup>fan-in/fan-out

<sup>5</sup>charge-to-digital converter

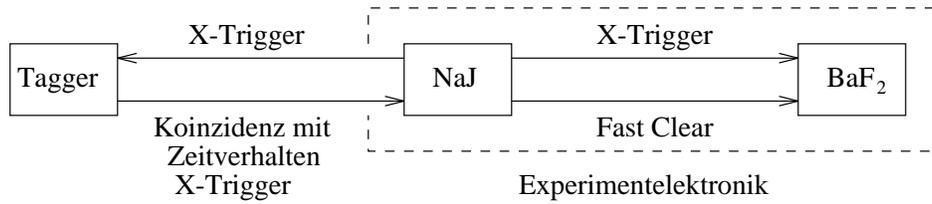


Abbildung 17: Vereinfachtes Blockschaltbild der Gesamtelektronik.

Elektronenleiter, wird in der NaJ-Elektronik ein sogenanntes *Fast Clear* erzeugt und der Elektronik des BaF<sub>2</sub>-Detektorensystems zugeführt.

Die Elektronik des BaF<sub>2</sub>-Detektorensystems verarbeitet die Signale der 61 BaF<sub>2</sub>-Detektoren und ermöglicht eine Einzelauslese jedes einzelnen Detektors mit Scalern, TDC und QDC. Abbildung 18 zeigt ein vereinfachtes Blockschaltbild. Die Analogsignale aus den Photomultipliern der Detektoren werden in einem *Split*<sup>6</sup> in drei getrennte Zweige aufgeteilt:

1. Analogzweig,
2. Ausleseweig,
3. Interner BaF<sub>2</sub>-Triggerzweig.

Für den Analogzweig werden die Signale passiv aus dem Split ausgekoppelt. Zur Ladungsmessung in den QDC müssen sie über ein 100 m langes Kabel um 500 ns verzögert werden.

Im Ausleseweig werden die Analogsignale aus dem Split in *Constant-Fraction-Diskriminatoren*<sup>7</sup> in logische Signale im ECL-Standard umgewandelt. Einer der beiden Ausgänge geht dabei zum Zählen der Detektoreinzelraten auf einen *24bit Scaler*<sup>8</sup>, der andere in eine Signalkette aus logischem *Delay*<sup>9</sup>, TDC<sup>10</sup>, *Gate-Generatoren*<sup>11</sup> und QDC<sup>12</sup>. Die TDC werden vom X-Trigger mit dem Zeitverhalten des NaJ-Detektors gestartet und von den einzelnen BaF<sub>2</sub>-Detektoren individuell gestoppt. Vergleichsweise aufwendig gestaltet sich die Ladungsmessung der einzelnen BaF<sub>2</sub>-Detektorsignale. Zur Durchführung der Pulse-Shape-Analyse zur Teilchenidentifikation ist eine getrennte Aufnahme der kurzen und langen Komponente des Detektorsignals erforderlich. Dazu müssen gleichzeitig Gates mit einer Länge von 40 ns für die kurze Komponente und 2 μs

<sup>6</sup>Gießen-Split, Eigenbau 2. Physikalisches Institut, Justus Liebig-Universität Gießen

<sup>7</sup>FCC8, Firma GANELEC

<sup>8</sup>SC4800, Eigenbau GSI

<sup>9</sup>DL1610, Eigenbau GSI

<sup>10</sup>TDC812F, Firma GANELEC

<sup>11</sup>RDV8/16A, Firma GANELEC

<sup>12</sup>QDC1612F, Firma GANELEC

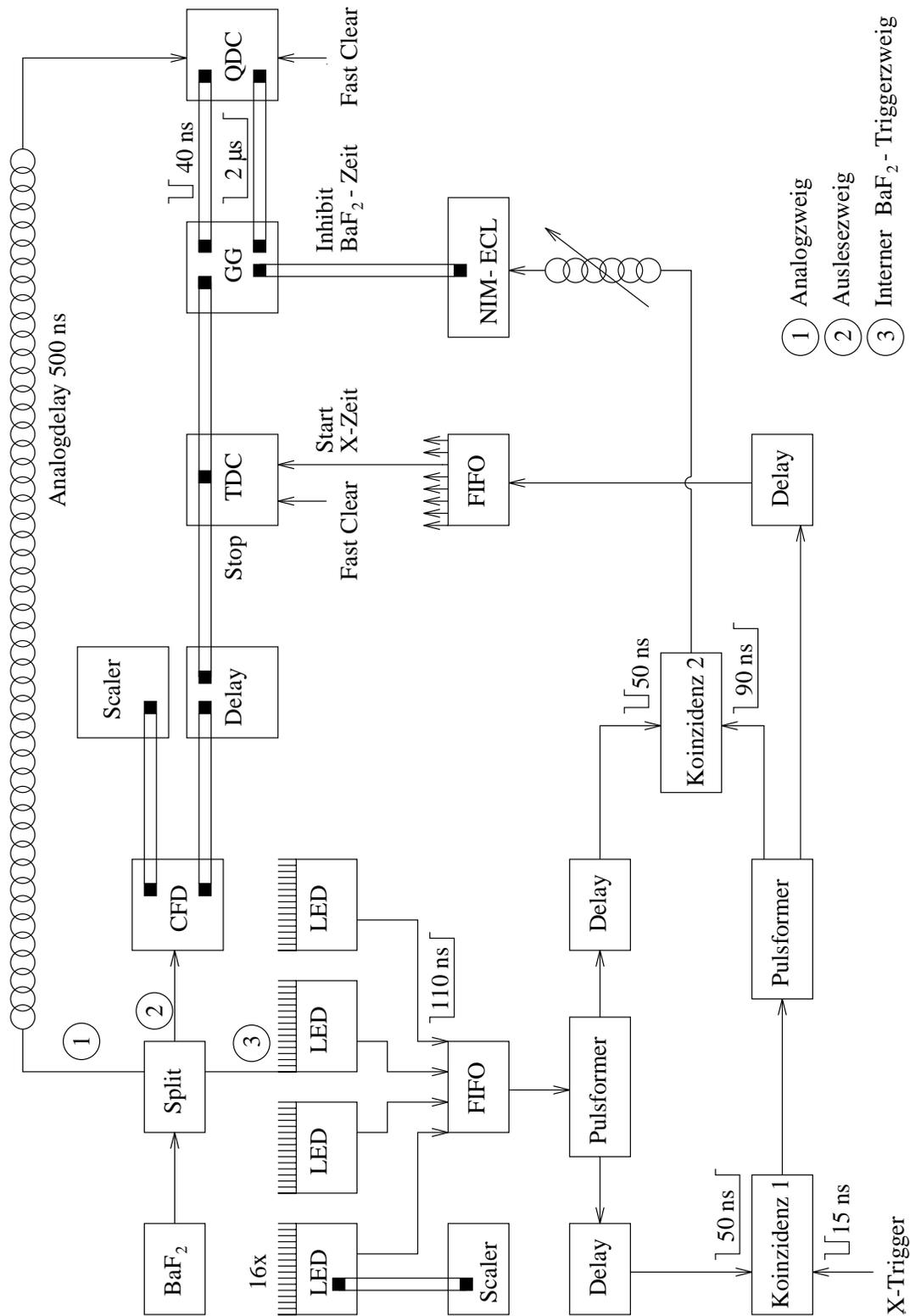


Abbildung 18: Vereinfachtes Blockschaltbild der Elektronik des BaF<sub>2</sub>-Systems.

für die lange Komponente bzw. das Gesamtsignal bereitgestellt werden. Zu einer sauberen Verhältnisbildung der Ladungen in beiden Komponenten müssen die Gates ein definiertes Zeitverhalten zum Analogsignal besitzen. Dies erfordert eine separate Erzeugung der beiden Gates für jeden einzelnen Detektor in speziellen Gate-Generatoren. Ein Inhibit auf die Module sorgt dafür, daß eine Erzeugung der Gates nicht für jedes beliebige Detektorereignis, sondern nur für Koinzidenzen mit dem X-Trigger erfolgt. Zur Ladungsmessung werden den QDC die beiden Gates, aber jeweils nur ein Analogsignal zugeführt. Zur Messung beider Komponenten wird der Signalstrom innerhalb des QDC aufgespalten. Die Teilung wird dabei anteilmäßig so vorgenommen, daß die Integration beider Komponenten zu einer vergleichbaren Kanalaussteuerung führt.

Der interne BaF<sub>2</sub>-Triggerzweig dient zur Herstellung eines definierten logischen Signals des BaF<sub>2</sub>-Gesamtsystems. Ziel ist die Abfrage einer zeitlichen Korrelation zwischen dem BaF<sub>2</sub>-System und dem X-Trigger aus dem NaJ-Detektor, um die auszulesenden Module im Ausleseweig nur für eine Koinzidenz zu öffnen. Die Analogsignale aus dem Split werden in *Leading-Edge-Diskriminatoren*<sup>13</sup> in logische Signale im ECL-Standard umgewandelt und in einem Scaler gezählt. Je einem Modul kann zusätzlich ein Oder über 16 Detektoren im NIM-Standard entnommen werden, die in einem anschließenden FIFO zu einem Oder aller 61 Kanäle zusammengefaßt werden. Die Schwelle für ein Gesamtereignis kann mit diesem internen Trigger unabhängig vom Einzelereignis im Ausleseweig gesetzt werden. Im Koinzidenzmodul 1 erfolgt die Überprüfung der zeitlichen Korrelation mit dem X-Trigger des NaJ-Detektors. Das resultierende Koinzidensignal besitzt das Zeitverhalten des X-Triggers und startet die TDC der einzelnen BaF<sub>2</sub>-Detektoren im Ausleseweig. Eine erneute Koinzidenzabfrage mit dem BaF<sub>2</sub>-Oder im Koinzidenzmodul 2 stellt ein Koinzidenzsignal mit dem Zeitverhalten des sogenannten *schnellsten BaF<sub>2</sub>-Detektors* bereit. Mit diesem Signal wird das Inhibit auf den Gate-Generatoren im Ausleseweig zurückgenommen. Ein Wechsel des Zeitverhaltens der Koinzidenz ist notwendig, da der X-Trigger im Koinzidenzmodul 1 über einen Zeitraum von 50 ns variieren darf. Eine saubere Rücknahme des Inhibits erfordert aber eine sehr enge zeitliche Korrelation zu den BaF<sub>2</sub>-Detektoren, die ihre Gates mit individuellen Gate-Generatoren selbst erzeugen.

Die Koinzidenzabfrage des BaF<sub>2</sub>-Oders mit dem X-Trigger stellt sicher, daß die Module des Ausleseweiges nur für Koinzidenzen zwischen dem BaF<sub>2</sub>-System und dem X-Trigger geöffnet werden. Eine Konvertierung der Module sowie ein Auslesen der Daten soll jedoch nur für gute Ereignisse, die durch die Koinzidenz zwischen dem X-Trigger und wenigstens einem Elektronenkanal in der Leiter definiert werden, erfolgen. Die Bereitstellung der entsprechenden vollständigen Information aus der Taggerelektronik, dem Koinzidenzsignal mit Zeitverhalten des X-Triggers, kommt für eine Koinzidenzabfrage mit dem BaF<sub>2</sub>-System und zum Starten und Öffnen der Module im Ausleseweig zu spät. Erforderlich wären sehr aufwendige zusätzliche Verzögerungen in der BaF<sub>2</sub>-Elektronik, insbesondere im Analogzweig. Eine Alternative bietet der Betrieb des BaF<sub>2</sub>-Systems

---

<sup>13</sup>LE1600, Eigenbau GSI

im *Fast Clear Mode*. Dazu wird der BaF<sub>2</sub>-Elektronik anstelle des Koinzidenzsignals mit Zeitverhalten des X-Triggers aus der Taggerelektronik der wesentlich schneller zur Verfügung stehende freilaufende X-Trigger zugeführt (Abbildung 17). Das Fast Clear Signal wird in der Elektronik des NaJ-Detektors abgeleitet. Es wird für den unwahrscheinlichen ( $\leq 0.5\%$ ), aber durchaus möglichen Fall des Ausbleibens einer Koinzidenz zwischen dem X-Trigger und der Elektronenleiter gebildet. Die gestartete Konvertierung der Module wird durch das Fast Clear abgebrochen. Die Taggerelektronik bleibt in diesem Fall nur für die Dauer des Abbruchvorganges von etwa  $2\mu s$ , nicht aber für die sonst notwendige Zeit der Auslese von  $3ms$  gesperrt.

### 3.6.3 Die Datenerfassung

Die Datenaufnahme erfolgt mit dem Datenerfassungssystem MECDAS<sup>14</sup> [Pei 94]. Die Basis dieses Systems bildet ein VMEbus mit einer CPU-Karte (E6 mit MC68030-Prozessor) unter dem Betriebssystem OS-9168K. OS-9 ist ein Multitasking-Multiuser-Betriebssystem. Es bearbeitet in einem Ein-Prozessor-System durch schnellen Wechsel quasi gleichzeitig mehrere Prozesse. Das VMEbus-System ist verantwortlich für die Initialisierung der Tagger- und Experimentelektronik, für die Steuerung der Messung und für die Datenauslese. Die Echtzeitfähigkeit des Betriebssystems OS-9 ermöglicht die für die Datenauslese erforderlichen kurzen Reaktionszeiten auf Interrupts. Die Verbindung zur Meßelektronik wird über ein sogenanntes  $\mu$ -Busy und über CAMAC- und Fastbus Schnittstellen hergestellt. Über ein integriertes Ethernet-Interface besteht Kommunikationsmöglichkeit mit weiteren VMEbus-Systemen sowie allen Institutsrechnern. Auf diesen Rechnern existiert eine umfangreiche Peripherie mit großen Festplatten, Bandlaufwerken und Druckern. Die Archivierung der Meßdaten auf Exabyte wird einer Micro-Vax 3600 unter dem Betriebssystem VMS übertragen. Von dort erfolgt gleichzeitig eine Experiment- und Spektrenüberwachung sowie eine Voranalyse eines Teils der Daten mit dem Online/Offline-Analyseprogramm GOOSY<sup>15</sup>.

## 3.7 Das Wasserstofftargetsystem

Ein wesentliches Kriterium für die Durchführbarkeit von Experimenten besteht in der zur Verfügung stehenden Meßzeit von maximal einigen hundert Stunden. Dies erfordert bei nuklearen Wirkungsquerschnitten in der Größenordnung von  $\mu barn$  Luminositäten von mehr als  $10^{31}/cm^2 s$ . Da der einfallende integrale Photonenfluß durch die Markierungsanlage auf  $10^8/s$  begrenzt ist, benötigt man eine Targetmassenbelegung von mehr als  $10^{23}/cm^2$ . Für gasförmigen Wasserstoff kann diese Massenbelegung nur mit sehr aufwendigen Hochdruckgastargets erreicht werden. Feste chemische Verbindungen des Protons scheiden aus, da die kohärente Pionproduktion und die elastische Compton-Streuung an Kernen mit der Massenzahl  $A$  jeweils mit  $A^2$  skalieren. Notwendig ist daher

<sup>14</sup>Mainz Experiment Control and Data Acquisition System

<sup>15</sup>GSI Online Offline System

der Aufbau und Einsatz eines Kältetargets mit flüssigem Wasserstoff, das in [Här 91] detailliert dargestellt ist.

Der mechanische Aufbau des Flüssigtargetsystems ist sehr eng in den Aufbau des Spektrometers *CATS* eingebunden. Schwierige geometrische Randbedingungen ergeben sich dabei insbesondere für die Targetzelle und die Streukammer, die in den engen Innenraum des  $\text{BaF}_2$ -Detektorensystems eingebaut werden müssen. Da in dem hier durchgeführten Experiment neben den Photonen auch die Rückstoßprotonen nachgewiesen werden, sind für die Zelle und die Kammer möglichst geringe Wandstärken mit niedriger Kernladungszahl zu verwenden.

Kernstück des Flüssigwasserstoffsystems ist eine zylinderförmige Targetzelle mit einer Länge von  $10\text{ cm}$  und einem Durchmesser von  $3\text{ cm}$ . Sie besteht aus Kapton, einem Kunststoff mit langmolekuligen Polyimiden, der bereits bei einer Wandstärke von  $60\text{ }\mu\text{m}$  eine ausreichende Stabilität gewährleistet. Zur thermischen Isolation wird die Zelle in einer Streukammer unter Hochvakuum betrieben. Die Größe und die Form der Kammer ist dem halbkugelförmigen Innenraum des  $\text{BaF}_2$ -Detektorensystems mit einem Innenradius von  $15\text{ cm}$  angepaßt (Abbildung 10, Kapitel 3.5.2). Sie besteht aus Kohlefaserverstärktem Kunststoff und zeichnet sich damit gegenüber einer herkömmlichen Kammer aus Aluminium durch die geringe Kernladungszahl aus. Gleichfalls kann mit diesem Material mit geringen Wandstärken von weniger als  $3\text{ mm}$  eine für den sicheren Vakuumbetrieb ausreichende Festigkeit erreicht werden. Auf die Kammer, die an ihrem zylindrisch verlängerten Abschluß von einer galgenförmigen Haltekonstruktion getragen wird, ist das Vakuumsystem und die Kältemaschine aufgesetzt. Das Vakuumsystem besteht aus einem Vorvakuumstand und einer Turbomolekularpumpe, mit der ein Vakuum von besser als  $10^{-7}\text{ mbar}$  erreicht wird.

Die Kältemaschine arbeitet mit einem geschlossenen Heliumgas-Kreislauf nach den Gifford-McMahon-Prinzip. Sie besteht im wesentlichen aus einer Expansionseinheit, dem sogenannten *Kalkopf*, und einem Kompressor. Beide Komponenten sind durch flexible Druckleitungen verbunden und können voneinander räumlich getrennt betrieben werden. Der Kompressor verdichtet das Heliumgas von  $7.5\text{ bar}$  auf  $22.0\text{ bar}$  und fördert es in einem geschlossenen Kreislauf durch den Kalkopf. Dort läuft ein Verdränger mit einer Arbeitsfrequenz von  $2\text{ Hz}$ , der zu einer Expansion des Heliumgases führt. Das kalte Heliumgas entzieht dem Wasserstoff über einen Wärmetauscher Wärme und ermöglicht damit dessen Verflüssigung.

Die Temperaturregelung des flüssigen Wasserstoffs erfolgt durch eine Überwachung des Dampfdruckes über der Flüssigkeit. Bei Unterschreitung eines vorgegebenen Dampfdruckwertes wird zur Kompensation der überschüssigen Kälteleitung eine Heizspirale am Wärmetauscher eingeschaltet. Mit diesen Verfahren stellt sich über dem Target ein Phasengleichgewicht zwischen Gas und Flüssigkeit beim gewünschten Dampfdruck ein. Die Temperatur des flüssigen Wasserstoffs wird mit einer Druck-Temperatur-Kurve bestimmt. Sie beträgt bei einem Betriebsdruck von  $1025\text{ mbar}$   $20.3\text{ Kelvin}$ . Die Dichte der

Flüssigkeit ergibt sich aus einer Temperatur–Dichte–Kurve zu

$$\rho = (0.0708 \pm 0.0007) \frac{g}{cm^3}.$$

Mit dieser Dichte folgt für das Wasserstofftarget mit einer Länge  $d = (10.0 \pm 0.1) cm$  eine Massenbelegung

$$\rho \cdot d = (0.708 \pm 0.014) \frac{g}{cm^2}.$$

Die zur Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts notwendige Anzahl der Targetkerne pro Flächeneinheit erhält man durch die Beziehung

$$N_T = \frac{\rho \cdot d \cdot N_0}{A} = (4.26 \pm 0.08) \cdot 10^{23} / cm^2.$$

In diesem Ausdruck bezeichnen  $N_0$  die Avogadro–Konstante und  $A$  die Massenzahl des Elements.

## 4 Experiment und Auswertung

Das Ziel des Experiments ist die Messung des Wirkungsquerschnittes für die Photoproduktion neutraler Pionen am Proton im Energiebereich der ersten und zweiten Resonanz. Der experimentell zugängliche Winkelbereich liegt bei einem festen Laborwinkel von  $60^\circ$ . Die Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts erfolgt im Laborsystem, da im Schwerpunktsystem der Pionwinkel aufgrund des breiten Energiebereichs von  $200 \text{ MeV}$  bis  $792 \text{ MeV}$  zwischen Werten von  $75^\circ$  und  $90^\circ$  variiert. Der differentielle Wirkungsquerschnitt wird durch den Ausdruck

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_\gamma, \theta_{\pi^0} = 60^\circ \pm 6^\circ) = \frac{1}{N_T \cdot \Gamma_{\gamma\gamma}} \cdot \frac{N_{\pi^0}(E_\gamma, \theta_{\pi^0} = 60^\circ \pm 6^\circ)}{N_\gamma(E_\gamma) \cdot \Delta\Omega_{Eff}(E_\gamma, \theta_{\pi^0} = 60^\circ \pm 6^\circ)} \quad (10)$$

beschrieben.  $N_T$  bezeichnet die Anzahl der Protonen pro Fläche und  $\Gamma_{\gamma\gamma}$  die relative Zerfallswahrscheinlichkeit des neutralen Pions in zwei Photonen. Die Bestimmung der energie- und winkelabhängigen Größen und die anschließende Berechnung des Wirkungsquerschnitts werden in mehreren getrennten Schritten durchgeführt:

1. Bestimmung der Anzahl der unter einem Laborwinkel  $\theta_{\pi^0} = 60^\circ \pm 6^\circ$  nachgewiesenen neutralen Pionen  $N_{\pi^0}(E_\gamma, \theta_{\pi^0} = 60^\circ \pm 6^\circ)$  durch eine Reduktion der im Experiment aufgenommenen Rohdaten [Kapitel 4.1].
2. Bestimmung der Anzahl der einlaufenden Photonen  $N_\gamma(E_\gamma)$  [Kapitel 4.2].
3. Berechnung des effektiven Raumwinkels  $\Delta\Omega_{Eff}(E_\gamma, \theta_{\pi^0} = 60^\circ \pm 6^\circ)$  mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation [Kapitel 4.3].
4. Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts [Kapitel 4.4].

### 4.1 Bestimmung der Anzahl nachgewiesener Pionen

Die Bestimmung der Anzahl der unter einem Laborwinkel  $\theta_{\pi^0} = 60^\circ \pm 6^\circ$  nachgewiesenen neutralen Pionen erfolgt durch eine Reduktion der gemessenen Rohdaten. Das Datenmaterial stammt aus drei Meßzyklen mit insgesamt 30 Stunden Meßdauer sowie einer zweistündigen Leertargetmessung. Bei der Analyse wird in den verschiedenen Spektren eine Vielzahl von Schnitten durchgeführt, die Schritt für Schritt die Selektion der gesuchten Pionereignisse ermöglichen. In den Zeitspektren werden diese Schnitte so ausgelegt, daß keine richtigen Ereignisse verworfen werden. In den Energiespektren werden die gesetzten Grenzen so gewählt, daß keine oder nur sehr geringe Anteile richtiger Ereignisse verworfen werden. Die fehlenden Ereignisse können jedoch in der parallel durchgeführten Monte-Carlo-Simulation erkannt und kompensiert werden [Kapitel 4.3].

Die Anzahl der im Experiment nachgewiesenen neutralen Pionen bestimmt im wesentlichen den statistischen Fehler des differentiellen Wirkungsquerschnitts. Erforderlich sind daher möglichst hohe Ereignisraten. Die obere Grenze ist durch den maximal

erreichbaren Photonenfluß gegeben, der durch die Leistungsfähigkeit der Elektronenleiter in der Photonenmarkierungsanlage begrenzt ist. Mit einer maximalen Rate von  $10^6$  Ereignissen pro Sekunde im Zähler für die höchste Elektronen- bzw. niedrigste Photonenenergie von  $40 \text{ MeV}$  ergibt sich eine Gesamtrate von  $5 \cdot 10^7$  Ereignissen pro Sekunde auf der gesamten Leiter (Abbildung 19). Da in diesem speziellen Experiment zur Untersuchung der Resonanzen der Energiebereich unterhalb und knapp oberhalb der Pionschwelle nicht interessiert, kann durch einen Verzicht auf den niederenergetischen Photonenenergiebereich Fluß in den höherenergetischen Bereich verlagert werden. Durch das Abschalten eines Blocks von 67 Detektoren kann der Photonenfluß pro Energieintervall im verbleibenden Bereich oberhalb von  $200 \text{ MeV}$  auf mehr als das vierfache angehoben werden. Die Gesamtrate der nachgewiesenen Elektronen verdoppelt sich auf  $10^8$  Ereignisse pro Sekunde. Bei einer Markierungseffizienz von 50 % kann damit ein integraler Photonenfluß von  $5 \cdot 10^7$  markierten Photonen pro Sekunde im Energiebereich zwischen  $200 \text{ MeV}$  und  $792 \text{ MeV}$  erreicht werden. Der für diesen Fluß notwendige Elektronenstrahlstrom beträgt  $70 \text{ nA}$ .

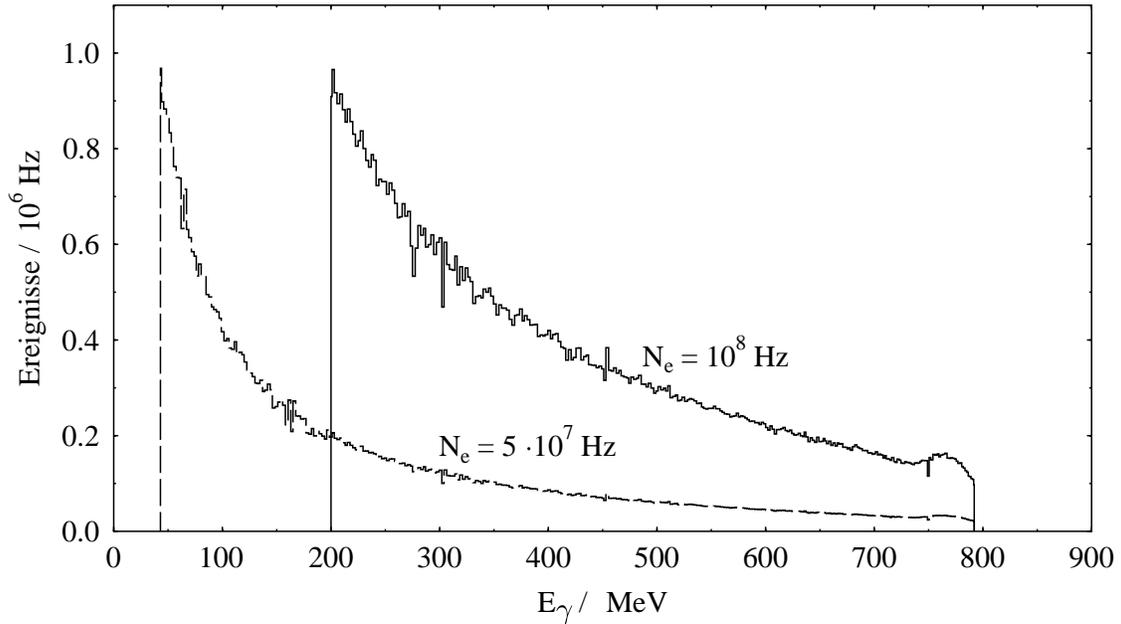


Abbildung 19: Zählrate der Detektoren in der Elektronenleiter in Abhängigkeit von der Photonenenergie. Das gestrichelte Histogramm zeigt den maximal erreichbaren Fluß für den Gesamtenergiebereich, das durchgezogene Histogramm für einen eingeschränkten Bereich oberhalb von  $200 \text{ MeV}$ .

Trotz des relativ hohen Photonenflusses sind die Zählraten in den Detektoren des Photonenspektrometers *CATS* gut zu verarbeiten. Die im NaJ-Core auftretende Ereignisrate beträgt bei einer Energieschwelle von  $20 \text{ MeV}$   $45 \text{ Hz}$ . Einen konstanten Beitrag von  $10 \text{ Hz}$  liefert dabei die Höhenstrahlung. Ihre Unterdrückung erfolgt im hier

beschriebenen Experiment nicht direkt in der logischen Verschaltung, sondern in der Offline-Analyse. Der X-Trigger wird aus einer Antikoinzidenz des NaJ-Cores mit dem Veto-Detektor abgeleitet. Die X-Triggerrate beträgt  $40\text{ Hz}$  und führt aufgrund der hohen Leiterrate fast immer zu einer Koinzidenz mit der Elektronenleiter und damit zu einem auszulesenden Ereignis. Die Auslesezeit beträgt  $3\text{ ms}$  und führt zu einer Rechnerzeit von etwa  $12\%$ . Die maximale Ereignisrate aus den  $\text{BaF}_2$ -Detektoren beträgt  $100\text{ kHz}$  bei einer Energieschwelle von  $800\text{ keV}$ . Diese Rate muß jedoch nur von einigen wenigen Detektoren in der Nähe des einlaufenden Photonenstrahlrohrs sowie unter Vorwärtswinkeln verarbeitet werden. Die Rate aus den übrigen Detektoren liegt in der Größenordnung von einigen  $\text{kHz}$ .

Das Prinzip der Markierung von Bremsstrahlungsphotonen beruht auf dem koinzidenten Nachweis des gestreuten Elektrons zum Photon bzw. der vom Photon ausgelösten Reaktion. Es zeigt sich jedoch, daß in dem von uns gewählten  $80\text{ ns}$  breiten Zeitfenster des akzeptierten X-Triggers bis zu 25 Elektronensignale aus der gesamten Leiter liegen. Abbildung 20 zeigt die Häufigkeitsverteilung mit einem Maximum bei Neunfachtreffern. Eine eindeutige Zuordnung des gestreuten Elektrons zum Bremsstrahlungsphoton ist somit nicht möglich.

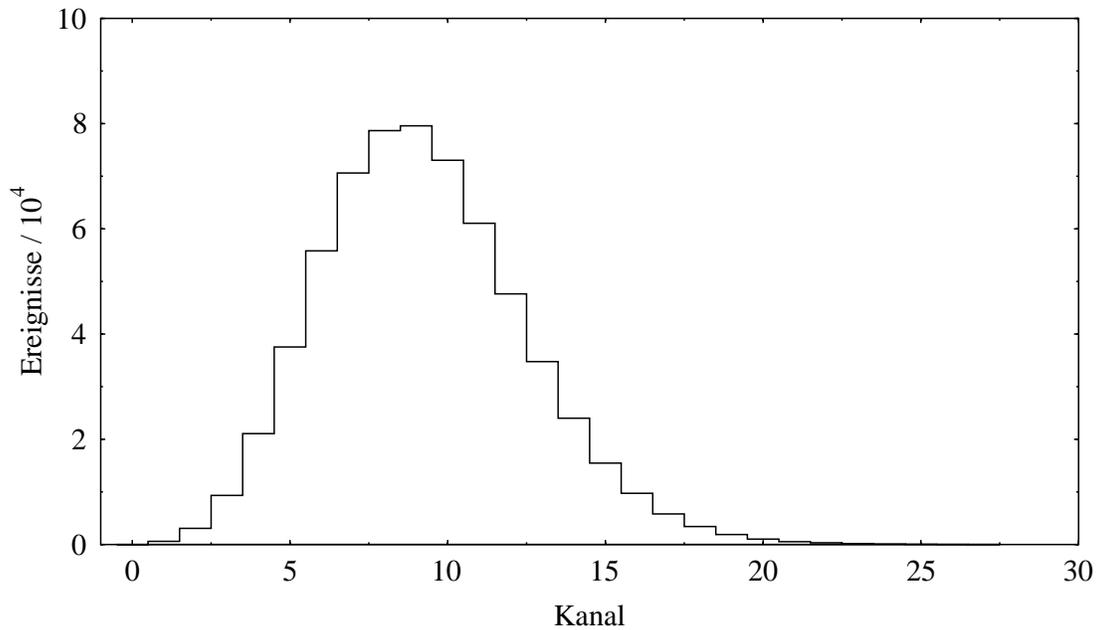


Abbildung 20: Häufigkeitsverteilung der im Zeitfenster der akzeptierten X-Trigger nachgewiesenen Elektronen in der Photonenmarkierungsanlage.

Die Lösung des Zuordnungsproblems liegt in der Aufnahme von separaten Zeitdifferenzspektren zwischen dem X-Trigger und jedem einzelnen der 284 aktiven Elektronenkanäle. Durch die unabhängige Zeitmessung kann jeder einzelne Kanal als eigenes

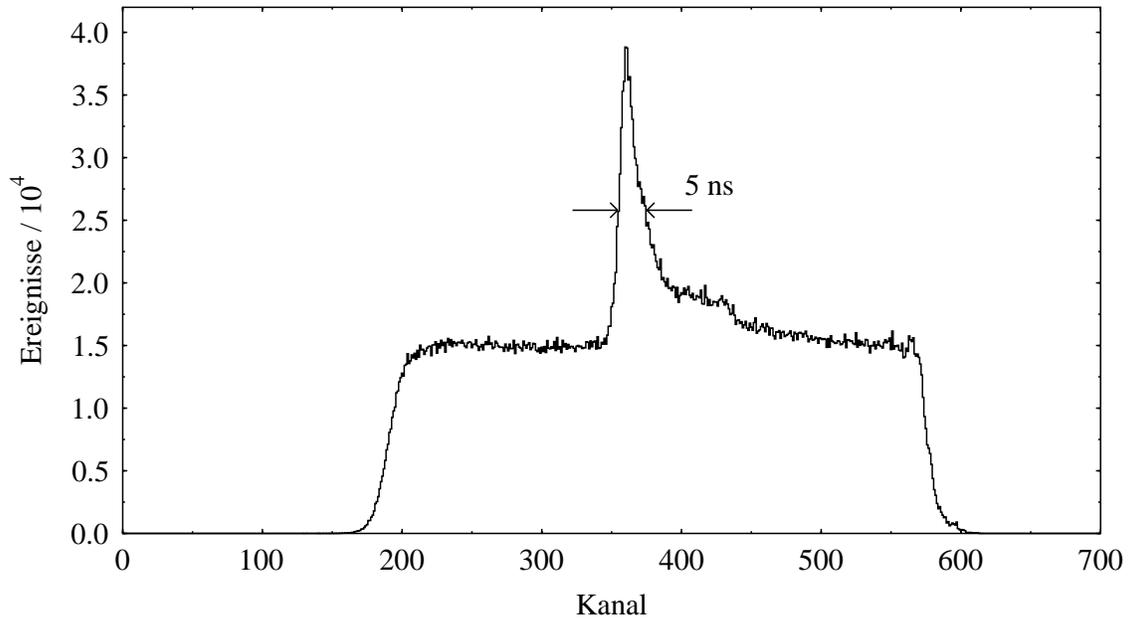


Abbildung 21: Überlagerung aller Zeitdifferenzspektren zwischen dem X-Trigger und den Elektronen in der Photonenmarkierungsanlage im Leitersummen-TDC. Ein Kanal entspricht einer Zeitdifferenz von  $200\text{ ps}$ .

Experiment betrachtet werden. Um alle Kanäle gleichzeitig auswerten zu können, nicht aber einzeln darstellen zu müssen, werden alle Zeitspektren in einem zeitgeeichten, sogenannten *Leitershiftverfahren* auf eine gemeinsame Position geschoben. Das Ergebnis ist der *Leitersummen-TDC*, der in Abbildung 21 dargestellt ist. In diesem Zeitspektrum liegen gleichverteilt über das angebotene Zeitfenster von  $80\text{ ns}$  die zufälligen Koinzidenzen. Die korrelierten Ereignisse befinden sich im Koinzidenzpeak, an den sich zu relativ späteren X-Triggerzeiten eine breite Schulter anschließt. Die gegebene mäßige Zeitauflösung von  $5\text{ ns}$  ergibt sich aus dem amplitudenabhängigen Zeitverhalten des X-Triggers, das in Abbildung 22 dargestellt ist. Aufgetragen sind in dem zweidimensionalen Spektrum die in Abbildung 21 dargestellten Zeitdifferenzen im Leitersummen-TDC in Abhängigkeit von der Amplitude des NaJ-Coresignals, das zur Erzeugung des X-Triggers herangezogen wird. Für die koinzidenten Ereignisse zeigt sich eine strenge Korrelation mit der Signalhöhe. Bei der Umwandlung von Analogsignalen in logische Signale ergibt sich in Leading-Edge-Diskriminatoren eine Abhängigkeit des Triggerzeitpunktes in der Größenordnung der Signalanstiegszeit. Sie beträgt bei einem NaJ-Kristall mehr als  $50\text{ ns}$ . Durch die Verwendung eines Constant-Fraction-Diskriminators kann diese Amplitudenabhängigkeit deutlich reduziert werden. Im hier gezeigten Beispiel verringert sich die Abhängigkeit des Triggerzeitpunktes im Bereich zwischen  $20\text{ MeV}$  und  $800\text{ MeV}$  auf etwa  $15\text{ ns}$ , die dann mit Hilfe eines analytischen Ausdrucks beschrieben

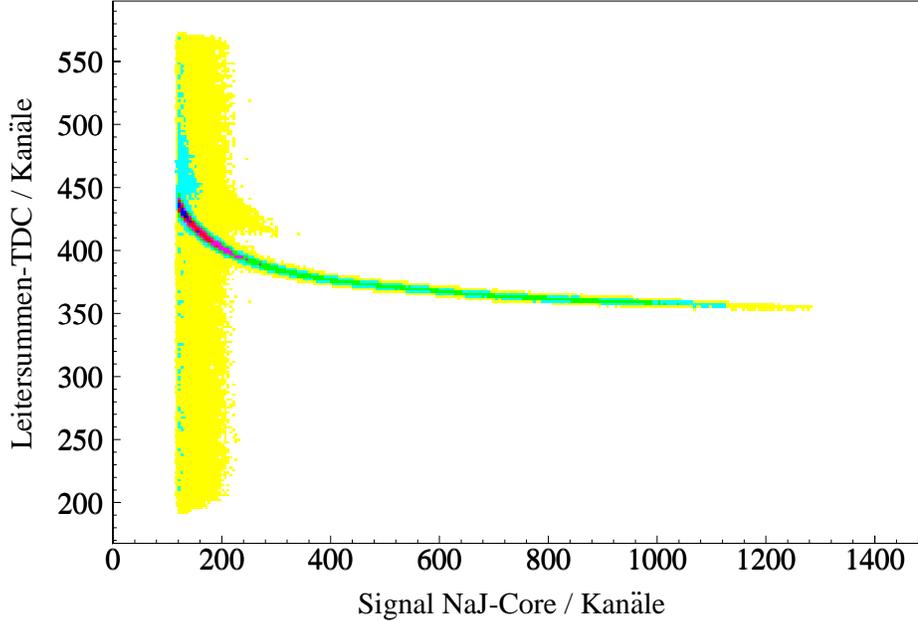


Abbildung 22: Zweidimensionales Spektrum: Leitersummen-TDC gegen die Amplitude des NaJ-Cores. Es beschreibt die Abhängigkeit des Triggerzeitpunktes von der Signalhöhe des NaJ-Kristalls.

und korrigiert werden kann:

$$t = t_0 + \frac{a}{\sqrt{x}}. \quad (11)$$

In dieser Gleichung stellt  $t_0$  eine Zeitreferenz und  $t$  den dazu relativen Triggerzeitpunkt für eine beliebige Signalhöhe  $x$  dar. Die Größe  $a$  ist ein freier Parameter und ist in einem Fitverfahren zu bestimmen. Das mit diesem Verfahren korrigierte Spektrum des Leitersummen-TDC' ist in Abbildung 23 dargestellt. Es ergibt sich eine deutlich verbesserte Zeitaufösung auf  $1.2 \text{ ns}$ . Damit ist auch ein Anstieg des Signal-zu-Rausch Verhältnisses, das das Verhältnis zwischen Peakhöhe und Untergrundhöhe beschreibt, verbunden. Im korrigierten Spektrum des Leitersummen-TDC' können zwei Peaks deutlich getrennt werden. Der dominante prompte Peak beinhaltet Photonen aus der Compton-Streuung und dem Zerfall der produzierten neutralen Pionen. Der zweite, bei größeren Zeitdifferenzen folgende kleine Peak enthält Neutronen aus der geladenen Pionproduktion. Die mittlere Flugzeitdifferenz zwischen Photonen und den etwa um einen Faktor drei langsameren Neutronen beträgt auf der  $70 \text{ cm}$  langen Flugstrecke zwischen Target und NaJ-Detektor  $6 \text{ ns}$ . Diese Flugzeitdifferenz führt zu einem entsprechend verzögerten X-Trigger und damit zu einer größeren Zeitdifferenz mit korrelierten Elektronen auf der Leiter. Dieses Zeitspektrum dient als Basis für die Datenanalyse. Die Auswertung der zeitkorrelierten Ereignisse erfolgt durch einen Schnitt auf den Koinzidenzpeak für Photonen. Für das nur  $6.2 \text{ ns}$  breite Zeitfenster kann erneut eine Häufigkeitsverteilung der Elektronen auf der Leiter aufgebaut werden (Abbildung 24). Sie besteht vorwiegend

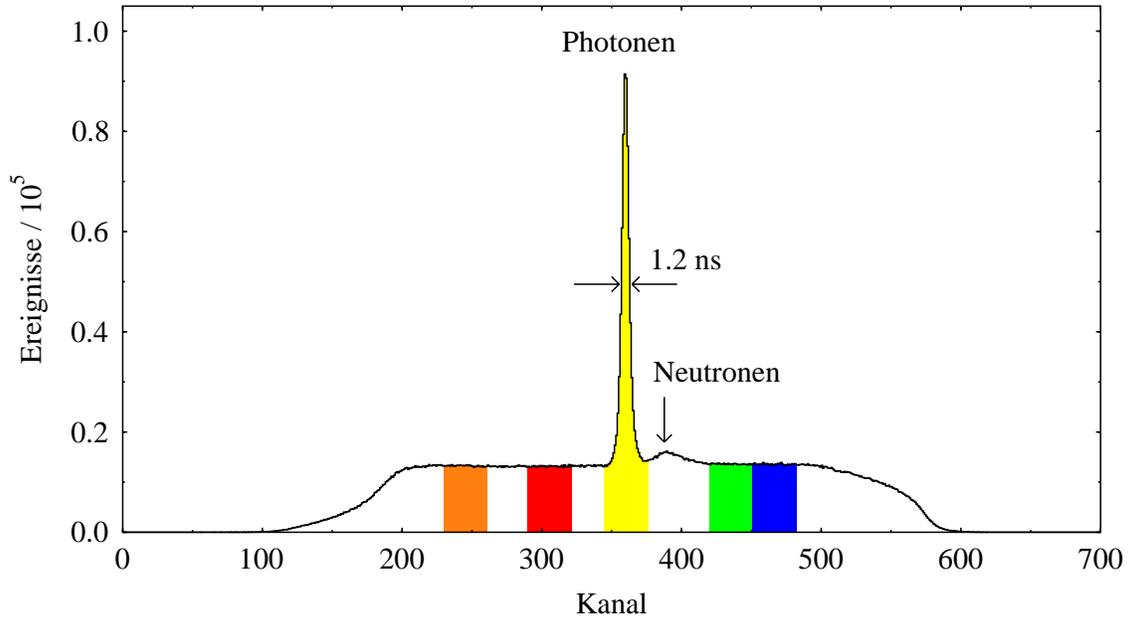


Abbildung 23: Der Leitersummen-TDC nach der Korrektur der Amplitudenabhängigkeit des Triggerzeitpunktes von der Signalhöhe des NaJ-Cores. Ein Kanal entspricht einer Zeitdifferenz von  $200\text{ ps}$ .

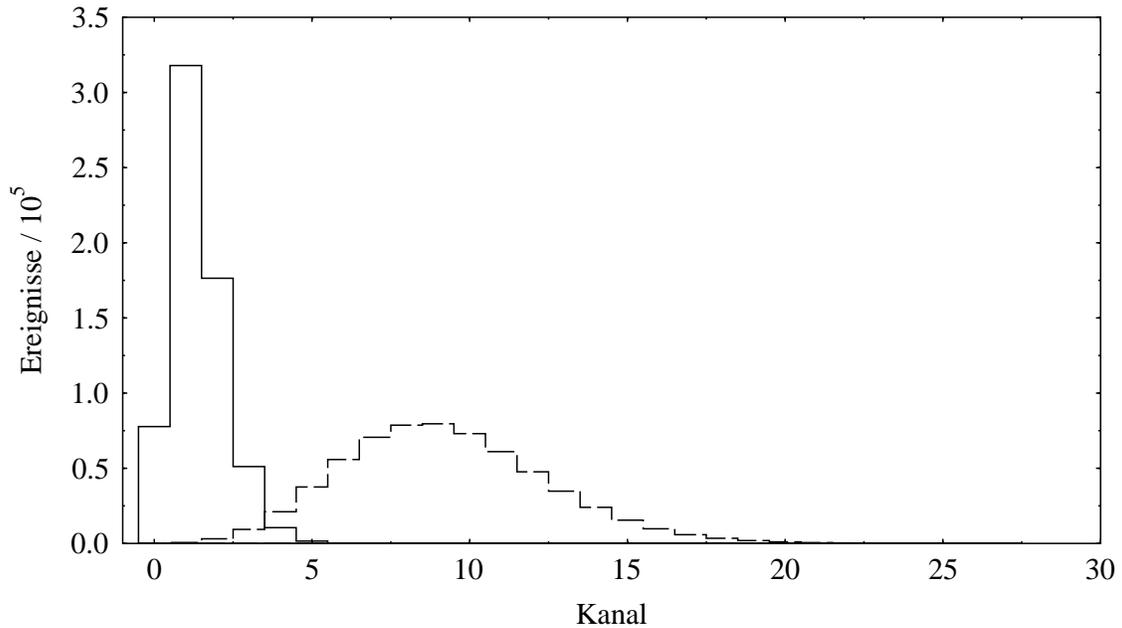


Abbildung 24: Häufigkeitsverteilung der zeitkorreliert zum X-Trigger nachgewiesenen Elektronen (durchgezogenes Histogramm) in der Photonenmarkierungsanlage. Das gestrichelte Histogramm zeigt zum Vergleich die ursprüngliche Häufigkeitsverteilung der Elektronen im vollen Zeitfenster von  $80\text{ ns}$ .

aus Einfachtreffern, für die eine eindeutige Zuordnung des Elektrons zum Bremsstrahlungsphoton gegeben ist. Auch die verbleibenden Mehrfachtreffer können ausgewertet werden, obwohl für sie keine eindeutige Zuordnung vorliegt. Dazu werden für jeden Mehrfachtreffer alle vorkommenden Energien gleich behandelt und ausgewertet. Von den betrachteten Energien ist maximal eine Energiezuordnung richtig. Die falsch berechneten Energien befinden sich jedoch mit gleicher Häufigkeit in einem entsprechend breiten Zeitfenster im Bereich der zufälligen Koinzidenzen. Durch eine Differenzbildung der Auswertespektren für zeitkorrelierte und zufällige Ereignisse werden im statistischen Mittel alle falsch einsortierten Ereignisse abgezogen. Um diese Differenzbildung mit möglichst kleinem statistischen Relativfehler durchzuführen, werden statt nur einem vier gleichbreite Untergrundzeitfenster betrachtet (Abbildung 23). Die zufälligen Ereignisse werden entsprechend normiert abgezogen.

Die zeitliche Korrelation zwischen dem NaJ-Detektor und dem BaF<sub>2</sub>-System wird mit Hilfe der TDC der BaF<sub>2</sub>-Detektoren durchgeführt. Abbildung 25 zeigt den *BaF<sub>2</sub>-Summen-TDC*, der mit einem geeichten Shiftverfahren aus den 61 Einzelspektren der BaF<sub>2</sub>-Detektoren zusammengesetzt wird. Die Breite des Peaks von  $5\text{ ns}$  ergibt sich wiederum aus der Amplitudenabhängigkeit des Zeitverhaltens des X-Triggers. Er geht im Gegensatz zum Leitersummen-TDC nicht als Stop-, sondern als Startsignal ein, so daß eine Ausschmierung des BaF<sub>2</sub>-Summen-TDC in umgekehrter Zeitrichtung zu relativ kleineren Zeitdifferenzen erfolgt. Die Korrektur der Amplitudenabhängigkeit kann bis auf das Vorzeichen des freien Parameters  $a$  im Ausdruck (11) in voller Analogie zur Korrektur des Leitersummen-TDC durchgeführt werden. Das Ergebnis dieser Korrektur zeigt Abbildung 26. Das korrigierte Zeitspektrum besteht aus zwei getrennten Koinzidenzpeaks. Der Anteil an zufälligen Koinzidenzen zwischen dem NaJ-Detektor und dem BaF<sub>2</sub>-System beträgt nur wenige Promille und kann vernachlässigt werden. Der dominante Peak entspricht dem dominanten Koinzidenzpeak im Leitersummen-TDC (Abbildung 23). Er resultiert aus Ereignissen, bei denen der X-Trigger von Photonen im NaJ-Detektor erzeugt wird. Im BaF<sub>2</sub>-System werden dazu korreliert sowohl Photonen aus dem Zerfall des neutralen Pions als auch Rückstoßprotonen nachgewiesen. Die Rückstoßprotonen stammen dabei im wesentlichen aus der neutralen Pionproduktion und der Compton-Streuung. Die Flugzeitdifferenz zwischen den Photonen und den um einen Faktor zwei bis drei langsameren Protonen liegt bei einer mittleren Wegstrecke von  $15\text{ cm}$  bei  $1\text{ ns}$ . Selbst bei Betrachtung einzelner Detektoren ergeben sich aufgrund der Detektor- und Targetausdehnung Wegdifferenzen in der Größenordnung der Flugstrecke selbst (Abbildung 10, Kapitel 3.5.2), so daß eine Unterscheidung der Teilchen über eine Flugzeitmessung nicht möglich ist. Diese Flugzeit- und Wegdifferenzen und weniger die intrinsische Zeitauflösung der Detektoren selbst bestimmen im wesentlichen die Breite des Koinzidenzpeaks von  $1.3\text{ ns}$ . Der um  $6\text{ ns}$  zu kleineren Zeitdifferenzen verschobene kleine Koinzidenzpeak beinhaltet die Ereignisse aus der geladenen Pionproduktion. Dabei wird ein Neutron im NaJ-Detektor und ein positiv geladenes Pion in den BaF<sub>2</sub>-Detektoren nachgewiesen. Die geringere Zeitdifferenz zwischen dem NaJ-Detektor und dem BaF<sub>2</sub>-Detektoren ergibt sich aus der Verzögerung des X-Triggers, die durch die

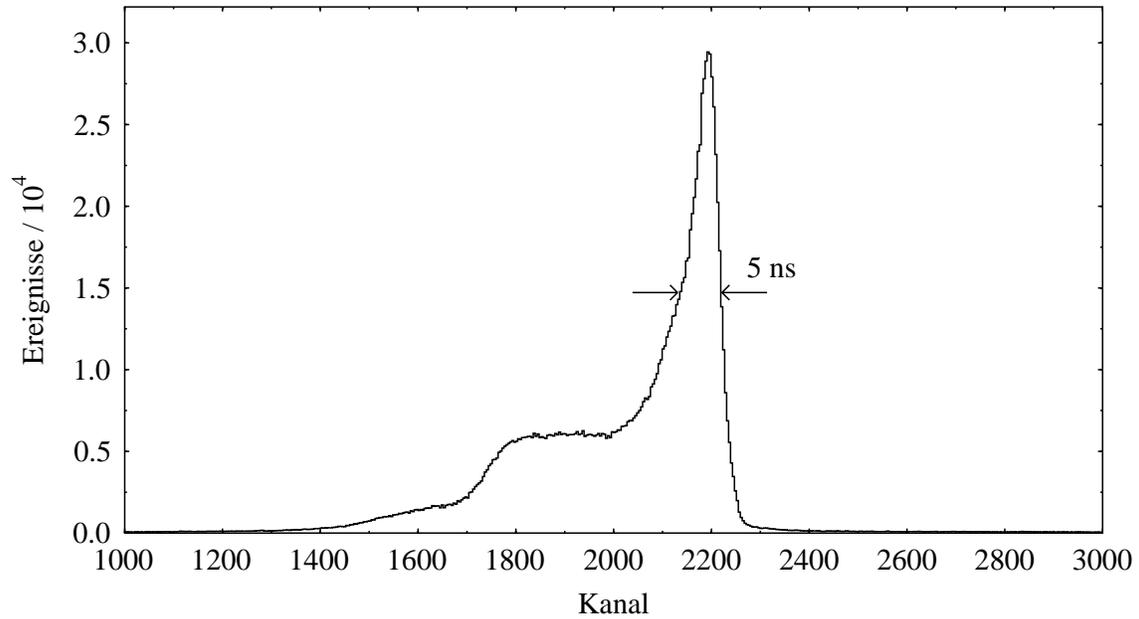


Abbildung 25: Überlagerung der Zeitdifferenzspektren zwischen den 61 BaF<sub>2</sub>-Detektoren und dem X-Trigger im BaF<sub>2</sub>-Summen-TDC. Ein Kanal entspricht einer Zeitdifferenz von 34 ps. In diesem Spektrum sind jeweils vier Kanäle zusammengefaßt.

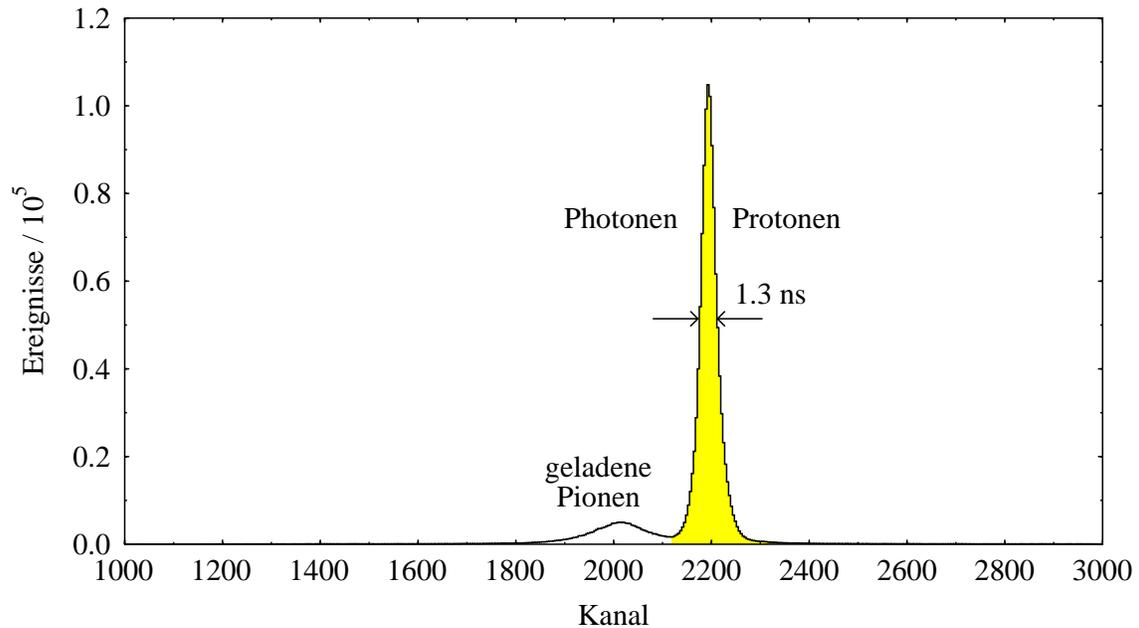


Abbildung 26: Der BaF<sub>2</sub>-Summen-TDC nach der Korrektur der Amplitudenabhängigkeit des Triggerzeitpunktes von der Signalhöhe des NaJ-Cores. Ein Kanal entspricht einer Zeitdifferenz von 34 ps. In diesem Spektrum sind jeweils vier Kanäle zusammengefaßt.

gegebene Flugzeitdifferenz zwischen Neutronen und Photonen auf dem Weg vom Target zum NaJ-Detektor entsteht.

Im BaF<sub>2</sub>-Detektorensystem werden Photonen, Protonen und geladene Pionen nachgewiesen. Die notwendige Teilchenseparation erfolgt in zwei Schritten. Der erste ist die Trennung der Photonen und Protonen von den geladenen Pionen durch einen Schnitt im BaF<sub>2</sub>-Summen-TDC, der durch den schraffierten Bereich in Abbildung 26 dargestellt ist. Die Unterscheidung der Photonen und Protonen gegeneinander wird mit Hilfe der Pulse-Shape-Analyse durchgeführt [Kapitel 3.5.1 und 3.6.2]. In Abbildung 27 ist in einem zweidimensionalen Pulshöhenspektrum das Signal der kurzen Komponente gegen das Gesamtsignal eines BaF<sub>2</sub>-Detektors aufgetragen. In diesem Spektrum können Photonen von Protonen abgetrennt werden.

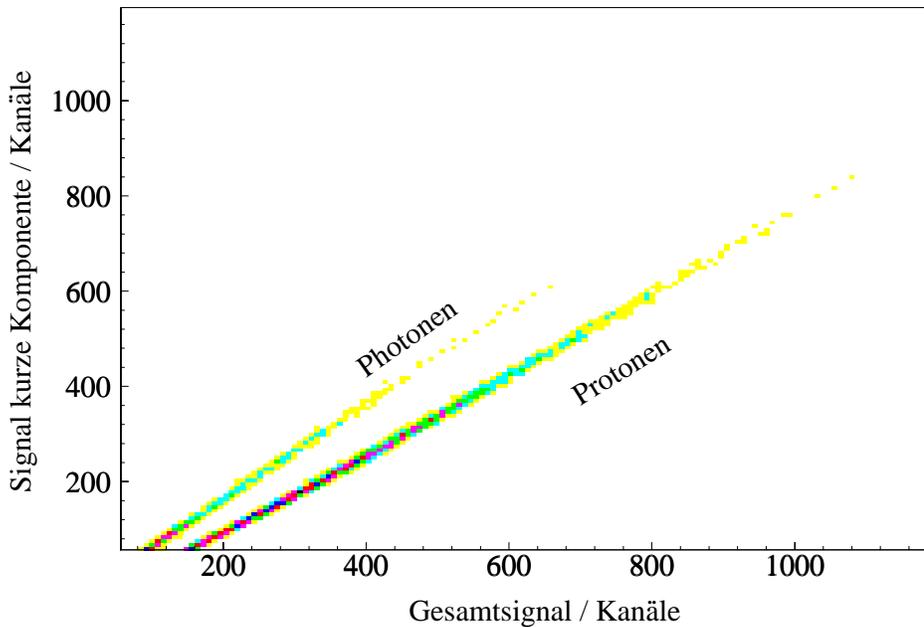


Abbildung 27: Zweidimensionales Pulshöhenspektrum: Aufgetragen ist das Signal der kurzen Komponente gegen das Gesamtsignal eines BaF<sub>2</sub>-Detektors.

Die gegebene eindeutige Unterscheidungsmöglichkeit der beiden Teilchen wird jedoch durch die drei folgenden Aspekte eingeschränkt:

1. Unterhalb gemessener Energien von  $4\text{ MeV}$  laufen die beiden Ereignislinien für Photonen und Protonen zusammen. Um in der auf einen Photonennachweis basierenden Analyse keine Ereignisse zu verlieren, werden aus diesem Bereich alle Ereignisse als Photonen interpretiert.
2. Keine eindeutige Zuordnung besteht für die Ereignisse, bei denen ein Photon und ein Proton gleichzeitig in einen Detektor treffen.

3. Die Detektoren in den beiden Außenringen werden nicht frontal, sondern seitlich getroffen und stellen den Teilchen wesentlich weniger Detektormaterial entgegen (Abbildung 10, Kapitel 3.5.2). Einige spezielle Detektoren im Vorwärtswinkelbereich können daher von hochenergetischen Protonen mit Energien oberhalb von  $150\text{ MeV}$ , entsprechend einer Einschubenergie von  $600\text{ MeV}$ , durchquert werden. Für diese Protonen ist der spezifische Energieverlust im Detektor nicht ausreichend, um die zur Minderung der Lichtausbeute in der kurzen Komponente erforderliche erhöhte Ionisationsdichte im Kristall zu erzeugen. Eine eindeutige Unterscheidung dieser Protonen von Photonen ist daher nicht immer gewährleistet.

Der überwiegende Teil der Rückstoßprotonen liegt in einem definierten Polarwinkelbereich zwischen  $35^\circ$  und  $55^\circ$ . Die Protonen aus der Compton–Streuung liegen alle, die aus der Pionproduktion vorzugsweise in der Streuebene, die durch den einlaufenden Photonenstrahl und der azimuthalen Akzeptanz des NaJ–Detektors definiert wird. Insgesamt ergibt sich daher ein sehr definierter Protonenemissionskegel im Vorwärtswinkelbereich des  $\text{BaF}_2$ –Systems. Dieser Bereich wird von den Detektoren 19, 20, 35, 36, 37, 59, 60 und 61 fast vollständig abgedeckt (Abbildung 10, Kapitel 3.5.2). Da diese Detektoren den wesentlichen Anteil an Rückstoßprotonen nachweisen, vergleichsweise jedoch nur einen geringen Beitrag zur Nachweiseffizienz des Pions leisten, wird zur Vermeidung von Unsicherheiten in der endgültigen Datenanalyse auf sie verzichtet.

Abbildung 28 zeigt ein Energiesummenspektrum für die mit Hilfe der Pulse–Shape–Analyse separierten Photonen im  $\text{BaF}_2$ –System. Die Anhäufung der Ereignisse im Energiebereich zwischen  $10\text{ MeV}$  und  $50\text{ MeV}$  ergibt sich aus dem gewünschten Nachweis der niederenergetischen Zerfallsphotonen des Pions im  $\text{BaF}_2$ –Detektorensystem. Das Kontinuum von Photonenenergien bis  $300\text{ MeV}$  resultiert im wesentlichen aus dem umgekehrten Zerfallsmechanismus. Dabei wird ein niederenergetisches Photon im NaJ–Detektor und das zugehörige hochenergetische Photon in den  $\text{BaF}_2$ –Detektoren nachgewiesen. Darüber hinaus befinden sich in diesem Spektrum hochenergetische Photonen aus dem Zerfall von Eta–Mesonen.

Abbildung 29 zeigt das Energiespektrum für Protonen im  $\text{BaF}_2$ –System. Die Protonen, insbesondere die mit kleiner Energie, erleiden auf ihrem Weg vom Target zum Detektor einen beträchtlichen Energieverlust. Der mittlere Energieverlust, der im wesentlichen im Target und in der Wand der Kohlenstoffstreuammer stattfindet, kann für jedes Ereignis bestimmt und korrigiert werden. Für das korrigierte Energiespektrum ergibt sich eine Energieschwelle bei  $39\text{ MeV}$ . Der sehr scharfe Schwelleneffekt resultiert aus dem unbekanntem Reaktionsort im Target, der experimentell nicht rekonstruiert werden kann und bei der Korrektur durch den Targetmittelpunkt ersetzt werden muß. Mit der Nachweisschwelle von  $39\text{ MeV}$  werden im Experiment nur Protonen im Energiebereich oberhalb von  $300\text{ MeV}$  nachgewiesen. Ihre Häufigkeit nimmt mit wachsender Einschubenergie stetig ab, da neben dem Photonenfluß oberhalb der  $\Delta$ –Resonanz auch der Wirkungsquerschnitt stark abnimmt.

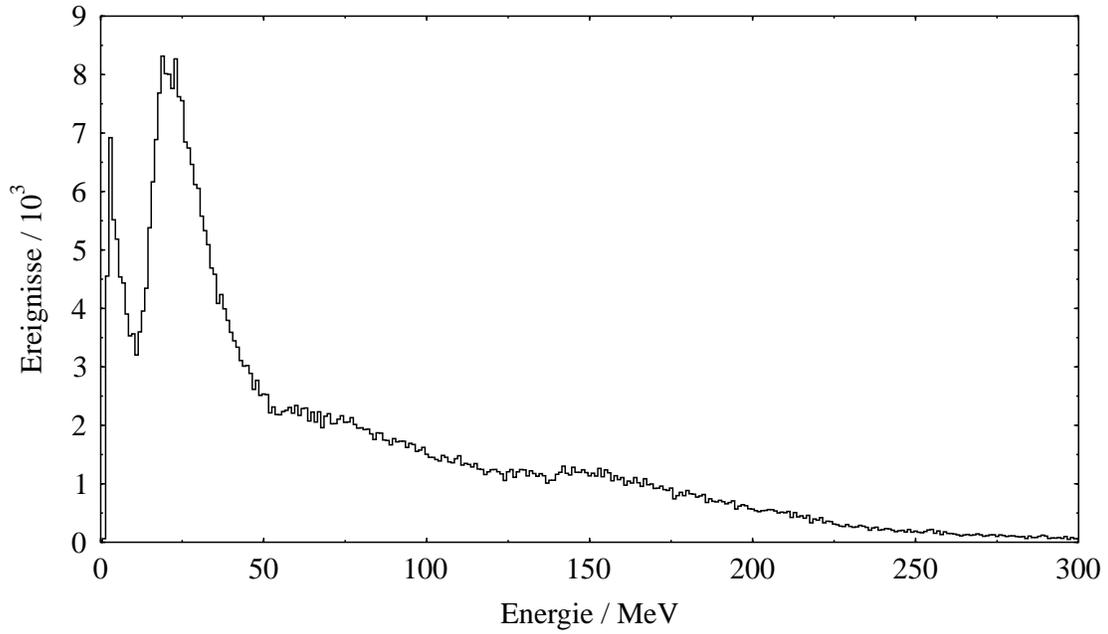


Abbildung 28: Energiesumme für Photonen im BaF<sub>2</sub>-Systems.

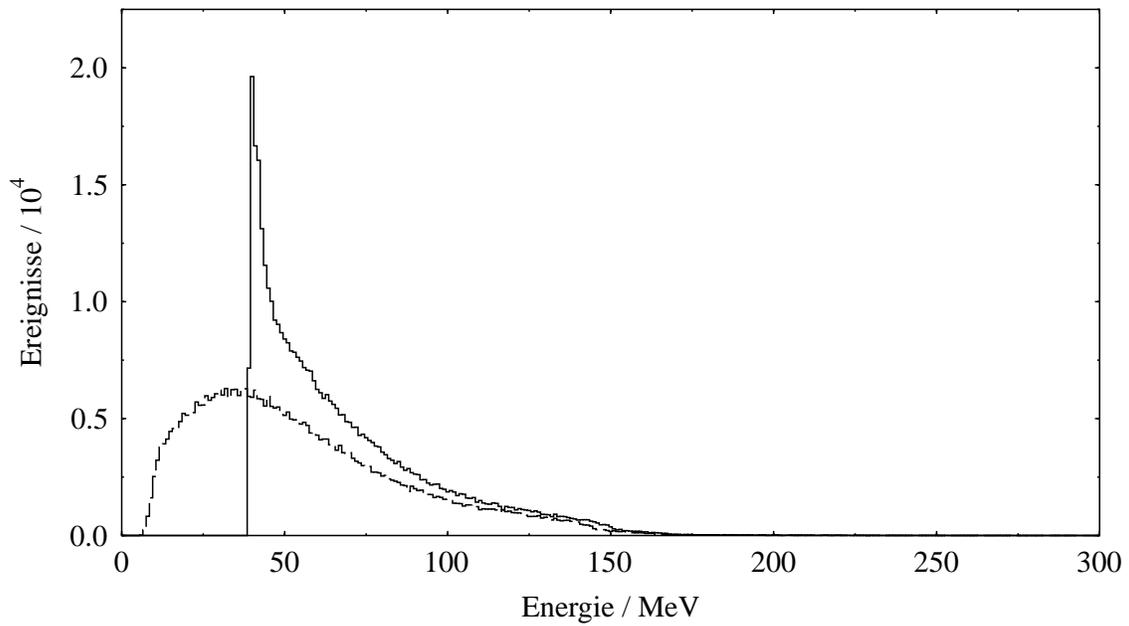


Abbildung 29: Energiesumme für Protonen im BaF<sub>2</sub>-System vor (gestricheltes Histogramm) und nach (durchgezogenes Histogramm) der Korrektur der Energieverluste.

Die im Rahmen der bisher durchgeführten Analyse verbleibenden Ereignisse verhalten sich wie zwei korrelierte Photonen im NaJ-Detektor und dem BaF<sub>2</sub>-System. Aus den kinematischen Größen dieser Ereignisse werden die kinematischen Variablen des Pions zusammengesetzt. Die Energie des Pions entspricht der Summe der beiden gemessenen Photonenenergien, der Impulsvektor der Vektorsumme der beiden Photonenimpulse. Dazu ist neben der Energie auch die Kenntnis der Photonenwinkel notwendig. Im BaF<sub>2</sub>-System werden die Winkel aus den Koordinaten des Detektors mit der maximal registrierten Photonenenergie bestimmt. Die relativ geringe Segmentierung von nur 61 Detektoren in einem Raumwinkel von  $2\pi$  und das ausgedehnte Target begrenzen die erreichbare Winkelauflösung in polarer und azimuthaler Richtung auf  $\pm 25^\circ$ . Die Bestimmung des Photonenwinkels im NaJ-Detektor erfolgt ebenfalls unter rein geometrischen Überlegungen und beträgt unter Berücksichtigung des Öffnungswinkels und des ausgedehnten Targets  $\pm 9^\circ$ . Die nun folgende Identifizierung der neutralen Pionen wird unter zwei Bedingungen durchgeführt:

1. Die gemessene Energie im NaJ-Detektor ist größer als die gemessene Energiesumme im BaF<sub>2</sub>-Detektorensystem. Im asymmetrischen Zerfallsmodus wird damit sichergestellt, daß das hochenergetische Photon im NaJ-Detektor und das niederenergetische Photon in den BaF<sub>2</sub>-Detektoren nachgewiesen wird. Gleichzeitig ist damit die Pionimpulsrichtung in Richtung des NaJ-Detektors festgelegt. Das hochenergetische Photon trägt die kinematische Information, so daß die wesentlich bessere Energie- und Winkelauflösung des NaJ-Detektors für das nachgewiesene Photon auch auf das rekonstruierte Pion übertragen werden kann.
2. Im BaF<sub>2</sub>-System darf der rekonstruierte Photoneneintrittsort nicht in einem Detektor des Außenringes liegen. Diese Detektoren werden nur zur Sammlung des elektromagnetischen Schauers bei Photoneneintrittsorten im Innenbereich herangezogen. Mit den Ergebnissen aus der Untersuchung der Geometrieffekte des BaF<sub>2</sub>-Systems im markierten Photonenstrahl wird mit dieser Maßnahme sichergestellt, daß die Energieauflösung nicht unter einen Wert von 25 % abfällt und eine saubere Datenanalyse erschwert (Abbildung 15, Kapitel 3.5.3).

Für die unter diesen Bedingungen verbleibenden Ereignisse wird die detaillierte Pionanalyse durchgeführt. In einem ersten Schritt ist zu überprüfen, ob es sich bei den beiden nachgewiesenen Photonen um Zerfallsphotonen des Pions handelt. Diese Untersuchung wird mit Hilfe der invarianten Masse durchgeführt. Sie ist eine lorentzinvariante Größe, die die Ruhemasse eines instabilen Teilchens beschreibt und aus den kinematischen Größen der Zerfallsprodukte rekonstruiert werden kann. Im Falle des neutralen Pions ist die invariante Masse durch den Ausdruck

$$m_{\pi^0} = \sqrt{2E_{\gamma 1}E_{\gamma 2}(1 - \cos(\phi_{\gamma\gamma}))}$$

gegeben [Anhang A.2]. In die Beschreibung dieser Größe gehen nur die Energie der beiden Photonen  $E_{\gamma 1}$  und  $E_{\gamma 2}$  sowie der Öffnungswinkel  $\phi_{\gamma\gamma}$  ein. Abbildung 30 zeigt

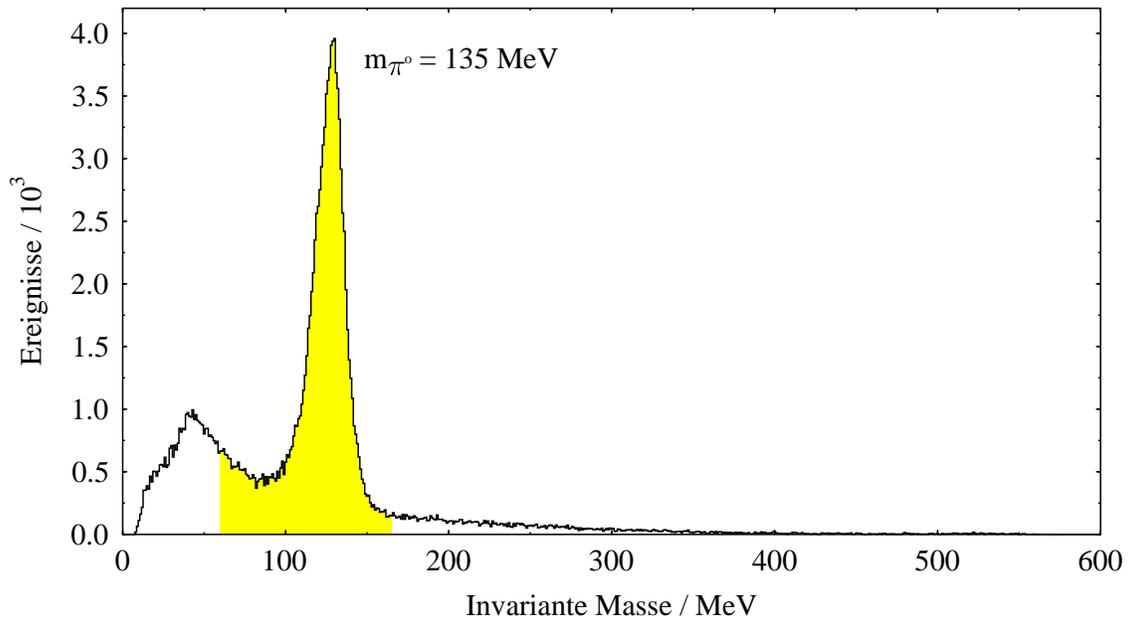


Abbildung 30: Spektrum der invarianten Masse in linearer Darstellung. Der schraffierte Bereich zeigt die Ereignisse, die dem Zerfall des neutralen Pions zugeordnet werden.

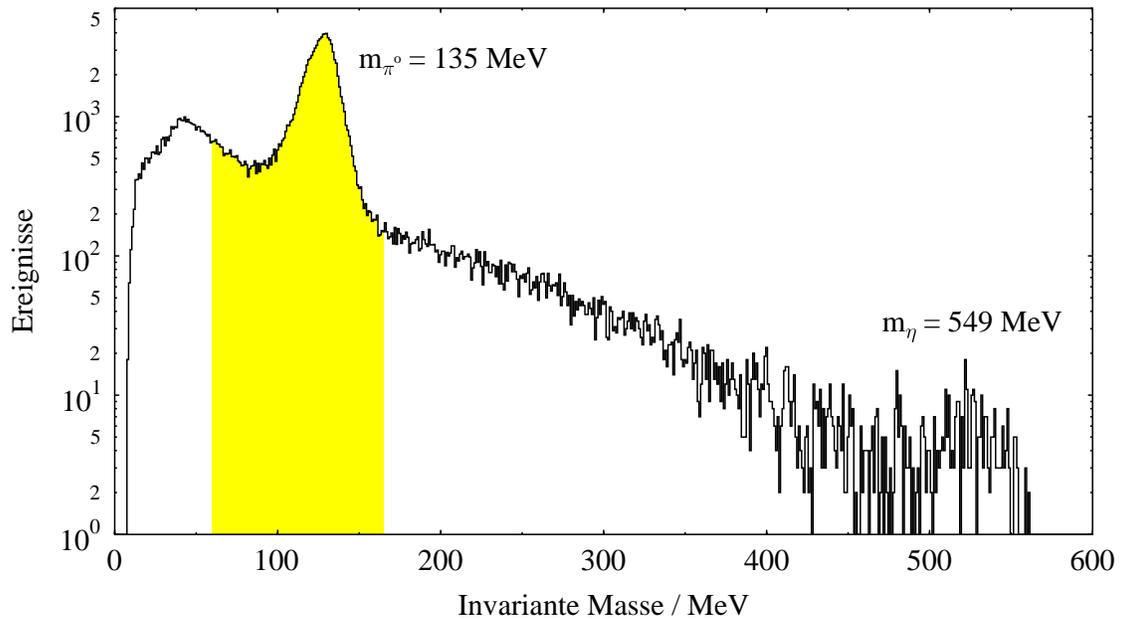


Abbildung 31: Spektrum der invarianten Masse in logarithmischer Darstellung. Mit dem Photonenspektrometer *CATS* können neben neutralen Pionen auch Eta-Mesonen rekonstruiert werden.

das so bestimmte Massenspektrum aus den Photonenenergien  $E_{NaJ}$  und  $E_{BaF_2}$  und dem aus der Geometrie rekonstruierten Öffnungswinkel. Die gesuchten Ereignisse liegen bei der Ruhemasse des neutralen Pions von  $135\text{ MeV}$ . Die logarithmische Darstellung des Spektrums in Abbildung 31 zeigt, daß mit diesem Verfahren auch Eta-Mesonen mit einer Ruhemasse von  $549\text{ MeV}$  nachgewiesen werden können. Die Schraffur in den Abbildungen zeigt den Bereich, der für die weitere Auswertung berücksichtigt wird. Er beinhaltet jedoch nicht nur Pionereignisse, sondern auch Untergrundereignisse, die in einem zweiten Schritt abgetrennt werden müssen.

In die bisher durchgeführte Datenanalyse ist die Einschußenergie der Photonen noch nicht eingegangen. Mit ihrer Kenntnis und den gemessenen Werten für die Energie und den Winkel des Pions ist der Zweikörperprozeß der Pionproduktion einfach überbestimmt. Zur eindeutigen Bestimmung der Pionen kann daher eine Energiedifferenzanalyse durchgeführt werden. Dabei wird aus der gemessenen Energie und der Sollenergie der Pionen eine Energiedifferenz

$$E_{\pi^0}^{Diff} = E_{\pi^0}^{Soll} - E_{\pi^0}^{Mess} \quad (12)$$

berechnet. Die gemessene Pionenergie  $E_{\pi^0}^{Mess}$  setzt sich aus der Summe der nachgewiesenen Photonenenergien  $E_{NaJ}$  und  $E_{BaF_2}$  zusammen. Die Pionsollenergie  $E_{\pi^0}^{Soll}$  berechnet sich aus der Einschußenergie der Photonen  $E_\gamma$  und dem rekonstruierten Pionwinkel  $\theta_{\pi^0}$  im Laborsystem [Anhang A.3]:

$$E_{\pi^0}^{Soll} = E_{\pi^0}^{soll}(E_\gamma, \theta_{\pi^0}).$$

In die Energiedifferenz geht die Einschußenergie der Photonen explizit ein. Für die Darstellung der Energiedifferenzspektren werden jeweils Energieintervalle von  $100\text{ MeV}$  Breite zusammengefaßt. Abbildung 32 zeigt für den Energiebereich von  $300\text{ MeV}$  bis  $400\text{ MeV}$  die Spektren für zeitkorrelierte und zufällige Ereignisse, Abbildung 33 das durch Subtraktion gewonnene Differenzspektrum. In den Energiedifferenzspektren stellen negative Energiedifferenzen nichtphysikalische Bereiche dar, in denen die gemessene Pionenergie größere Werte annimmt als die berechnete Sollenergie. Diese Ereignisse entstehen durch die Berücksichtigung der Mehrfachtreffer auf der Leiter, bei denen bis auf maximal einen richtigen Wert falsche Berechnungen für die Photonenenergie erfolgen. Die falsch berechneten Photonenenergien befinden sich jedoch im statistischen Mittel mit gleicher Häufigkeit im Bereich der zufälligen Ereignisse, so daß sie bei der Differenzbildung vollständig verschwinden. Energiedifferenzen von Null und positive Energiedifferenzen beschreiben den physikalisch relevanten Bereich. Die gemessene Energie ist gleich oder kleiner als die Sollenergie. In diesen Bereichen bleiben bei der Differenzbildung korrelierte Ereignisse übrig. Der schraffierte Bereich bei der Differenzenergie Null kennzeichnet die gesuchten Pionen. Durch einen Schnitt können sie von allen sonstigen Ereignissen aus dem breiten Kontinuum von Null abweichender Energiedifferenzen getrennt werden.

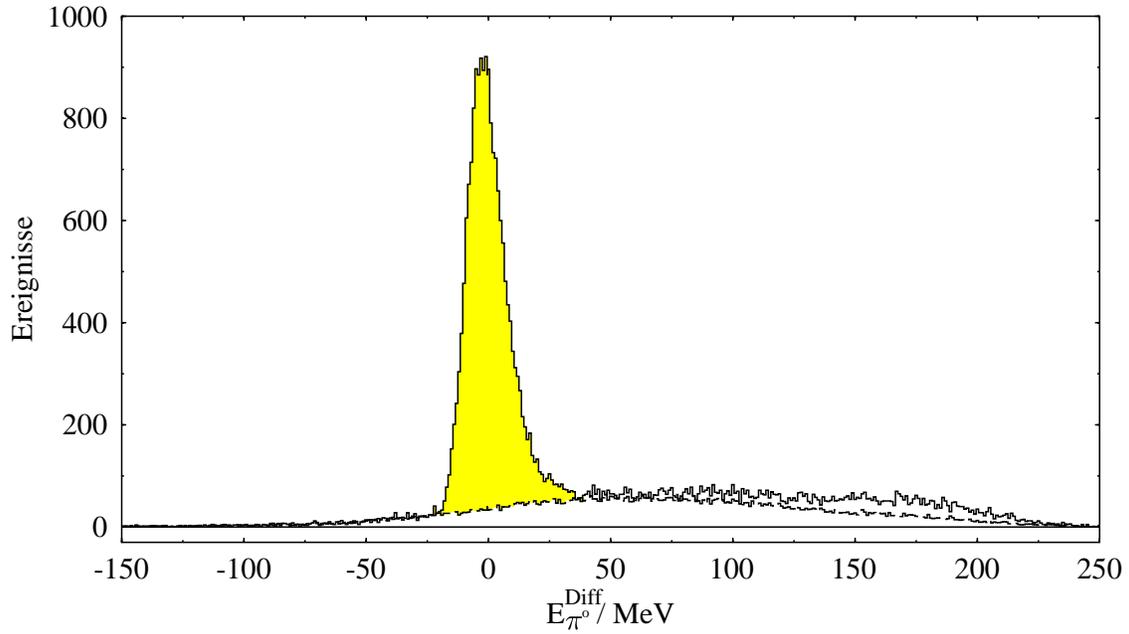


Abbildung 32: Energiedifferenzspektrum für zeitkorrelierte Ereignisse (durchgezogenes Histogramm) und auf gleiche Zeitbreite normiertes Energiedifferenzspektrum für zufällige Ereignisse (gestricheltes Histogramm) für das Energieintervall von  $300 \text{ MeV}$  bis  $400 \text{ MeV}$ .

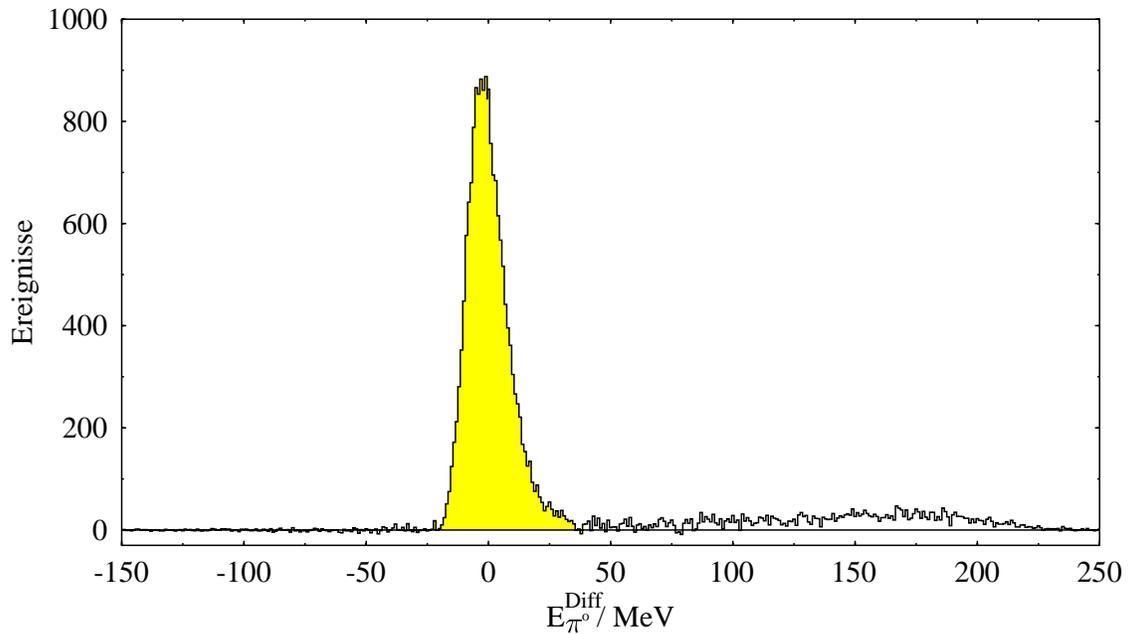


Abbildung 33: Subtrahiertes Spektrum aus den Energiedifferenzspektrern für zeitkorrelierte und zufällige Ereignisse für das Energieintervall von  $300 \text{ MeV}$  bis  $400 \text{ MeV}$ .

Abbildung 34 zeigt die rekonstruierte Winkelverteilung der Pionen. Der Nachweis der hochenergetischen Zerfallsphtonen im NaJ-Detektor führt zu der sehr ausgeprägten Auswahl von Pionwinkeln beim Laborwinkel von  $60^\circ$ . Die dem Spektrum überlagerte Struktur mit der Bevorzugung bzw. Unterdrückung einzelner Winkelpunkte ergibt sich aus dem Rekonstruktionsverfahren mit diskreten Photonenwinkeln im BaF<sub>2</sub>-System. Durch den im Rahmen der Pulse-Shape-Analyse diskutierten Verzicht auf die Information in den Detektoren des Vorwärtswinkelbereichs des BaF<sub>2</sub>-Systems ist die Pionwinkelverteilung nach vorne auf  $54^\circ$  begrenzt. Durch einen Schnitt werden nur die gesuchten Pionen im Laborwinkelbereich  $\theta_{\pi^0} = 60^\circ \pm 6^\circ$  zugelassen.

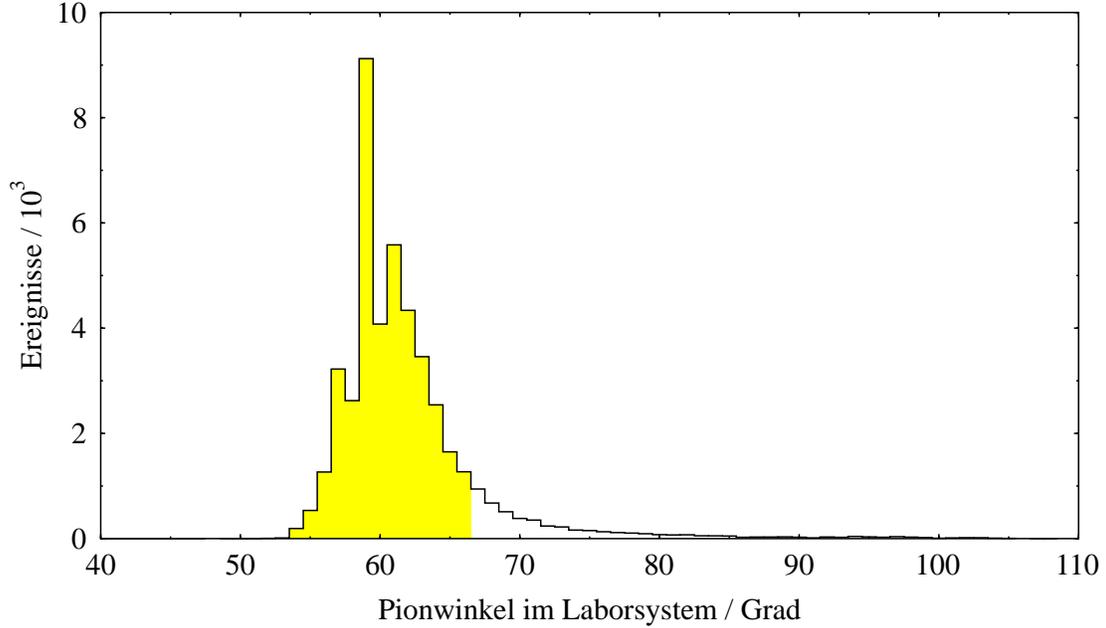


Abbildung 34: Gemessene Winkelverteilung der Pionen im Laborsystem.

Das Ergebnis der Datenanalyse zeigt Abbildung 35. Dargestellt ist die Anzahl der nachgewiesenen Pionen  $N_{\pi^0}(E_\gamma, \theta_{\pi^0} = 60^\circ \pm 6^\circ)$  im ausgewählten Winkelbereich als Funktion der Einschußenergie der Photonen  $E_\gamma$ . Unter diesen Ereignissen befindet sich jedoch ein energieabhängiger Anteil von etwa 3 % an Ereignissen aus dem Ein- und Austrittsfenster der Targetzelle. Der exakte quantitative Anteil dieser Untergrundereignisse wird durch die separat durchgeführte Leertargetmessung ermittelt. Sie wird mit einer leeren Targetzelle, aber unter sonst gleichen Bedingungen durchgeführt und der gleichen Datenanalyse unterzogen. Der so bestimmte Untergrundanteil muß nach der Normierung auf den einfallenden Photonenfluß oder in Form eines Wirkungsquerschnittes subtrahiert werden [Kapitel 4.4].

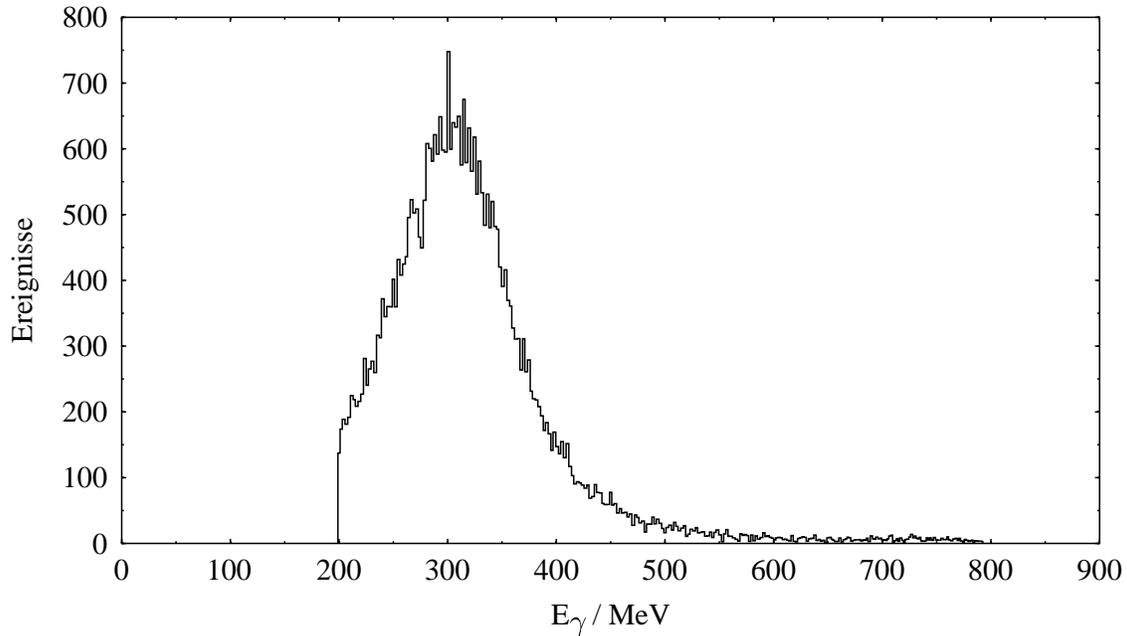


Abbildung 35: Anzahl der im Laborwinkelbereich  $\theta_{\pi^0} = 60^\circ \pm 6^\circ$  nachgewiesenen Pionen in Abhängigkeit von der Einschußenergie  $E_\gamma$ .

Zur Übersichtlichkeit wird die durchgeführte Datenanalyse zusammengefaßt:

- Unterdrückung von Signalen aus der Höhenstrahlung im NaJ-Detektor. Nachweiskriterium ist ein Energieverlust der minimalionisierenden Myonen von jeweils mindestens  $10 \text{ MeV}$  in zwei Plastikdetektoren des Anti-Cosmic-Shields.
- Aufbau des zeitgeeichten Leitersummen-TDC aus den 284 Zeitdifferenzspektren zwischen dem X-Trigger und den Detektoren der Elektronenleiter.
- Die Berücksichtigung der Amplitudenabhängigkeit des Zeitverhaltens des X-Triggers liefert den korrigierten Leitersummen-TDC. Dieses Zeitspektrum dient als Basis der weiteren Datenanalyse:
  1. Trennung von Photonen und Neutronen im NaJ-Detektor.
  2. Energiezuordnung der Bremsstrahlungsphotonen durch Betrachtung der zeitkorrelierten und zufälligen Ereignisse und der anschließenden Differenzbildung.
- Aufbau des zeitgeeichten BaF<sub>2</sub>-Summen-TDC aus den 61 Zeitdifferenzspektren zwischen dem X-Trigger und den BaF<sub>2</sub>-Detektoren. Die Amplitudenkorrektur des BaF<sub>2</sub>-Summen-TDC erfolgt in voller Analogie zur Korrektur des Leitersummen-TDC.
- Die Teilchenidentifikation im BaF<sub>2</sub>-System erfolgt in zwei Schritten:

1. Trennung der Photonen und Protonen von den positiv geladenen Pionen durch einen Schnitt im korrigierten BaF<sub>2</sub>-Summen-TDC.
  2. Trennung der Photonen von den Protonen mit Hilfe der Pulse-Shape-Analyse.
- Die Unterscheidung zwischen Photonen und Protonen kann in den BaF<sub>2</sub>-Detektoren für einen Teil der Ereignisse nicht eindeutig durchgeführt werden. Auf die Information aus den Detektoren im Vorwärtswinkelbereich, die im wesentlichen von Protonen getroffen werden, wird daher verzichtet.
  - Die verbleibenden Ereignisse verhalten sich wie zwei korrelierte Photonen im NaJ-Detektor und dem BaF<sub>2</sub>-System. Sie werden unter zwei Bedingungen ausgewertet:
    1. Die gemessene Energie im NaJ-Detektor ist größer als die gemessene Energiesumme im BaF<sub>2</sub>-Detektorensystem.
    2. Der rekonstruierte Eintrittsort eines Photons in das BaF<sub>2</sub>-System darf nicht in einem Detektor des Außenringes liegen.
  - Die Bestimmung neutraler Pionen erfolgt in zwei Schritten:
    1. Aufbau eines Spektrums für die invariante Masse des neutralen Pions.
    2. Durchführung einer Energiedifferenzanalyse, in der mit Hilfe der kinematischen Überbestimmung der Reaktion ein Vergleich zwischen der Sollenergie und der gemessenen Pionenergie erfolgt.
  - Auswahl der Pionereignisse aus dem Laborwinkelbereich  $\theta_{\pi^0} = 60^\circ \pm 6^\circ$  durch einen Schnitt in der rekonstruierten Winkelverteilung der Pionen.
  - Wiederholung der Datenanalyse für die Leertargetmessung.

## 4.2 Bestimmung des Photonenflusses

Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes (Gleichung 10, Kapitel 4.1) muß die Anzahl der im Experiment nachgewiesenen Pionen auf den einfallenden Photonenfluß normiert werden. Der Fluß der markierten Photonen

$$N_\gamma(E_\gamma) = \epsilon_{tag}(E_\gamma) \cdot N_{e^-}(E_\gamma)$$

ergibt sich bei bekannter Markierungseffizienz  $\epsilon_{tag}(E_\gamma)$  aus der Zahl der zugehörigen nachgewiesenen Elektronen  $N_{e^-}(E_\gamma)$ . Diese Zahl ist durch die Information aus den Scallern der einzelnen Detektoren in der Elektronenleiter gegeben (Abbildung 36). Die notwendige Berücksichtigung der Scalertotzeit  $\tau = 15ns$  erfolgt durch einen flußabhängigen Korrekturfaktor

$$f_{Scalertotzeit} = \frac{1}{1 - N_{e^-}(E_\gamma) \cdot \tau}$$

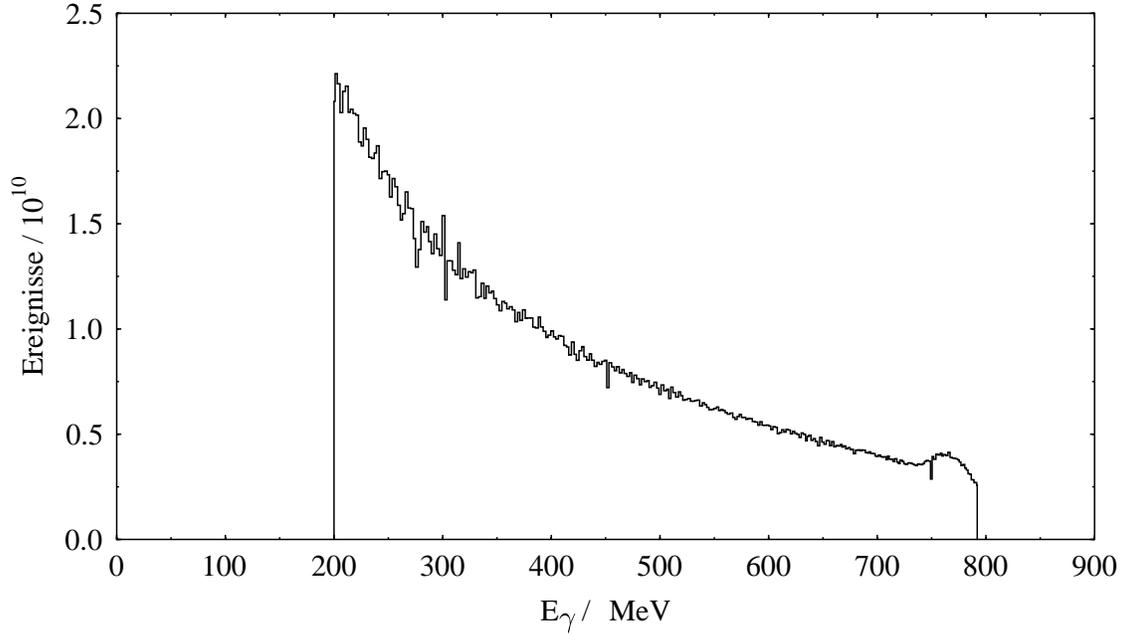


Abbildung 36: Zahl der in einem Experimentzyklus nachgewiesenen Elektronen  $N_e(E_\gamma)$ . Sie ist durch die Information aus den Scälern der einzelnen Detektoren in der Elektronenleiter gegeben.

Die Korrektur beträgt maximal 1.5 % für den Scaler mit der Maximalzählrate von  $10^6$  Elektronen pro Sekunde und ist in Abbildung 36 bereits berücksichtigt.

Die Markierungseffizienz muß in separaten Messungen direkt vor und nach jedem Experimentzyklus bestimmt werden. Bei der Standardmeßmethode wird ein totalabsorbierender Bleiglasdetektor bei geringem Elektronenstrom in der Größenordnung von  $pA$  im direkten Photonenstrahl betrieben. In diesem Detektor können die nach der Kollimation im Strahl verbliebenen Photonen in Koinzidenz mit der Elektronenleiter nachgewiesen und gezählt werden. In diesem Verfahren ergibt sich die Markierungseffizienz aus dem Verhältnis der Anzahl koinzident gemessener Photonen zu der Anzahl der Elektronen in einem Kanal der Elektronenleiter:

$$\epsilon_{tag}(E_\gamma) = \frac{N_\gamma(E_\gamma)}{N_e(E_\gamma)} .$$

Die Markierungseffizienz beträgt bei einer Kollimation des Photonenstrahls auf etwa einen charakteristischen Winkel nahezu energieunabhängig 52 % (Abbildung 37).

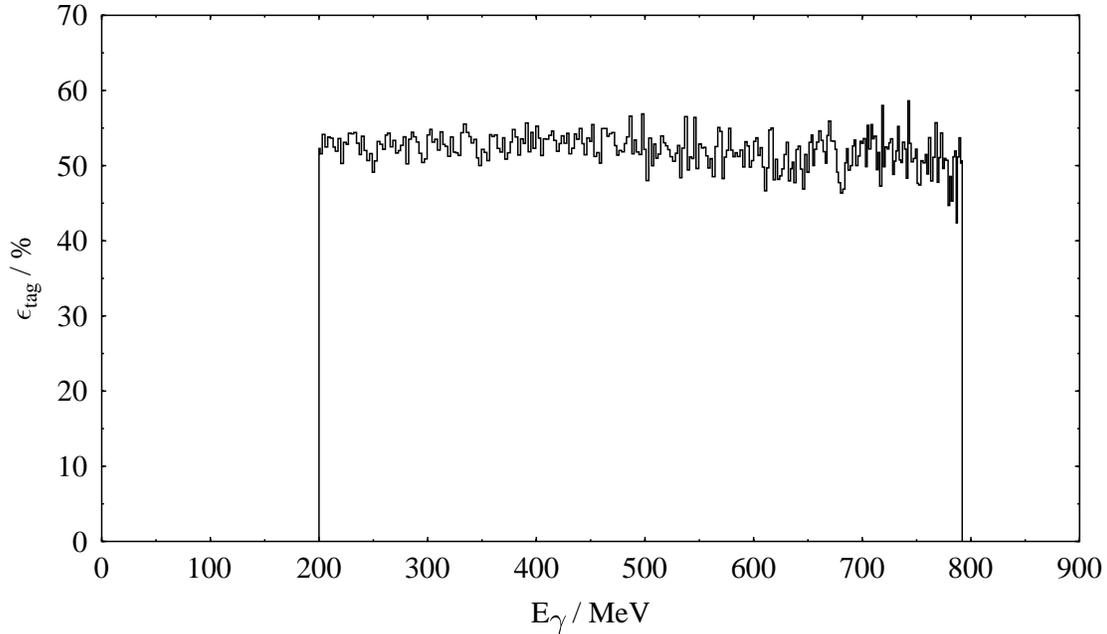


Abbildung 37: Gemessene Markierungseffizienz mit der Standardmeßmethode.

Während eines Experimentes wird die Markierungseffizienz mit Hilfe einer P2-Ionisationskammer überwacht [Kapitel 3.2]. Die Ionisationskammer mißt den Photonenenergiefluß im gesamten Bremsstrahlungsspektrum. Sie liefert damit einen zur Anzahl der markierten Photonen proportionalen Meßwert. Das Ausgangssignal wird mit einem *VFC*<sup>16</sup> in eine Frequenz umgewandelt und mit einem CAMAC-Scaler ausgelesen. Der Photonenenergiefluß kann dann mit Hilfe der integralen Elektronenzählrate auf den einlaufenden Primärelektronenstrom normiert werden. Diese Größe ist proportional zum integralen Wert der Markierungseffizienz und kann mit den aus der Standardmethode gemessenen Werten absolut geeicht werden. Abbildung 38 zeigt den zeitlichen Verlauf der Markierungseffizienz während eines achtstündigen Experimentabschnitts. Die Zeiteinteilung auf der Abszisse ist durch die Häufigkeit der Scalerauslese gegeben. Sie erfolgt in der Praxis meist in Abständen von 5000 Interrupts und entspricht bei der gegebenen Strahlintensität etwa zwei Minuten. Die Markierungseffizienz beträgt zu Anfang der Messung mit einem gut optimierten Elektronenstrahl 52 % und bleibt über einen Zeitraum von vier Stunden stabil. Danach führen geringe Lage- und Richtungsänderungen des Elektronenstrahls zu entsprechenden Änderungen des Photonenstrahls und einem damit verbundenen stetigen Absinken der Markierungseffizienz auf 48 %. Mit dem durchgeführten Verfahren können diese zeitlichen Änderungen jedoch kontrolliert und bis auf eine verbleibende systematische Unsicherheit von  $\pm 2$  % korrigiert werden.

Die Bestimmung und Überwachung der Markierungseffizienz und des Photonenflusses ist einer der wesentlichen Aspekte für die experimentelle Vorgehensweise in einem Experiment. Ein Experimentzyklus wird daher folgendermaßen durchgeführt:

---

<sup>16</sup>voltage-to-frequency converter

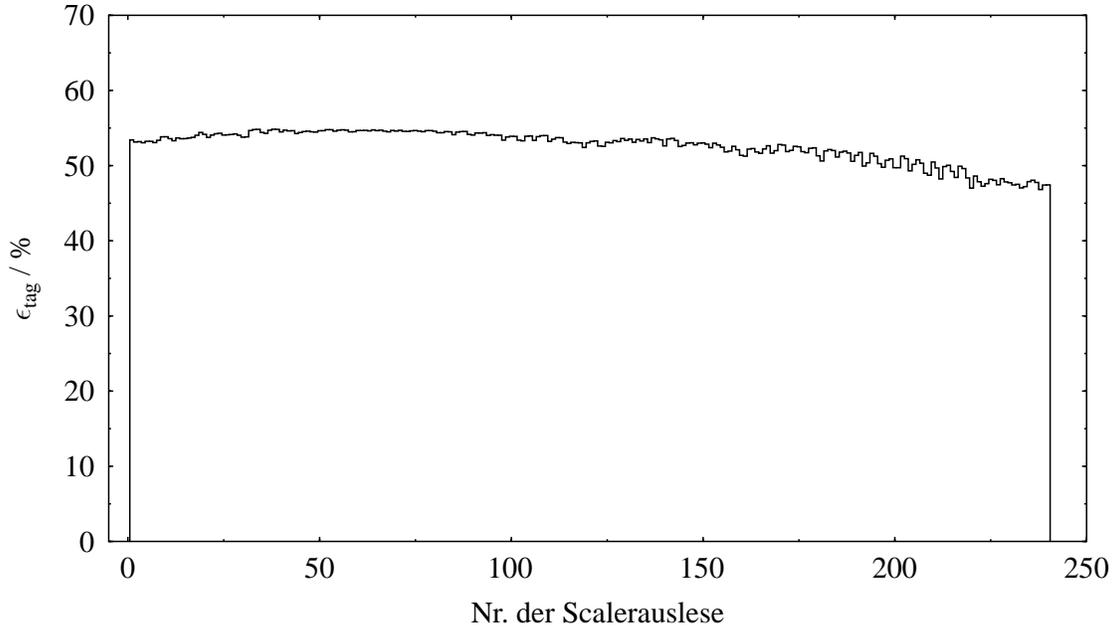


Abbildung 38: Zeitlicher Verlauf der Markierungseffizienz während eines achtstündigen Experimentabschnitts. Die Zeiteinteilung auf der Abszisse ist durch die Häufigkeit der Scalerauslese gegeben. Sie erfolgt in dem hier gezeigten Beispiel in Abständen von 5000 Interrupts und entspricht etwa zwei Minuten.

1. Optimierung des Elektronenstrahls.
2. Messung der Markierungseffizienz bei geringer Elektronenstrahlintensität mit der Standardmethode.
3. Durchführung des Experiments bei hoher Intensität und Kontrolle des integralen Wertes der Markierungseffizienz mit der P2-Ionisationskammer.
4. Messung der Markierungseffizienz bei geringer Elektronenstrahlintensität mit der Standardmethode.

### 4.3 Berechnung des effektiven Raumwinkels

Zur Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnittes (Gleichung 10, Kapitel 4.1) ist die Kenntnis des effektiven Raumwinkels  $\Delta\Omega_{Eff}(E_\gamma, \theta_{\pi^0} = 60^\circ \pm 6^\circ)$  notwendig. Dieser effektive Raumwinkel hängt von der Geometrie der Nachweisapparatur und der Zerfallskinetik der neutralen Pionen ab und kann nicht analytisch, sondern nur mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation berechnet werden. Die Bestimmung dieser Größe erfolgt in zwei Schritten:

1. Vergleich und Überprüfung der im Rahmen der Datenanalyse aufgebauten experimentellen Spektren und der erfolgten Schnitte mit den simulierten Spektren.

## 2. Bestimmung des effektiven Raumwinkels mit Hilfe des Ausdrucks

$$\Delta\Omega_{Eff}(E_\gamma, \theta_{\pi^0} = 60^\circ \pm 6^\circ) = 4\pi \epsilon(E_\gamma, \theta_{\pi^0} = 60^\circ \pm 6^\circ).$$

Die Effizienz  $\epsilon$  beschreibt die Wahrscheinlichkeit, ein bei einer gegebenen Einschußenergie  $E_\gamma$  produziertes neutrales Pion unter einem Winkel  $\theta_{\pi^0} = 60^\circ \pm 6^\circ$  in der Meßapparatur nachzuweisen.

Für das Photonenspektrometer *CATS* wurde für diese Zwecke das Simulationsprogramm *PICATS* entwickelt [Lis 93]. Das Programm ist in einen Ereignisgenerator und ein separates Analyseprogramm gegliedert. Der Ereignisgenerator simuliert das Experiment und ist folgendermaßen aufgebaut:

1. Definition und Eingabe der Geometrieparameter für die Detektoren, das Target und die Photonenstrahlfleckgröße.
2. Eingabe des Energiebereichs der einlaufenden markierten Photonen. Das Photonenenergiespektrum kann nach zwei verschiedenen Verteilungen aufgebaut werden:
  - (a) Realistische Bremsstrahlungsverteilung zum Vergleich der simulierten und experimentellen Spektren.
  - (b) Konstantes Photonenenergiespektrum zur Berechnung der Ansprechwahrscheinlichkeit bzw. des effektiven Raumwinkels.
3. Erzeugung der kinematischen Größen des neutralen Pions und des Rückstoßprotons. Die Winkelverteilung der Pionen kann nach zwei verschiedenen Verteilungen aufgebaut werden:
  - (a) Realistische Winkelverteilung im Schwerpunktsystem zum Vergleich der simulierten und experimentellen Spektren. Die kinematischen Größen aus dem Schwerpunktsystem werden anschließend in das Laborsystem transformiert.
  - (b) Isotrope Winkelverteilung im Laborsystem zur Berechnung der Ansprechwahrscheinlichkeit bzw. des effektiven Raumwinkels <sup>17</sup>.
4. Das neutrale Pion zerfällt in seinem Ruhesystem in zwei Photonen. Die kinematischen Größen der Photonen werden anschließend in das Laborsystem transformiert.
5. Trifft je eins der beiden Photonen in den NaJ-Detektor und die BaF<sub>2</sub>-Anordnung, so erfolgt eine Untersuchung der verursachten Reaktionen in beiden Systemen. Für den NaJ-Detektor ist dabei eine Betrachtung der Apparatfunktion ausreichend, während für das BaF<sub>2</sub>-Detektorensystem eine komplette Schauerentwicklung durchgeführt werden muß. Für diese Ereignisse werden die simulierten kinematischen Eingangsgrößen und die in der Apparatur rekonstruierten Größen in einer Datenliste gespeichert.

---

<sup>17</sup>Der effektive Raumwinkel ist in dem System zu bestimmen, in dem der differentielle Wirkungsquerschnitt berechnet wird.

Das separate und vom Experimentator individuell zu gestaltende Analyseprogramm liest den vom Ereignisgenerator bereitgestellten simulierten Datensatz ein. Mit diesem Programm kann in voller Analogie zur Experimentauswertung eine Analyse der simulierten Daten durchgeführt werden. Dabei können alle speziellen Bedingungen des Experiments und seiner Auswertung nachvollzogen und berücksichtigt werden.

Abbildung 39 zeigt exemplarisch einen Vergleich der gemessenen und simulierten Daten für die Energiedifferenz (Gleichung (12), Kapitel 4.1) im Energiebereich zwischen  $300\text{ MeV}$  und  $400\text{ MeV}$  (Abbildung 33, Kapitel 4.1). Das simulierte Spektrum zeigt den zu erwartenden Bereich für die Pionereignisse im Experiment und den notwendigen Schnitt zur Abtrennung von den Untergrundeignissen.

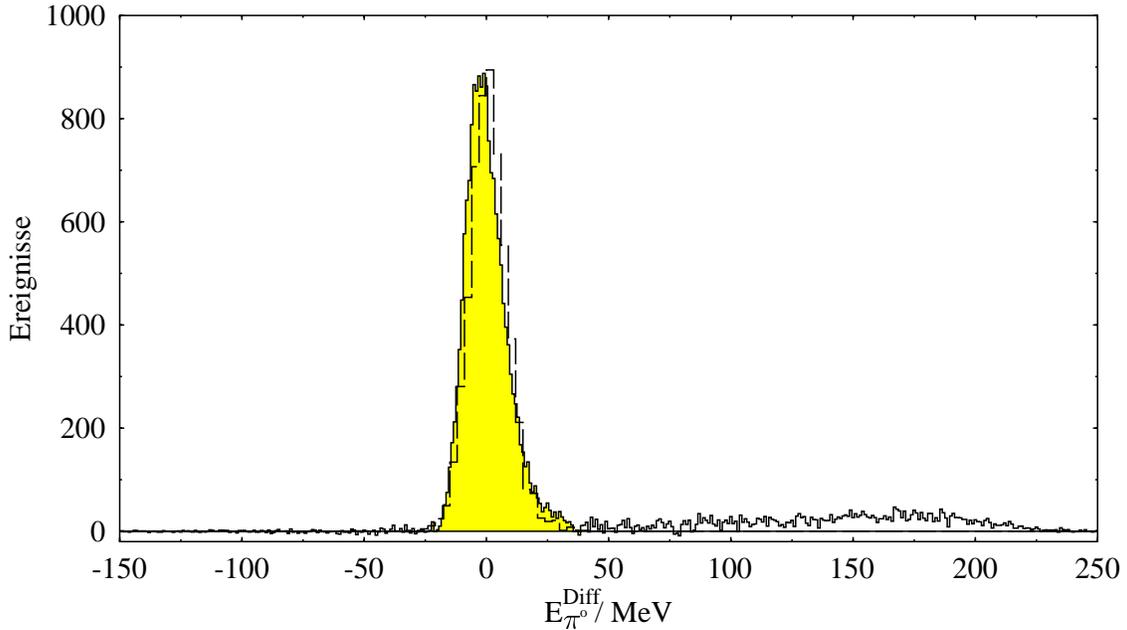


Abbildung 39: Gemessenes (durchgezogenes Histogramm) und simuliertes Spektrum (gestricheltes Histogramm) für die Energiedifferenz im Energieintervall zwischen  $300\text{ MeV}$  und  $400\text{ MeV}$ .

Abbildung 40 zeigt den mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation berechneten effektiven Raumwinkel der Apparatur  $\Delta\Omega_{\text{Eff}}(E_\gamma, \theta_{\pi^0} = 60^\circ \pm 6^\circ)$  für den Nachweis neutraler Pionen im entsprechenden Laborwinkelbereich. Der effektive Raumwinkel ist eine stark energieabhängige Größe und fällt streng monoton mit wachsender Einschussenergie um eine Größenordnung. Dies resultiert aus den energieabhängigen Öffnungswinkelverteilungen der beiden Zerfallsphotonen (Abbildung 7, Kapitel 3.3), in denen die mit dieser Apparatur nachgewiesenen großen Öffnungswinkel mit wachsender Energie zunehmend unterdrückt werden. Insgesamt ergibt sich ein mittlerer Wert von  $1.1\text{ msr}$ , der damit nur  $3.5\%$  des Raumwinkels des NaJ-Detektors für die Compton-Streuung beträgt. Die gegebene Diskrepanz der Nachweiswahrscheinlichkeiten der beiden Reaktionen wird bei

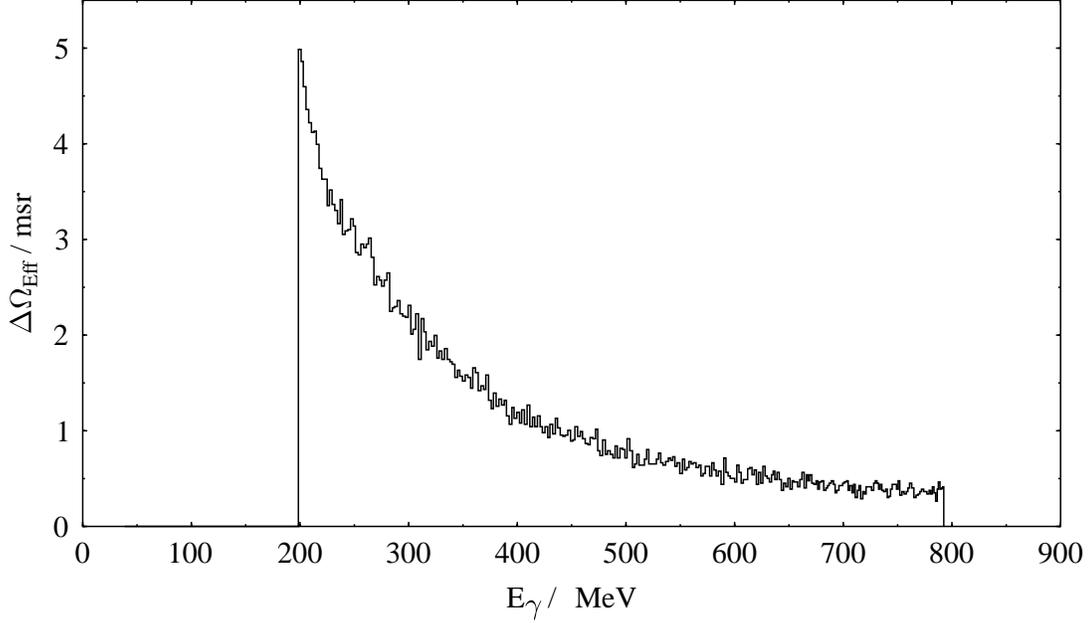


Abbildung 40: Effektiver Raumwinkel  $\Delta\Omega_{Eff}(E_\gamma, \theta_{\pi^0} = 60^\circ \pm 6^\circ)$  des Photonenspektrometers *CATS* zum Nachweis neutraler Pionen.

den simultan durchgeführten Messungen durch den um zwei Größenordnungen stärkeren Wirkungsquerschnitt der Pionproduktion ausreichend kompensiert.

#### 4.4 Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts

Der differentielle Wirkungsquerschnitt wird durch den Ausdruck

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_\gamma, \theta_{\pi^0} = 60^\circ \pm 6^\circ) = \frac{1}{N_T \cdot \Gamma_{\gamma\gamma}} \cdot \frac{N_{\pi^0}(E_\gamma, \theta_{\pi^0} = 60^\circ \pm 6^\circ)}{N_\gamma(E_\gamma) \cdot \Delta\Omega_{Eff}(E_\gamma, \theta_{\pi^0} = 60^\circ \pm 6^\circ)}$$

beschrieben. Die Bedeutung und Bestimmung der einzelnen Größen wird im folgenden kurz zusammengefaßt:

1.  $N_{\pi^0}(E_\gamma, \theta_{\pi^0} = 60^\circ \pm 6^\circ)$  bezeichnet die Anzahl der im angegebenen Laborwinkelbereich nachgewiesenen Pionen. Sie ergibt sich durch die Reduktion der im Experiment aufgenommenen Rohdaten [Kapitel 4.1, Abbildung 35]. Der Untergrundanteil aus dem Ein- und Austrittsfenster der Targetzelle wird durch eine separate Leertargetmessung bestimmt und anschließend flußnormiert in Form eines Wirkungsquerschnittes subtrahiert (Gleichung 13).
2.  $N_\gamma(E_\gamma)$  beschreibt den einlaufenden Photonenfluß. Er berechnet sich aus dem Produkt der separat zu messenden Markierungseffizienz  $\epsilon_{tag}(E_\gamma)$  und der Anzahl der

im Experiment nachgewiesenen Elektronen  $N_e(E_\gamma)$  [Kapitel 4.2, Abbildungen 36 und 37]:

$$N_\gamma(E_\gamma) = \epsilon_{tag}(E_\gamma) \cdot N_e(E_\gamma) .$$

3.  $\Delta\Omega_{Eff}(E_\gamma, \theta_{\pi^0} = 60^\circ \pm 6^\circ)$  bezeichnet den effektiven Raumwinkel der Apparatur zum Nachweis neutraler Pionen im entsprechenden Laborwinkelbereich. Er wird mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation bestimmt [Kapitel 4.3, Abbildung 40].
4.  $N_T$  ist eine energie- und winkelunabhängige Konstante und gibt die Anzahl der Protonen pro Flächeneinheit im Target an [Kapitel 3.7]:

$$N_T = (4.26 \pm 0.08) \cdot 10^{23}/cm^2 .$$

5.  $\Gamma_{\gamma\gamma}$  ist eine universelle Naturkonstante des neutralen Pions und beschreibt die relative Zerfallswahrscheinlichkeit des Teilchens in zwei Photonen [PDG 90]:

$$\Gamma_{\gamma\gamma} = 0.989 .$$

In Abbildung 41 sind die Wirkungsquerschnitte  $(d\sigma/d\Omega)_{Voll}$  und  $(d\sigma/d\Omega)_{Leer}$  aus den Messungen mit vollem und leerem Target dargestellt. Der Anteil aus den Gefäßwänden der Targetzelle beträgt im Mittel etwa 3% und wird zur Bestimmung des Endergebnisses subtrahiert:

$$d\sigma/d\Omega = (d\sigma/d\Omega)_{Voll} - (d\sigma/d\Omega)_{Leer} . \quad (13)$$

Abbildung 42 zeigt den so berechneten differentiellen Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion neutraler Pionen unter einem Laborwinkel von  $60^\circ$ . Dabei sind jeweils sechs Leiterkanäle bzw. Energiebereiche zwischen  $10 MeV$  und  $14 MeV$  Breite zusammengefaßt. Die Zahlenwerte des Ergebnisses sind im Anhang A.4 aufgelistet. Im folgenden wird eine Betrachtung der statistischen und systematischen Fehler durchgeführt. Eine Interpretation des Ergebnisses erfolgt in Kapitel 5.

Der statistische Fehler des Endergebnisses bestimmt sich aus den statistischen Fehlern der differentiellen Wirkungsquerschnitte  $(d\sigma/d\Omega)_{Voll}$  und  $(d\sigma/d\Omega)_{Leer}$ . Das Verhältnis der Meßzeiten ist dabei für den gegebenen Untergrundbeitrag von 3% so ausgewählt, daß der Relativfehler aus der Leertargetmessung nur unwesentlich zum Gesamtrelativfehler beiträgt. Bei den hier zugrunde liegenden Meßzeiten von 30 Stunden mit vollem und zwei Stunden mit leerem Target ergibt sich ein maximaler relativer Fehlerbeitrag der Leertargetmessung von 20% zum relativen Gesamtfehler. Der statistische Fehler der beiden Wirkungsquerschnitte für das volle und leere Target setzt sich dabei jeweils aus drei Fehlerquellen zusammen:

1. Den Hauptbeitrag zum statistischen Gesamtfehler liefert der statistische Fehler aus der Anzahl der im Experiment nachgewiesenen neutralen Pionen (Abbildung 35, Kapitel 4.1).

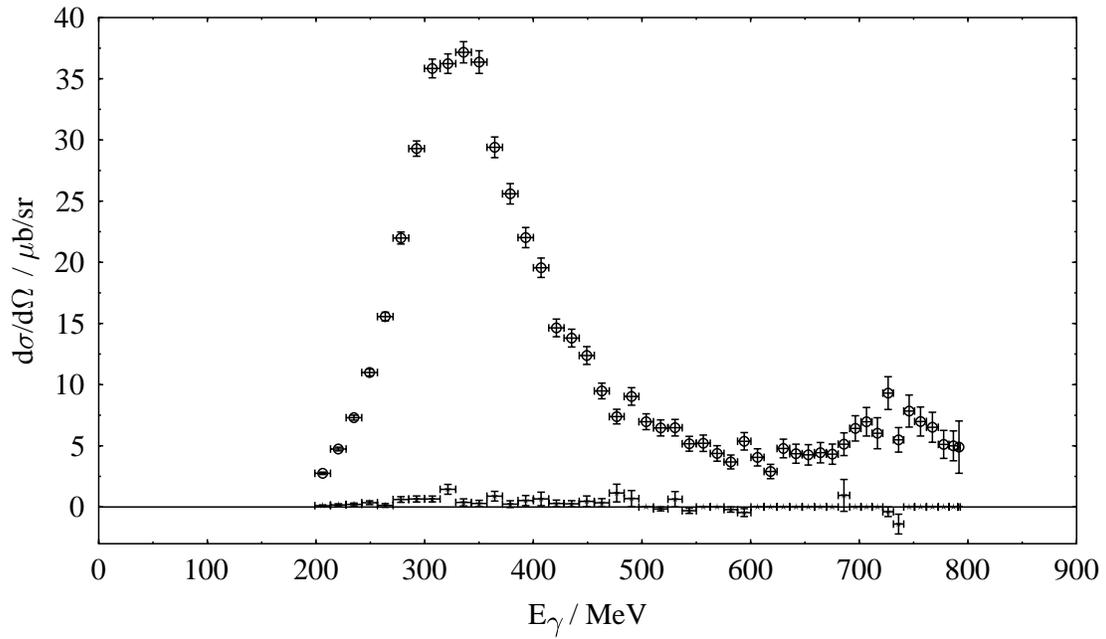


Abbildung 41: Differentielle Wirkungsquerschnitte  $(d\sigma/d\Omega)_{Voll}$  und  $(d\sigma/d\Omega)_{Leer}$  für die Messung mit vollem Target (Kreise) und leerem Target (Sterne).

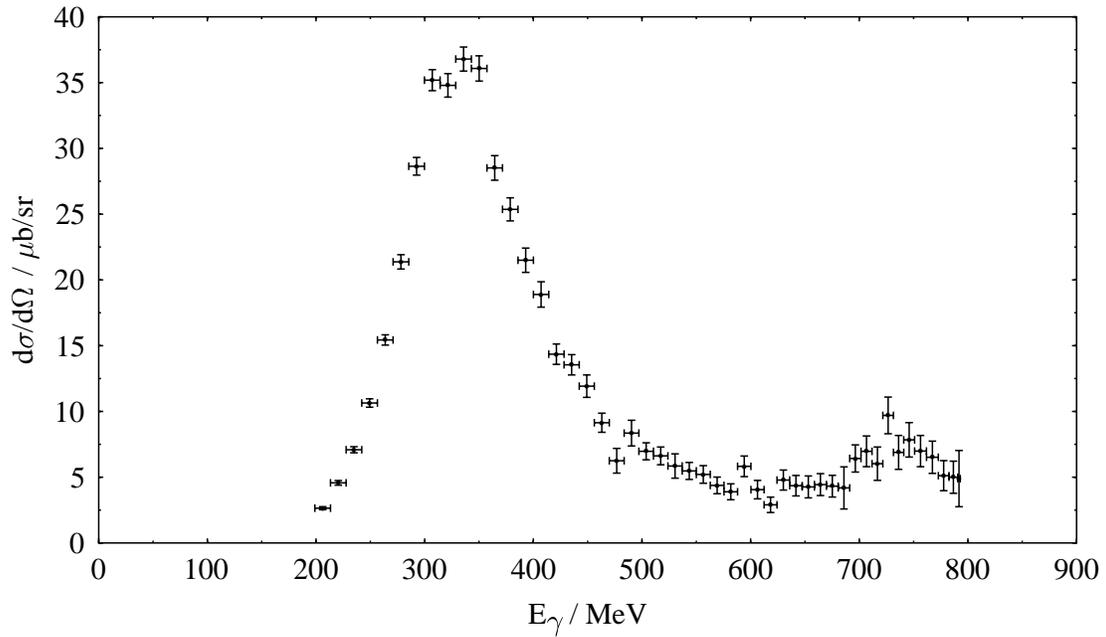


Abbildung 42: Differentieller Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\Omega$  nach dem Abzug der Beiträge aus der Leertargetmessung.

2. Der statistische Fehler des Photonenflusses ist im wesentlichen durch den statistischen Fehler der Markierungseffizienz gegeben (Abbildung 37, Kapitel 4.2). Der Beitrag zum Gesamtfehler ist energieabhängig. Er beträgt für die Messung mit vollem Target maximal 12 % und für die Leertargetmessung maximal einige Promille.
3. Bei der Bestimmung des effektiven Raumwinkels ist der statistische Fehler durch die Zahl der in der Monte-Carlo-Simulation gesammelten Pionen gegeben. Der Beitrag zum Gesamtfehler ist ebenfalls energieabhängig. Er beträgt für die Messung mit vollem Target maximal 10 % und für die Leertargetmessung maximal einige Promille.

Die starke Energieabhängigkeit der Zahl nachgewiesener Pionen führt zu einer entsprechenden Energieabhängigkeit des relativen statistischen Fehlers des differentiellen Wirkungsquerschnitts. Er beträgt im Energiebereich der  $\Delta$ -Resonanz nur etwa 2.5 %, nimmt aber mit wachsender Einschußenergie bis auf etwa 20 % stetig zu.

Der systematische Fehler des Wirkungsquerschnitts setzt sich aus drei Fehlerquellen zusammen:

1. Der systematische Fehler der Markierungseffizienz ergibt sich aus dem systematischen Fehler der Absoluteichung der Ionisationskammer von  $\pm 2\%$  [Kapitel 4.2]. Bei einem mittleren Wert von 50 % für die Markierungseffizienz ergibt sich ein Relativfehler

$$\frac{\Delta\epsilon_{tag}}{\epsilon_{tag}} = 4\% .$$

2. Fehler in der exakten Positionierung der Detektoren führen zu einem systematischen Fehler bei der Bestimmung des effektiven Raumwinkels. Mit einer geschätzten Positionsunsicherheit von  $\pm 5\text{mm}$  für das NaJ-Spektrometer und  $\pm 1\text{mm}$  für die BaF<sub>2</sub>-Detektoren ergibt sich ein Relativfehler

$$\frac{\Delta(\Delta\Omega_{Eff})}{\Delta\Omega_{Eff}} = 3\% .$$

3. Die Anzahl der Protonen im Flüssigwasserstofftarget beträgt

$$N_T = (4.26 \pm 0.08) \cdot 10^{23} / \text{cm}^2 \quad [\text{Kapitel 3.7}] .$$

Damit ergibt sich ein Relativfehler

$$\frac{\Delta N_T}{N_T} = 2\% .$$

Bei einer linearen Addition der einzelnen Fehlerquellen ergibt sich eine obere Abschätzung für den systematischen Gesamtrelativfehler:

$$\frac{\Delta(d\sigma/d\Omega)}{(d\sigma/d\Omega)} \leq 9\% .$$

## 5 Diskussion und Interpretation der Ergebnisse

Das Ergebnis dieser Arbeit ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion neutraler Pionen unter einem Laborwinkel von  $60^\circ$  im Energiebereich der ersten und zweiten Resonanz. Im folgenden Kapitel erfolgt im ersten Abschnitt ein Vergleich mit einer Zusammenfassung der bereits existierenden Datensätze und im zweiten Abschnitt eine Diskussion des Wirkungsquerschnitts im Rahmen einer auf den früheren Daten aufgebauten Multipolanalyse.

### 5.1 Vergleich mit früheren Experimenten

Die Photoproduktion geladener und neutraler Pionen am Proton wurde bis zum Ende der siebziger Jahre über einen Zeitraum von nahezu zwei Jahrzehnten in einer Vielzahl langwieriger Experimentreihen umfassend gemessen [GJP 73, Fuj 77, MPW 77, FG 83]. Zu dieser Zeit standen den Experimentatoren jedoch ausschließlich Elektronenbeschleuniger mit sehr geringem Tastverhältnis zur Verfügung, die sämtliche Messungen mit reellen Photonen auf unmarkierte Bremsstrahlungsexperimente beschränkten. Diese Einarmexperimente konnten zwar gegenüber dem hier durchgeführten Koinzidenzexperiment zur Markierung der einlaufenden Photonen mit einem um Größenordnungen höheren Photonenfluß durchgeführt werden, unterlagen vergleichsweise aber beträchtlichen Einschränkungen und Nachteilen:

- Die Abfrage einer zeitlichen Korrelation zwischen dem einlaufenden Photon und der ausgelösten Reaktion ist nicht möglich. Es kann daher nicht zwischen echt und zufällig ausgelösten Reaktionen unterschieden werden.
- Die Energie des einlaufenden Photons ist nicht bekannt. Sie muß mit einer der beiden folgenden Methoden bestimmt werden:
  - Bei der Endpunktmethode werden zwei separate Messungen mit unterschiedlicher Maximalenergie durchgeführt und anschließend subtrahiert. Die Photonenenergie liegt dann im Bereich zwischen beiden Maximalenergien.
  - Die Photonenenergie wird aus den kinematischen Meßgrößen der Reaktionsprodukte berechnet. Bei den Experimenten zur Pionproduktion am Proton handelt es sich um einen Zweikörperprozeß, so daß aus der Energie und dem Winkel des Pions bzw. den entsprechenden Größen des Rückstoßprotons die Energie des einlaufenden Photons bestimmt werden kann.

Bei beiden Methoden ist die erreichbare Energieauflösung für die Photonen sehr gering. Sie liegt je nach Methode und Experiment im Bereich zwischen  $10\text{ MeV}$  und  $100\text{ MeV}$ . Gleichfalls kann vom gesamten Bremsstrahlungsspektrum nur ein kleiner Energiebereich in der Nähe der Maximalenergie ausgenutzt werden.

- Eine kinematische Überbestimmung des Reaktionsprozesses ist nicht möglich. Die Konkurrenzprozesse aus der Compton-Streuung und aus der Zweipionproduktion

können daher zum Teil experimentell nicht unterschieden und abgetrennt werden. Sie müssen mit Hilfe der nur sehr unzureichend bekannten Datensätze abgeschätzt und korrigiert werden. In vielen Arbeiten wird diese erforderliche Korrektur nicht durchgeführt.

- Der geringe statistische Fehler als Folge des verfügbaren hohen Photonenflusses wird von den erheblichen systematischen Fehlern des Gesamtexperimentes in der Größenordnung von mehr als 10% überlagert. Ein wesentlicher Beitrag zu diesem systematischen Fehler resultiert dabei aus der Bestimmung des einlaufenden Photonenflusses.

Der Dauerstrichbeschleuniger *MAMI* erlaubt durch die Kombination mit der Photonenmarkierungsanlage die Durchführung konzeptionell grundlegend neuer Experimente. Eine wesentliche und im Rahmen dieser Arbeit genutzte Neuerung ist die Abdeckung eines sehr breiten Photonenenergiespektrums. Die Anpassung des Photonenspektrometers *CATS* an den Energiebereich von *MAMI* bzw. der Photonenmarkierungsanlage ermöglicht, zumindest für einen ausgewählten Pionwinkel, die Aufnahme des Wirkungsquerschnitts im gesamten Energiebereich der ersten beiden Resonanzen des Protons bis  $792\text{MeV}$  in einer Messung.

Bei der Betrachtung und beim Vergleich der früheren Bremsstrahlungsexperimente untereinander ergeben sich aus den oben genannten Ursachen zum Teil durchaus widersprüchliche Resultate. Dennoch liefert die Verknüpfung aller Einzelexperimente mit verschiedenen Einschußenergien und Winkeln einen umfassenden Datensatz von Wirkungsquerschnitten, der im Energiebereich bis etwa  $1.5\text{GeV}$  einen großen Teil des Pionwinkelbereichs überdeckt und in umfangreichen Tabellenwerken vorliegt. Für die neutrale Pionproduktion am Proton ist die umfangreichste Datensammlung mit einer geeigneten Parametrisierung der differentiellen Wirkungsquerschnitte in [GJP 73] gegeben. Die Zusammenfassung der verschiedenen Experimente erfolgt durch eine Anpassung der Einzeldaten an eine Entwicklung des differentiellen Wirkungsquerschnittes im Pion–Nukleon–Schwerpunktsystem nach Potenzen von  $\cos(\theta_\pi^*)$ :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(W, \theta_\pi^*) = \sum_{i=0}^n k_i(W) \cos^i(\theta_\pi^*). \quad (14)$$

Die Information über den Verlauf des Wirkungsquerschnittes ist tabelliert in Form der energieabhängigen Fitparameter  $k_i(W)$  gegeben. Die maximale Ordnung  $n$  der Potenzreihenentwicklung ist energieabhängig. Im Energiebereich knapp oberhalb der Produktionsschwelle genügt eine Entwicklung bis zur zweiten Ordnung, während mit zunehmender Energie bis zur zweiten Resonanz eine Entwicklung bis zur sechsten Ordnung erforderlich wird. Die in Gleichung (14) angegebene Parametrisierung des Wirkungsquerschnitts im Schwerpunktsystem kann mit einer Lorentztransformation in das Laborsystem transformiert werden und steht damit als Hypothese für einen Vergleich mit den in dieser Arbeit gewonnenen Daten zur Verfügung.

Abbildung 43 zeigt den Vergleich des differentiellen Wirkungsquerschnitts dieser Arbeit für einen Laborwinkel von  $60^\circ$  mit der aus den früheren Datensätzen gewonnenen Hypothese. Im Rahmen der statistischen Fehler zeigt sich dabei eine gute Übereinstimmung im gesamten Energiebereich. Eine quantitative Beurteilung der Übereinstimmung oder Abweichung der Daten kann mit Hilfe eines  $\chi^2$ -Testes durchgeführt werden. Dabei wird der hier gemessene Wirkungsquerschnitt gegen die Hypothese der früheren Daten getestet. Die Kenngröße des Tests, das  $\chi^2$  pro Freiheitsgrad, liefert einen Wert von 1.73. Damit ergibt sich eine Diskrepanz zu den früheren Daten. Bei der kritischen Betrachtung der Hypothese zeigt sich jedoch, daß sie selbst durch eine Zusammenfassung aus zum Teil deutlich voneinander abweichenden Experimentergebnissen entstanden ist. Die entsprechenden Werte für das  $\chi^2$  pro Freiheitgrad, die sich aus der Parametrisierung der früheren Datensätze in Gleichung (14) ergeben, liegen je nach Energie im Bereich zwischen 0.8 und 12.1. In diesem Rahmen kann ein Widerspruch zu der Zusammenfassung der früheren Datensätze nicht festgestellt werden.

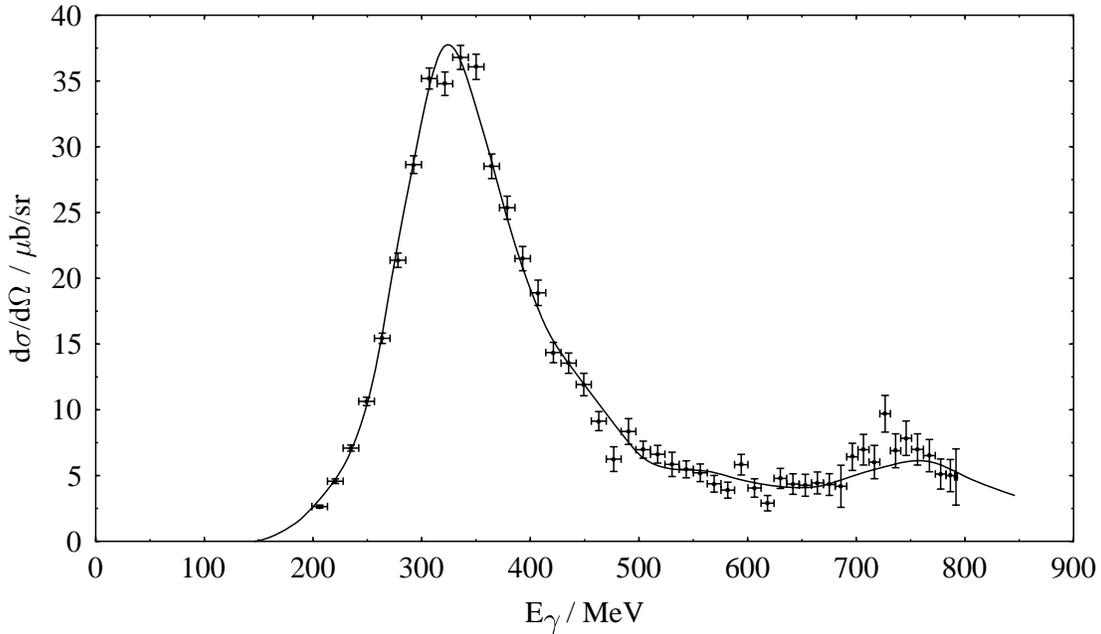


Abbildung 43: Vergleich des Wirkungsquerschnitts aus dieser Arbeit (Datenpunkte) mit der Zusammenfassung der früheren Datensätze (durchgezogene Kurve).

## 5.2 Interpretation des differentiellen Wirkungsquerschnitts

Der Informationsgehalt des in dieser Arbeit gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitts für einen festen Pionwinkel von  $60^\circ$  reicht für eine eigene Multipolanalyse nicht aus. Die Ergebnisse stehen jedoch nicht in Widerspruch zu den früheren Datensätzen zur Produktion neutraler Pionen am Proton. Der hier vorgestellte Wirkungsquerschnitt kann daher im Rahmen einer bereits existierenden Multipolanalyse [BDW 67, BW 71,

BD 75, BD 78] interpretiert werden. Diese Multipolanalyse basiert dabei wesentlich auf den differentiellen Wirkungsquerschnitten der oben diskutierten Vergleichsdaten [GJP 73]. Dazu kommen differentielle Wirkungsquerschnitte aus der geladenen Pionproduktion sowie die wenigen vorhandenen Daten aus Experimenten mit Polarisationsfreiheitsgraden.

Der Ausgangspunkt für die Interpretation der Daten im Rahmen einer Multipolanalyse ist durch den Ausdruck für den differentiellen Wirkungsquerschnitt in der Multipoldarstellung mit den CGLN-Amplituden  $F_j$  gegeben (Gleichungen (7) und (8), Kapitel 2). Zur eigentlichen Durchführung einer Multipolanalyse wird dieser Ausdruck nach Potenzen von  $\cos(\theta_\pi^*)$  geordnet. Für den betrachteten Energiebereich bis zur zweiten Resonanz mit Bahndrehimpulsen bis zur Ordnung  $l_{max} = 2$  ergibt sich dabei eine Entwicklung bis zur vierten Ordnung:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(W, \theta_\pi^*) = \frac{q}{k} \sum_{i=0}^4 a_i(\mathcal{M}_{l_\pm}(W)) \cos^i(\theta_\pi^*). \quad (15)$$

Die Analyse erfolgt bei einer festen Energie  $W$  durch die Anpassung der experimentellen Winkelverteilung an den Ausdruck (15). Die Information über die Multipole  $\mathcal{M}_{l_\pm}(W)$  ist in Form der energieabhängigen Fitkoeffizienten  $a_i(\mathcal{M}_{l_\pm}(W))$  gegeben. Die gegebene Entwicklung des differentiellen Wirkungsquerschnitts bis zur vierten Ordnung reicht jedoch nicht aus, um alle acht komplexwertigen Multipole gleichzeitig zu bestimmen. Kleine Multipolamplituden müssen vernachlässigt werden. Eine vollständige Multipolanalyse erfordert die Hinzunahme zusätzlicher Observablen aus Experimenten mit Polarisationsfreiheitsgraden. Im einzelnen sind dies die Asymmetrien aus der Strahlpolarisation, der Targetpolarisation, der Rückstoßpolarisation sowie den entsprechenden Doppelpolarisationen. Die experimentell nur schwierig zu realisierenden Polarisationsmessungen vervollständigen dabei nicht nur die Multipolanalyse, sondern liefern auch über Interferenzterme den Zugang zu kleinen Multipolübergängen.

Die neutrale Pionproduktion koppelt im besonderen Maße an die  $\Delta$ -Resonanz und wird in diesem Energiebereich fast ausschließlich durch einen  $M_{1+}$  Multipolübergang beschrieben. Diesen magnetischen Dipolübergang interpretiert man im Quarkbild als *Spin-Flip* eines Quarks im Nukleon, so daß im angeregten Zustand die drei Spins der Quarks zum Gesamtspin  $J = 3/2$  koppeln. In Abbildung 44 sind zur Veranschaulichung der Dominanz dieses Übergangs in der  $\Delta$ -Resonanz die gemessenen Daten neben dem Wirkungsquerschnitt aus der Multipoldarstellung für einen reinen  $M_{1+}$  Multipolübergang dargestellt.

Die ausgeprägte Resonanzstruktur der  $\Delta$ -Resonanz mit Isospin  $I = 3/2$  zeigt sich in dem folgenden, charakteristischen Verhalten für den Multipol  $M_{1+}^{3/2}$  im entsprechenden Isospinendzustand (Abbildung 45).

- Die Streuphase  $P_{33}$  aus der Pion-Nukleon-Streuung und über das Watson-Theorem auch die Phase des Multipols schöpfen den gesamten möglichen Wertebereich

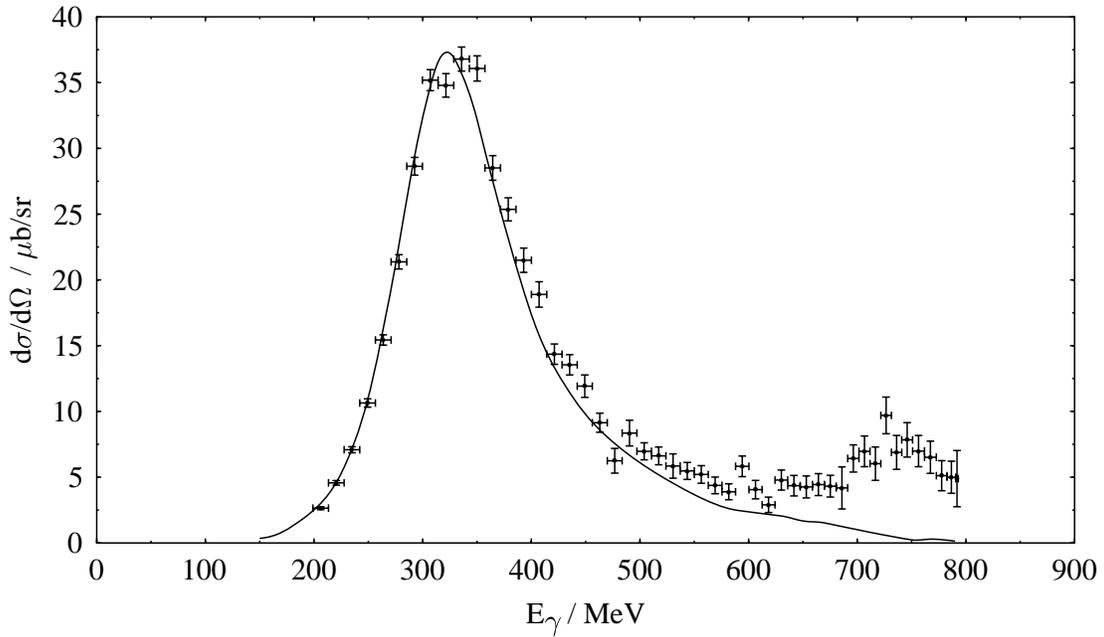


Abbildung 44: Vergleich des gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnittes (Datenpunkte) mit dem Wirkungsquerschnitt für einen reinen  $M_{1+}$  Multipolübergang (durchgezogene Kurve).

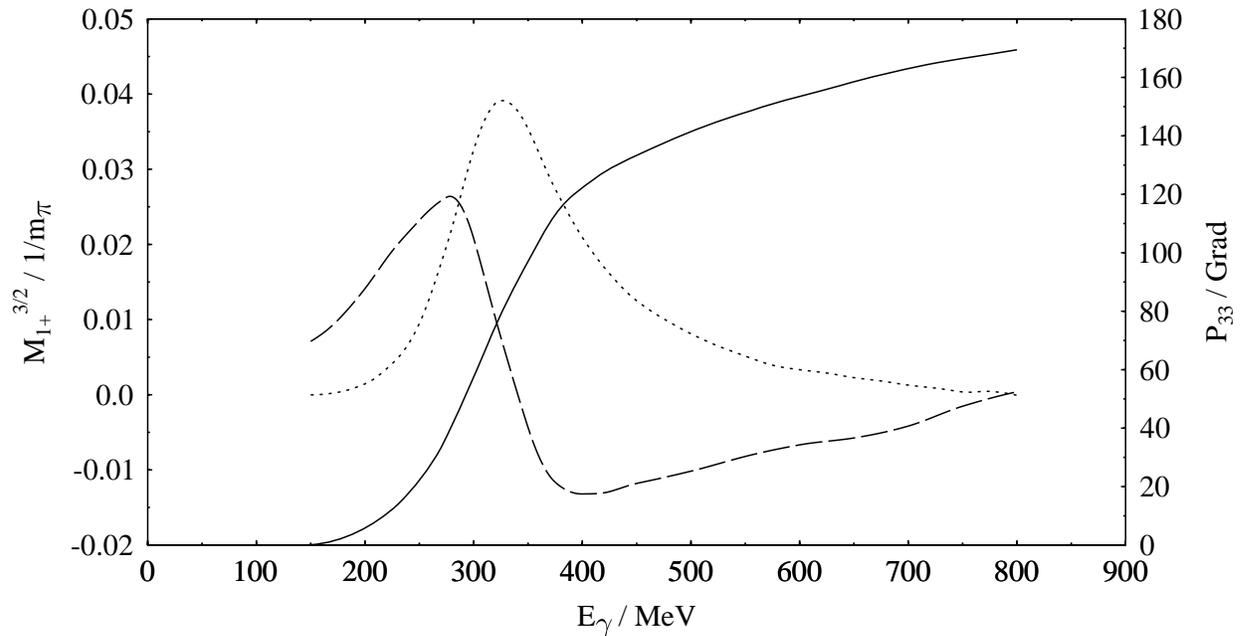


Abbildung 45: Pion-Nukleon-Streuphase  $P_{33}$  (durchgezogene Kurve, rechte Ordinate) sowie Realteil (gestrichelte Kurve) und Imaginärteil (punktierter Kurve) des  $M_{1+}^{3/2}$  Multipolübergangs.

zwischen  $0^\circ$  und  $180^\circ$  aus. Im Maximum der Resonanz nimmt die Phase einen Wert von  $90^\circ$  an.

- Der Realteil des Multipols hat im Resonanzmaximum einen Nulldurchgang und wechselt das Vorzeichen.
- Der Imaginärteil nimmt im Maximum der Resonanz seinen Extremwert an und fällt zu beiden Seiten wieder auf kleine Werte ab.

Die Informationsvielfalt über Phase sowie Real- und Imaginärteil eines Multipols faßt man in Argand-Diagrammen zusammen. Aufgetragen sind dort in einer komplexen Ebene die energieabhängigen Wertepaare für den Real- und Imaginärteil eines Multipols  $\mathcal{M}_{l\pm}^I$ . Die Phase des Multipols für eine bestimmte Energie ergibt sich dann direkt aus dem Verhältnis des Imaginärteils zum Realteil. Die Resonanzkriterien sind in dieser Darstellung geschlossene Kreise in der oberen Halbebene mit einer Spiegelsymmetrie bezüglich der imaginären Achse. Diese Kriterien werden für den  $M_{1+}^{3/2}$  Multipol in der  $\Delta$ -Resonanz beispielhaft erfüllt (Abbildung 46).

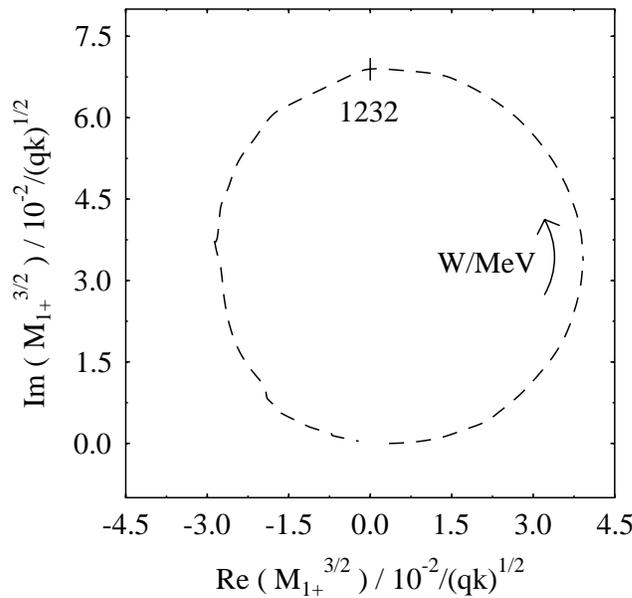


Abbildung 46: Argand-Diagramm des  $M_{1+}^{3/2}$  Multipolübergangs.

Die Struktur der zweiten Resonanz ist sehr viel komplexer. Sie setzt sich aus den drei überlappenden Resonanzen  $P_{11}(1470)$ ,  $D_{13}(1520)$  und  $S_{11}(1535)$  zusammen. Die Betrachtung der Multipolanalyse zeigt, daß im Energiebereich der zweiten Resonanz im wesentlichen vier Multipolübergänge mit etwa vergleichbarer Stärke zum Gesamtwirkungsquerschnitt beitragen (Abbildung 47):

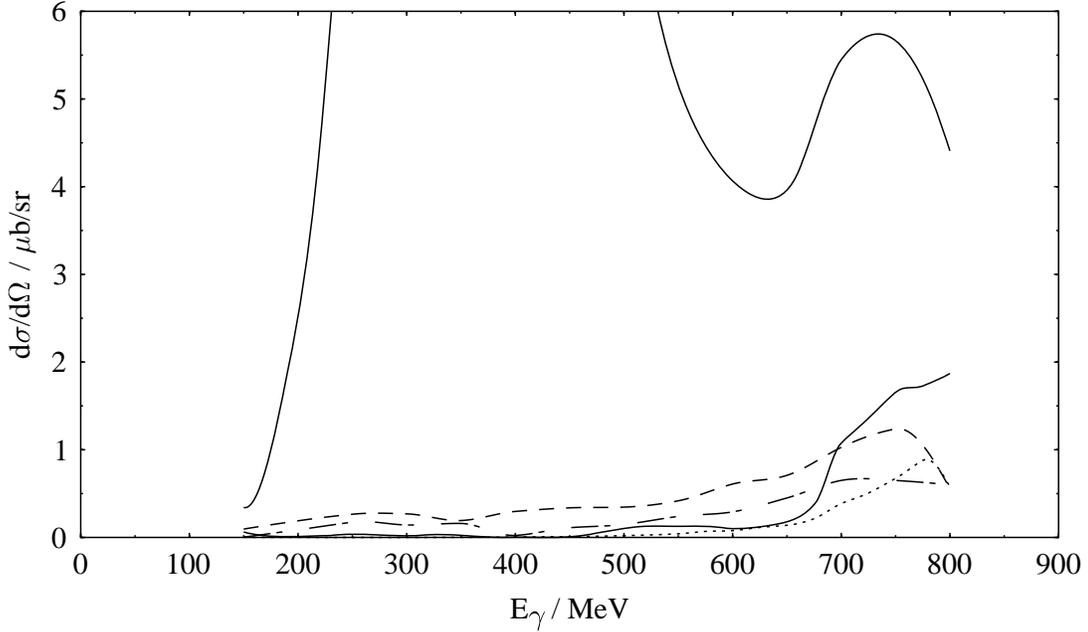


Abbildung 47: Beiträge der resonanten Multipolübergänge  $M_{1-}$  (strichpunktierter Kurve),  $E_{2-}$  (durchgezogene Kurve),  $M_{2-}$  (gepunkteter Kurve) und  $E_{0+}$  (gestrichelter Kurve) zum Wirkungsquerschnitt (obere durchgezogene Kurve).

- Der Multipolübergang  $M_{1-}$  der  $P_{11}(1470)$ -Resonanz.
- Die Multipolübergänge  $E_{2-}$  und  $M_{2-}$  der  $D_{13}(1520)$ -Resonanz.
- Der Multipolübergang  $E_{0+}$  der  $S_{11}(1535)$ -Resonanz.

Die neutrale Pionproduktion koppelt, im Gegensatz zur geladenen Pionproduktion, allgemein nur sehr schwach an Resonanzen mit einem Isospin  $I = 1/2$ . Das Resonanzverhalten der einzelnen Multipolübergänge ist dabei weniger deutlich ausgeprägt als das Resonanzverhalten des oben diskutierten  $M_{1+}^{3/2}$  Multipolübergangs in der  $\Delta$ -Resonanz. In den entsprechenden Argand-Diagrammen (Abbildung 48) erscheinen die Multipole  $M_{1-}^{1/2}$ ,  $E_{2-}^{1/2}$  und  $M_{2-}^{1/2}$  als kreisähnliche Kurven und genügen zumindest prinzipiell den oben diskutierten Resonanzkriterien. Die betrachtete Multipolanalyse ist jedoch von den Autoren auf maximale Photonenergien von  $800 \text{ MeV}$  beschränkt, so daß die hochenergetischen Ausläufer der Resonanzen abgeschnitten werden und sich daher keine vollständig geschlossenen Kreis- bzw. Kurvendarstellungen ergeben können. Im Gegensatz zu diesen Multipolen erfüllt der  $E_{0+}^{1/2}$  Multipolübergang die Anforderungen an eine Resonanz nur teilweise. Die Streuphase  $P_{11}$  aus der Pion-Nukleon-Streuung ist begrenzt und erreicht in der Resonanz nur einen Maximalwert von  $40^\circ$ . Der Realteil erfährt keinen Nulldurchgang und bleibt im gesamten Energiebereich positiv. Der Imaginärteil nimmt zwar in der Resonanz ein Maximum an, besitzt aber auch im gesamten niederenergetischen Bereich eine beträchtliche, deutlich von Null verschiedene Stärke.

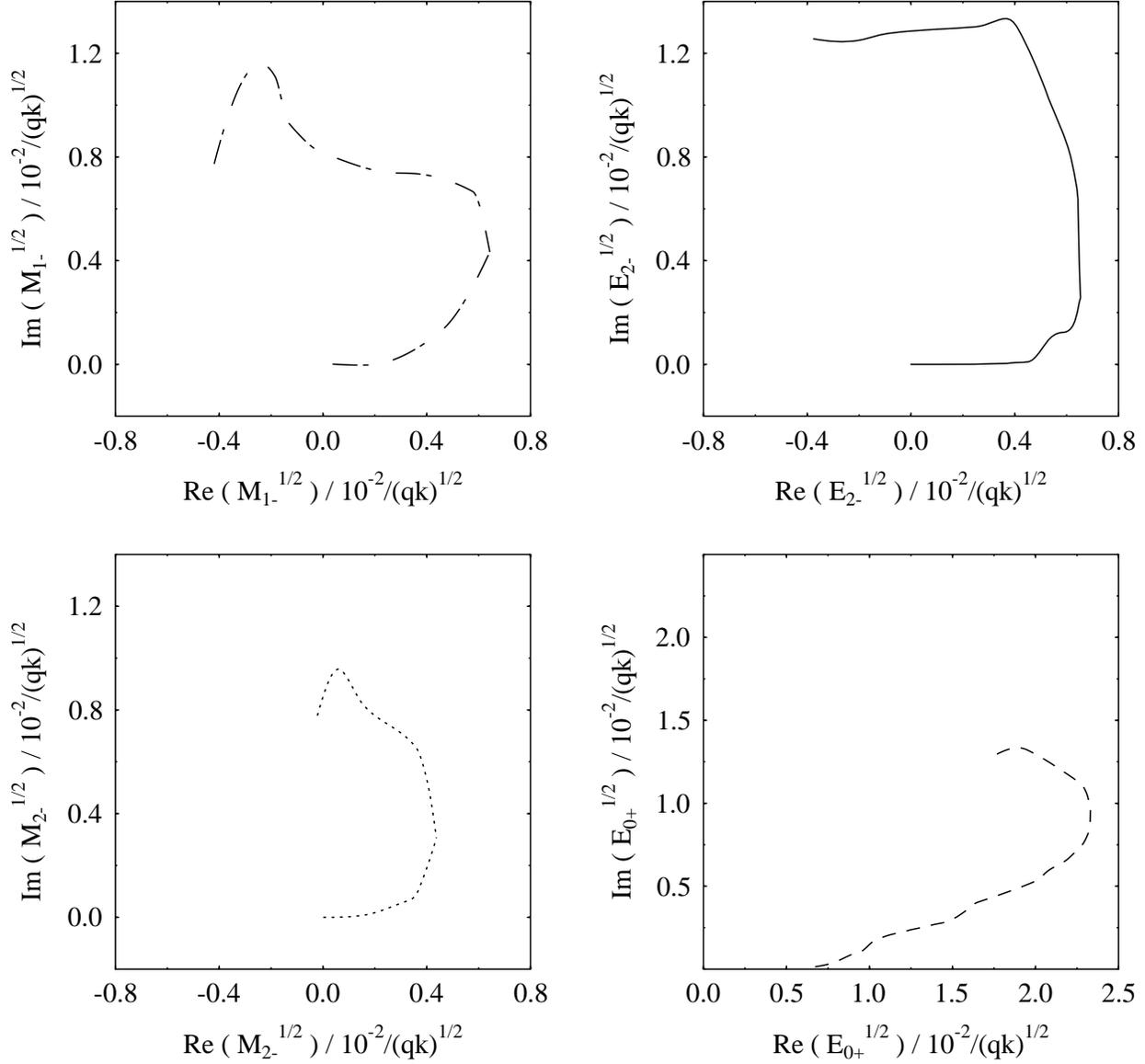


Abbildung 48: Argand-Diagramme der resonanten Multipole der zweiten Resonanz:  $M_{1-}^{1/2}$  (links oben),  $E_{2-}^{1/2}$  (rechts oben),  $M_{2-}^{1/2}$  (links unten) und  $E_{0+}^{1/2}$  (rechts unten).

## 6 Zusammenfassung und Ausblick

Der am Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg–Universität in Mainz zur Verfügung stehende Elektronenbeschleuniger *MAMI B* mit einer Energie von  $855\text{ MeV}$  ermöglicht mit einem Tastverhältnis von Eins die Durchführung von Koinzidenzexperimenten. In Verbindung mit der Photonenmarkierungsanlage der A2–Kollaboration können Photonen aus dem kontinuierlichen Bremsstrahlungsspektrum im Energiebereich zwischen  $40\text{ MeV}$  und  $792\text{ MeV}$  energiemarkiert werden. Im Gegensatz zu den früher durchgeführten Experimenten mit unmarkierter Bremsstrahlung ermöglichen diese apparativen Voraussetzungen die Erfassung sehr breiter Energiebereiche der einlaufenden Photonen.

Der Arbeitsschwerpunkt dieser Dissertation war die innerhalb der Mainzer Arbeitsgruppe der A2–Kollaboration durchgeführte Entwicklung, der Aufbau und die Inbetriebnahme des Photonenspektrometers *CATS*. Dieses Photonenspektrometer wurde entwickelt, um im gesamten zur Verfügung stehenden Photonenenergiebereich am Nukleon und an komplexen Kernen simultan in einem Experiment die Photoproduktion neutraler Pionen und die experimentell äußerst schwierig zu erfassende Compton–Streuung zu messen. Diese Anforderungen werden durch das Zusammenspiel eines großen, segmentierten NaJ(Tl)–Spektrometers und eines  $2\pi$ –Detektorensystems aus 61 BaF<sub>2</sub>–Detektoren erfüllt. Zentrale Aufgabe dieser Arbeit war, in enger Zusammenarbeit mit Herrn M. Schmitz [Sch 94], der Aufbau und die Realisierung der  $2\pi$ –Anordnung aus BaF<sub>2</sub>–Detektoren. Dieser Teil des Gesamtapparates *CATS* unterliegt einem sehr breiten Anwendungs– und Anforderungsspektrum. Er dient gleichzeitig dem Nachweis und der Unterdrückung der niederenergetischen Zerfallsphotonen aus dem Zerfall des neutralen Pions, dem Nachweis von Rückstoßprotonen sowie dem Nachweis nuklearer Zerfallsphotonen angeregter komplexer Kerne. Ein wesentliches Kriterium für die physikalische Interpretationsmöglichkeit einzelner Reaktionskanäle ist die Durchführung vollständiger Experimente. Die dazu bei Messungen an komplexen Kernen notwendige Bestimmung des Endzustandes erfolgt bei *CATS* entweder indirekt mit Hilfe der sehr guten Energieauflösung des NaJ(Tl)–Detektors oder auch direkt durch den Nachweis nuklearer Zerfallsphotonen mit dem  $2\pi$ –System. Am Kern können damit elastische und inelastische Compton–Streuung sowie kohärente und inkohärente Produktion neutraler Pionen unterschieden und separiert werden. Unter diesem Aspekt wurden mit dem Photonenspektrometer *CATS* zusätzlich zum hier vorgestellten Experiment am Proton folgende Messungen durchgeführt und teilweise bereits ausgewertet:

- Die Compton–Streuung an  $^{12}\text{C}$  unter einem Laborwinkel von  $40^\circ$  [Wis 93].
- Die Compton–Streuung und die Produktion neutraler Pionen an  $^{12}\text{C}$  unter einem Laborwinkel von  $60^\circ$  [Sch 94].
- Die Compton–Streuung und die Produktion neutraler Pionen am Proton unter einem Laborwinkel von  $60^\circ$  [Pei 94, diese Arbeit].

Der in dieser Arbeit vorgestellte differentielle Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion neutraler Pionen am Proton kann über den gesamten Energiebereich der ersten und zweiten Resonanz in einer Einzelmessung bestimmt werden. Das durchgeführte experimentelle Verfahren unterscheidet sich daher grundlegend von den früheren Messungen, bei denen sich die Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts von der Einschußenergie der Photonen nur durch eine Verknüpfung vieler Einzelexperimente ergab. Die Vielzahl dieser Experimente sind in umfangreichen Tabellenwerken zusammengefaßt [GJP 73, Fuj 77, MPW 77, FG 83]. Der quantitative Vergleich des hier gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitts mit einer Parametrisierung dieser Daten [GJP 73] ergibt eine Übereinstimmung, die der Übereinstimmung der früheren Datensätze untereinander entspricht. Eine signifikante Diskrepanz zwischen dem Ergebnis dieser Arbeit und früheren Arbeiten kann daher nicht festgestellt werden.

Durch die feste Position des NaJ(Tl)-Detektors im Gesamtaufbau *CATS* sind die Ergebnisse der Experimente auf feste Laborwinkel begrenzt. Durch Variation dieser Position ist zwar eine Aufnahme der physikalisch relevanten Winkelverteilungen prinzipiell möglich, jedoch bei vorgegebenen Strahlzeiten von maximal wenigen hundert Stunden unter Berücksichtigung des sehr geringen Wirkungsquerschnitts der Compton-Streuung nicht praktikabel. Die Durchführung einer auf diesen Messungen basierenden Multipolanalyse ist durch die experimentell bedingte Fixierung des Laborwinkels weder für die Compton-Streuung noch für die Pionproduktion möglich. Die Diskussion und Interpretation der Daten für die Produktion neutraler Pionen am Proton wurde daher in dieser Arbeit im Rahmen einer auf den früheren Datensätzen basierenden, bereits existierenden Multipolanalyse [BDW 67, BW 71, BD 75, BD 78] durchgeführt.

Durch die vorgegebene Begrenzung des differentiellen Wirkungsquerschnitts auf einen festen Pionemissionswinkel wird der beträchtliche Informationsgehalt der neutralen Pionproduktion für die Frage nach der Struktur des Nukleons bei weitem nicht ausgenutzt. Das vorhandene Informationsspektrum kann jedoch im Gegensatz zu dieser Arbeit in speziell für diesen Reaktionskanal konzipierten Experimenten weiter ausgeschöpft werden. Wesentliche Beiträge kann die neutrale Pionproduktion beispielsweise bei der Untersuchung einer möglichen intrinsischen Deformation des Nukleons liefern [Bec 93]. Diese Deformation kann nicht direkt, sondern nur über die Anregung des Nukleons zur  $\Delta$ -Resonanz beobachtet werden. Eine Deformation zeigt sich dann in der Existenz eines elektrischen Quadrupolüberganges  $E_{1+}^{3/2}$  neben dem dominanten magnetischen Dipolübergang  $M_{1+}^{3/2}$ . Einen Zugang zu dem extrem kleinen Wert für das Verhältnis der beiden Multipole  $E_{1+}^{3/2}$  und  $M_{1+}^{3/2}$  in der Größenordnung von nur wenigen Prozent erfordert neben der Aufnahme kompletter Winkelverteilungen des Pions die Hinzunahme von speziellen Polarisationsfreiheitsgraden. Dazu stehen innerhalb der A2-Kollaboration seit Beginn des Jahres 1994 linear polarisierte Photonen für den Experimentierbetrieb zur Verfügung. Sie ermöglichen durch die Aufnahme azimuthaler Strahlasymmetrien die Betrachtung einer zusätzlichen Observablen, die durch Interferenzterme aus beiden Multipolen sehr sensitiv auf den zu untersuchenden kleinen Multipolübergang reagiert. In

Verbindung mit der geladenen Pionproduktion ermöglicht die neutrale Pionproduktion mit diesem Verfahren eine Bestimmung des Verhältnisses aus den Multipolübergängen  $E_{1+}^{3/2}$  und  $M_{1+}^{3/2}$  und liefert ein nahezu modellunabhängiges Maß für eine mögliche Deformation des Nukleons.

Die zentrale Frage der physikalischen Forschung im Bereich der Mittelenergiephysik beinhaltet die Struktur des Nukleons sowie das Zusammenspiel nuklearer und nukleonischer Freiheitsgrade. Diese Frage kann, wenn überhaupt, nicht durch ein einzelnes Experiment, sondern nur durch die gemeinsame Interpretation einer Vielzahl komplementärer Experimente beantwortet werden. Auch die Photoproduktion neutraler Pionen kann unter Ausnutzung ihrer gesamten Informationsvielfalt in diesem Sinne wesentliche Aspekte zur Beantwortung dieser interessanten, aber äußerst komplexen Fragestellung beitragen.

## Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde in der Zeit zwischen August 1989 und April 1994 am Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg–Universität in Mainz durchgeführt. Herrn Prof. Dr. Th. Walcher danke ich für die interessante Themenstellung und für die Förderung der Arbeit.

Herrn Dr. J. Ahrens danke ich für den mir überlassenen Spielraum und die Entscheidungsfreiheit im gesamten Bereich der Arbeit, aber auch für sein offenes Ohr bei anstehenden Problemen, für die ständige Diskussionsbereitschaft und die sehr hilfreichen Lösungsvorschläge.

Herrn Dr. P. Jennewein danke ich für die sehr fachmännische Unterstützung im technischen Bereich, Herrn Dr. R. Beck für die Hilfe bei der Durchführung der Experimente.

Herrn Dr. V. Lisin (Institute for Nuclear Research, Moskau) danke ich für die Entwicklung und Bereitstellung des Simulationsprogrammes *PICATS*.

Herrn Dr. K. H. Kaiser und der Beschleunigergruppe danke ich für die gute Strahlqualität während der Experimente.

Mein Dank gilt allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe *CATS* für die ausgezeichnete Arbeitsatmosphäre und die sehr engagierte Zusammenarbeit. Besonderen Dank schulde ich dabei den Herrn J. Peise, M. Schmitz, F. Wissmann und F. Härter. Ohne ihre tatkräftige Hilfe, ihr Wissen und ihre guten Ideen wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen. Es hat Spaß gemacht, in dieser Gruppe mitarbeiten zu dürfen.

**Wir waren ein gutes Team !**

# A Anhang

## A.1 Zerfall des neutralen Pions

In diesem Abschnitt werden die wesentlichen kinematischen Aspekte des Zerfallsmechanismus' des neutralen Pions behandelt.

In seinem Ruhesystem zerfällt das neutrale Pion isotrop in zwei Photonen. Die beiden Photonen werden unter einem Winkel von  $180^\circ$  in entgegengesetzte Richtungen emittiert und erhalten als Energie jeweils die Hälfte der Ruhemasse  $m_{\pi^0}$ . Die Impulsvektoren der beiden Zerfallsphotonen enden dabei auf einem Kreis bzw. einer Kugel mit dem Radius  $r$  (Abbildung 49). Die kinematischen Größen in diesem System werden mit einem  $*$  bezeichnet und sind im folgenden zusammengefaßt:

$$\begin{aligned}
 E_{\pi^0}^* &= m_{\pi^0} , \\
 \vec{p}_{\pi^0}^* &= 0 , \\
 E_{\gamma 1}^* &= E_{\gamma 2}^* = \frac{m_{\pi^0}}{2} , \\
 \vec{p}_{\gamma 1}^* &= -\vec{p}_{\gamma 2}^* , \\
 |\vec{p}_{\gamma 1}^*| &= |\vec{p}_{\gamma 2}^*| = \frac{m_{\pi^0}}{2} =: p_\gamma^* .
 \end{aligned} \tag{16}$$

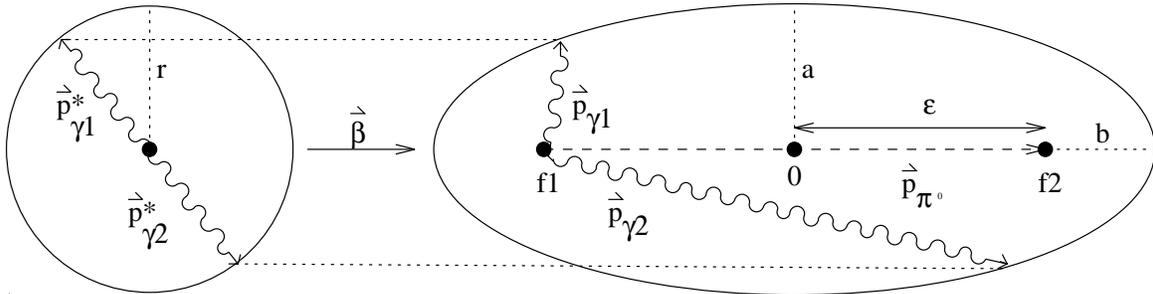


Abbildung 49: Im Ruhesystem des neutralen Pions enden die Impulsvektoren der beiden Zerfallsphotonen auf einem Kreis bzw. einer Kugel mit dem Radius  $r$ . Im Laborsystem bewegt sich das Pion mit der Geschwindigkeit  $\vec{\beta}$ . Durch die Lorentz-Transformation enden daher in diesem System die Impulsvektoren auf einer Ellipse bzw. einem Ellipsoid mit den Halbachsen  $a$  und  $b$ .

Im Laborsystem bewegt sich das Pion mit der Geschwindigkeit  $\vec{\beta}$ . Damit steht zusätzlich zur Masse des Pions auch kinetische Energie zur Verfügung, die auf die beiden Zerfallsphotonen übertragen wird. Die kinematischen Größen im Laborsystem ergeben sich durch eine Lorentz-Transformation [Hag 63]:

$$\begin{aligned}
\vec{p} &= \vec{p}^* + \vec{\beta}\gamma \left( \frac{\gamma}{\gamma+1} \vec{\beta} \cdot \vec{p}^* + E^* \right), \\
E &= \gamma (\vec{\beta} \cdot \vec{p}^* + E^*), \\
\gamma &= \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}.
\end{aligned}$$

Für das neutrale Pion gilt mit den Werten aus (16) speziell:

$$\begin{aligned}
\vec{p}_{\pi^0} &= \vec{\beta}\gamma m_{\pi^0}, \\
E_{\pi^0} &= \gamma m_{\pi^0}.
\end{aligned}$$

Für die beiden Zerfallsphotonen gilt mit den Werten aus (16) speziell:

$$\begin{aligned}
\vec{p}_{\gamma i} &= \vec{p}_{\gamma i}^* + \vec{\beta}\gamma \left( \frac{\gamma}{\gamma+1} \vec{\beta} \cdot \vec{p}_{\gamma i}^* + \frac{m_{\pi^0}}{2} \right), \\
E_{\gamma i} &= \gamma \left( \vec{\beta} \cdot \vec{p}_{\gamma i}^* + \frac{m_{\pi^0}}{2} \right), \quad i = 1, 2.
\end{aligned}$$

Die Transformation des Kreises bzw. der Kugel für die Impulsvektoren der Photonen im Ruhesystem des Pions führt durch den *Lorentz-Boost* zu einer Ellipse bzw. einem Ellipsoid im Laborsystem (Abbildung 49). Die Dimension der Ellipse ist durch die beiden Halbachsen  $a$  und  $b$  festgelegt:

$$\begin{aligned}
a &= p_{\gamma}^* = \frac{m_{\pi^0}}{2}, \\
b &= \gamma p_{\gamma}^* = \gamma \frac{m_{\pi^0}}{2}.
\end{aligned}$$

Die Größe der beiden Halbachsen bestimmt auch die Exzentrizität der Ellipse, die den Abstand der beiden Brennpunkte vom Mittelpunkt beschreibt:

$$\begin{aligned}
\epsilon &= \sqrt{b^2 - a^2} \\
&= \sqrt{\left(\frac{m_{\pi^0}}{2}\right)^2 \cdot (\gamma^2 - 1)} \\
&= \frac{m_{\pi^0}}{2} \sqrt{\beta^2 \gamma^2} \\
&= \frac{m_{\pi^0}}{2} \beta \gamma.
\end{aligned}$$

Der Abstand der beiden Brennpunkte  $d(f_1, f_2)$  ist durch den Betrag des Impulsvektors des Pions im Laborsystem gegeben:

$$\begin{aligned}
d(f_1, f_2) &= 2\epsilon \\
&= \beta \gamma m_{\pi^0} \\
&= |\vec{p}_{\pi^0}|.
\end{aligned}$$

Im Laborsystem beschreibt die Ellipse bzw. das Ellipsoid die mögliche Aufteilung der Energie und des Impulses des Pions auf die beiden Photonen. Diese Aufteilung wird durch die Ausbreitungsrichtung der beiden Photonen im Ruhesystem des Pions relativ zum Pionimpuls im Laborsystem festgelegt. Dabei ergeben sich für die kinematischen Größen im Laborsystem folgende Extremfälle (Abbildung 50):

- Symmetrischer Zerfall: Die Ausbreitungsrichtung der beiden Photonen im Ruhesystem des Pions liegt orthogonal zum Pionimpuls im Laborsystem. Beide Photonen werden symmetrisch zum Pionimpuls emittiert.

– Der Öffnungswinkel nimmt einen minimalen, energieabhängigen Wert an:

$$\phi_{\gamma\gamma}^{min} = 2 \cdot a \cos(\beta) .$$

– Die Energie der beiden Zerfallsphotonen ist gleich:

$$E_{\gamma 1} = E_{\gamma 2} = \gamma \frac{m_{\pi^0}}{2} .$$

- Asymmetrischer Zerfall: Die Ausbreitungsrichtung der beiden Photonen im Ruhesystem des Pions liegt parallel bzw. antiparallel zum Pionimpuls im Laborsystem. Ein Photon wird in Richtung des Pionimpulses, ein Photon entgegen der Richtung des Pions emittiert.

– Der Öffnungswinkel nimmt einen maximalen, energieunabhängigen Wert an:

$$\phi_{\gamma\gamma}^{max} = 180^\circ .$$

– Die Energie der beiden Zerfallsphotonen nimmt einen minimalen und einen maximalen Wert an:

$$E_{\gamma}^{min} = \gamma \frac{m_{\pi^0}}{2} (1 - \beta) ,$$

$$E_{\gamma}^{max} = \gamma \frac{m_{\pi^0}}{2} (1 + \beta) .$$

Die Verteilung der Öffnungswinkel wird durch eine Wahrscheinlichkeitsverteilung  $W(\phi_{\gamma\gamma})$  beschrieben, in die die Energie des Pions in Form seiner Geschwindigkeit  $\beta$  als Parameter eingeht (Abbildung 7, Kapitel 3.3):

$$W(\phi_{\gamma\gamma}) = \frac{1}{2\beta\gamma^2} \cdot \frac{\cos\left(\frac{\phi_{\gamma\gamma}}{2}\right) \cdot \theta\left(\beta^2 - \cos^2\left(\frac{\phi_{\gamma\gamma}}{2}\right)\right)}{\sin^2\left(\frac{\phi_{\gamma\gamma}}{2}\right) \sqrt{\beta^2 - \cos^2\left(\frac{\phi_{\gamma\gamma}}{2}\right)}} \quad [\text{Käl 74}] .$$

Der minimale Öffnungswinkel  $\phi_{\gamma\gamma}^{min}$  wird in diesem Ausdruck durch die Stufenfunktion  $\theta$  berücksichtigt:

$$\theta\left(\beta^2 - \cos^2\left(\frac{\phi_{\gamma\gamma}}{2}\right)\right) = \begin{cases} 1 & \text{für } \phi_{\gamma\gamma} \geq 2a \cos(\beta) \\ 0 & \text{für } \phi_{\gamma\gamma} < 2a \cos(\beta) \end{cases} .$$

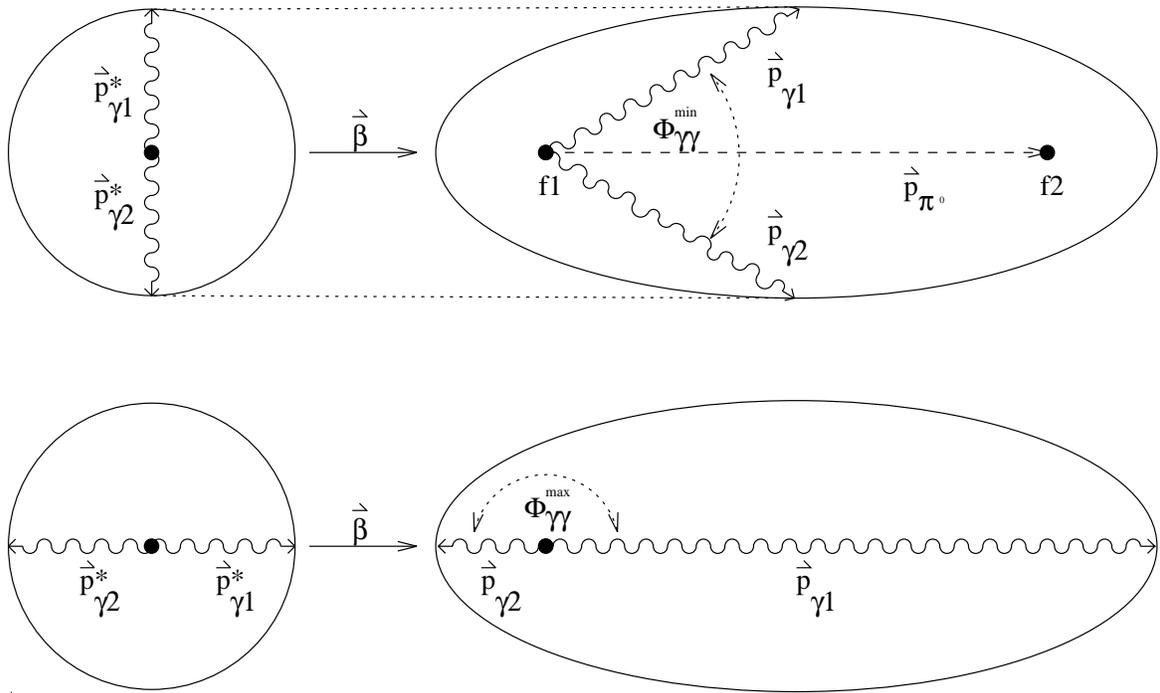


Abbildung 50: Kinematische Extremfälle des Zerfalls des neutralen Pions. Die Figur oben zeigt den symmetrischen, die Figur unten den asymmetrischen Zerfall.

## A.2 Die invariante Masse des neutralen Pions

In diesem Abschnitt wird die invariante Masse eines instabilen Teilchens für einen Zweikörperzerfall allgemein berechnet. Die invariante Masse für das neutrale Pion ergibt sich dann als Spezialfall mit Zerfallsprodukten aus Photonen.

Die invariante Masse eines instabilen Teilchens ist eine lorentzinvariante Größe, die die Ruhemasse des Teilchens beschreibt und durch die kinematischen Größen der Zerfallsprodukte berechnet werden kann. Die Durchführung der Rechnung erfolgt in einer kovarianten Schreibweise [BD 90].

Der kontravariante Viererimpuls  $p^\mu$  eines Teilchens ist durch

$$p^\mu = (E, \vec{p})$$

gegeben. In diesem Ausdruck bezeichnet  $E$  die Gesamtenergie und  $\vec{p}$  den Impuls des Teilchens in den Einheiten  $\hbar = c = 1$ . Durch die Kontraktion mit dem metrischen Tensor

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

ergibt sich der kovariante Viererimpuls

$$p_\mu = g_{\mu\nu} p^\nu = (E, -\vec{p}).$$

Das Skalarprodukt aus einem kontravarianten und einen kovarianten Vierervektor

$$p^2 = p_\mu p^\mu$$

ist in der gegebenen Metrik ein Lorentzskalar. Für den Zerfall eines Teilchens kann daher das Quadrat des Viererimpulses vor und nach dem Zerfall gleichgesetzt werden:

$$p_{vor}^2 = p_{nach}^2.$$

Vor dem Zerfall wird das Quadrat des Viererimpulses durch das Quadrat der Ruhemasse  $m$  des Teilchens beschrieben:

$$p_{vor}^2 = E^2 - \vec{p}^2 = m^2. \quad (17)$$

Nach dem Zerfall setzt sich der Viererimpuls aus der Summe der Viererimpulse  $p_{1\mu}$  und  $p_{2\mu}$  der beiden Zerfallsprodukte zusammen:

$$\begin{aligned} p_{nach}^2 &= (p_{1\mu} + p_{2\mu})(p_1^\mu + p_2^\mu) \\ &= p_1^2 + p_2^2 + 2 p_{1\mu} p_2^\mu \\ &= m_1^2 + m_2^2 + 2 (E_1 E_2 - |\vec{p}_1| |\vec{p}_2| \cos(\phi_{12})). \end{aligned} \quad (18)$$

In diesem Ausdruck bezeichnen  $m_1$  und  $m_2$  die Ruhemasse und  $\phi_{12}$  den relativen Öffnungswinkel zwischen den beiden Zerfallsprodukten. Durch explizites Gleichsetzen der Ausdrücke (17) und (18) für die Quadrate der Viererimpulse vor und nach dem Zerfall sowie Anwenden der Quadratwurzel erhält man eine allgemeine Beziehung für die invariante Masse eines Teilchens im Zweikörperzerfall:

$$m = \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2 (E_1 E_2 - |\vec{p}_1| |\vec{p}_2| \cos(\phi_{12}))}.$$

Beim Zerfall des neutralen Pions sind die Zerfallsprodukte Photonen mit folgenden Eigenschaften:

$$\begin{aligned} m_1^2 &= m_2^2 = 0, \\ |\vec{p}_1| &= E_1, \\ |\vec{p}_2| &= E_2. \end{aligned}$$

Mit diesen Vereinfachungen ergibt sich für die invariante Masse des neutralen Pions die gesuchte Beziehung

$$m_{\pi^0} = \sqrt{2E_{\gamma 1} E_{\gamma 2} (1 - \cos(\phi_{\gamma\gamma}))}.$$

### A.3 Die Kinematik zur Photoproduktion neutraler Pionen

In Kapitel 4.1 wird in einer Energiedifferenzanalyse die gemessene Pionenergie  $E_{\pi^0}^{Mess}$  mit der Pionsollenergie  $E_{\pi^0}^{Soll}$  verglichen. Im Zweikörperprozeß der neutralen Pionproduktion am Proton kann diese Sollenergie bei gegebener Targetmasse  $m_T$  aus der Einschubenergie der Photonen  $E_\gamma$  und dem Winkel des Pions im Laborsystem  $\theta_{\pi^0}$  berechnet werden:

$$E_{\pi^0}^{Soll} = E_{\pi^0}^{Soll}(E_\gamma, \theta_{\pi^0}).$$

In diesem Abschnitt wird eine Herleitung für diesen Ausdruck explizit durchgeführt. Der Ansatz ist durch die Energie- und Impulserhaltung gegeben:

$$\text{Energiesatz: } E_\gamma + m_T = E_{\pi^0} + E_T.$$

$$\text{Impulssatz: } \vec{p}_\gamma = \vec{p}_{\pi^0} + \vec{p}_T.$$

$E_T$  und  $\vec{p}_T$  beschreiben die Gesamtenergie und den Impulsvektor des Targets. Diese Größen werden im Experiment nicht beobachtet und daher aus der Rechnung eliminiert. Dazu werden beide Gleichungen entsprechend aufgelöst und quadriert:

$$\text{Energiesatz: } E_T^2 = (E_\gamma + m_T - E_{\pi^0})^2.$$

$$\text{Impulssatz: } \vec{p}_T^2 = \vec{p}_\gamma^2 + \vec{p}_{\pi^0}^2 - 2|\vec{p}_\gamma||\vec{p}_{\pi^0}|\cos(\theta_{\pi^0}).$$

Für Photonen gilt speziell:

$$|\vec{p}_\gamma| = E_\gamma \quad \text{und} \quad \vec{p}_\gamma^2 = E_\gamma^2.$$

Mit Hilfe der relativistischen Energie- Impulsbeziehung

$$E_T^2 = \vec{p}_T^2 + m_T^2$$

können die beiden Ausdrücke gleichgesetzt werden. Durch Umformen erhält man dann eine quadratische Gleichung für die gesuchte Pionenergie:

$$\begin{aligned} E_{\pi^0}^2 \left[ (E_\gamma + m_T)^2 - E_\gamma^2 \cos^2(\theta_{\pi^0}) \right] - E_{\pi^0} \left[ (E_\gamma + m_T)(2E_\gamma m_T + m_{\pi^0}^2) \right] \\ + \left( \frac{m_{\pi^0}^2}{2} \right)^2 + E_\gamma^2 m_T^2 + m_{\pi^0}^2 E_\gamma m_T + m_{\pi^0}^2 E_\gamma^2 \cos^2(\theta_{\pi^0}) = 0. \end{aligned}$$

Die Lösung der quadratischen Gleichung liefert zwei Werte für die Energie des Pions:

$$\begin{aligned} E_{\pi^0}(E_\gamma, \theta_{\pi^0}) = & \frac{(E_\gamma + m_T)(E_\gamma m_T + \frac{m_{\pi^0}^2}{2})}{(E_\gamma + m_T)^2 - E_\gamma^2 \cos^2(\theta_{\pi^0})} \pm \frac{E_\gamma^2 m_T \cos(\theta_{\pi^0})}{(E_\gamma + m_T)^2 - E_\gamma^2 \cos^2(\theta_{\pi^0})} \cdot \\ & \sqrt{1 + \frac{m_{\pi^0}^2}{m_T^2} \left[ -1 - \frac{m_T}{E_\gamma} - \frac{m_T^2}{E_\gamma^2} + \left( \frac{m_{\pi^0}}{2E_\gamma} \right)^2 + \cos^2(\theta_{\pi^0}) \right]} \end{aligned}$$

Tatsächlich gibt es dicht oberhalb der Erzeugungsschwelle von  $144.7 \text{ MeV}$  zu jedem Emissionswinkel  $\theta_{\pi^0}$  zwei unterschiedliche Werte für die Pionenergie. Diese Zweideutigkeit wird je nach Winkel spätestens  $1.6 \text{ MeV}$  über der Schwelle aufgehoben. Die physikalische Lösung ist durch das positive Vorzeichen gegeben.

## A.4 Der Wirkungsquerschnitt

In der folgenden Tabelle sind die in dieser Arbeit gemessenen Zahlenwerte für den differentiellen Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion neutraler Pionen am Proton unter einem Laborwinkel von  $60^\circ$  mit statistischen Fehler aufgelistet:

$E_\gamma/MeV$	$d\sigma/d\Omega/\mu b/sr$	$E_\gamma/MeV$	$d\sigma/d\Omega/\mu b/sr$
206.15 ± 7.18	2.644 ± 0.114	543.53 ± 6.50	5.476 ± 0.646
220.51 ± 7.19	4.570 ± 0.176	556.44 ± 6.41	5.210 ± 0.669
234.90 ± 7.20	7.088 ± 0.231	569.18 ± 6.33	4.377 ± 0.634
249.31 ± 7.21	10.641 ± 0.318	581.75 ± 6.24	3.891 ± 0.606
263.73 ± 7.21	15.434 ± 0.391	594.14 ± 6.15	5.827 ± 0.784
278.15 ± 7.21	21.372 ± 0.544	606.34 ± 6.05	4.055 ± 0.702
292.58 ± 7.22	28.638 ± 0.673	618.34 ± 5.95	2.900 ± 0.586
307.01 ± 7.21	35.186 ± 0.801	630.13 ± 5.85	4.783 ± 0.762
321.41 ± 7.20	34.790 ± 0.895	641.72 ± 5.74	4.355 ± 0.779
335.80 ± 7.19	36.790 ± 0.914	653.10 ± 5.63	4.261 ± 0.834
350.16 ± 7.17	36.075 ± 0.960	664.25 ± 5.52	4.438 ± 0.833
364.48 ± 7.15	28.513 ± 0.935	675.19 ± 5.41	4.318 ± 0.826
378.76 ± 7.13	25.364 ± 0.878	685.90 ± 5.30	4.185 ± 1.601
392.99 ± 7.10	21.496 ± 0.924	696.39 ± 5.19	6.424 ± 1.034
407.16 ± 7.07	18.894 ± 0.966	706.66 ± 5.08	6.967 ± 1.167
421.25 ± 7.03	14.354 ± 0.775	716.72 ± 4.97	6.028 ± 1.268
435.27 ± 6.99	13.546 ± 0.772	726.56 ± 4.87	9.698 ± 1.395
449.20 ± 6.94	11.922 ± 0.852	736.19 ± 4.76	6.886 ± 1.289
463.04 ± 6.89	9.141 ± 0.726	745.91 ± 5.00	7.840 ± 1.310
476.77 ± 6.84	6.250 ± 0.940	756.38 ± 5.45	6.986 ± 1.188
490.38 ± 6.78	8.352 ± 0.977	767.32 ± 5.44	6.516 ± 1.226
503.88 ± 6.71	6.969 ± 0.647	777.68 ± 4.89	5.116 ± 1.144
517.24 ± 6.65	6.621 ± 0.675	786.63 ± 4.05	4.998 ± 1.222
530.46 ± 6.57	5.851 ± 0.925	791.79 ± 1.16	4.892 ± 2.137

## B Literaturverzeichnis

- [Ahr 87] J. Ahrens,  
Finanzierungsantrag 1987 – 1989, Mainz 1987
- [Ant 91] I. Anthony et al.,  
Nuclear Instruments and Methods A301(1991)230
- [Bec 93] R. Beck,  
Experimentiervorschlag *MAMI–A2/5-93*, Mainz 1993
- [BDW 67] F.A. Berends, A. Donnachie, D.L. Weaver,  
Nuclear Physics B4(1967)1
- [BW 71] F.A. Berends, D.L. Weaver,  
Nuclear Physics B30(1971)575
- [BD 75] F.A. Berends, A. Donnachie,  
Nuclear Physics B84(1975)342
- [BD 78] F.A. Berends, A. Donnachie,  
Nuclear Physics B136(1978)317
- [BD 90] J.D. Bjorken, S.D. Drell,  
Relativistische Quantenfeldtheorie,  
BI Wissenschaftsverlag, Mannheim 1990
- [CGLN 57] G.F. Chew, M.L. Goldberger, F.E. Low, Y. Nambu,  
Physical Review 106(1957)1345
- [FG 83] E.G. Fuller, H. Gerstenberg,  
Photonuclear Data–Abstract Sheets 1955 – 1982, Volume I,  
Washington 1983
- [Fuj 77] T. Fuji et al.,  
Nuclear Physics B120(1977)395
- [GJP 73] H. Genzel, P. Joos, W. Pfeil,  
Landolt–Börnstein, Volume 8,  
Photoproduction of Elementary Particles,  
Springer Verlag, Berlin 1973

- [Ham 85] Hamamatsu,  
Photomultiplier Tubes, Japan 1985
- [Hag 63] R. Hagedorn,  
Relativistic Kinematics,  
Benjamin, New York 1963
- [Här 91] F. Härter,  
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Mainz 1991
- [Jac 81] J.D. Jackson,  
Klassische Elektrodynamik,  
de Gruyter, Berlin 1981
- [Käl 74] G. Källen,  
Elementarteilchenphysik,  
BI Wissenschaftsverlag, Mannheim 1974
- [KM 59] H.W. Koch, J.W. Motz,  
Review of Modern Physics 31(1959)920
- [Lis 93] V. Lisin,  
Simulationsprogramm *PICATS*, Mainz 1993
- [MPW 77] D. Menze, W. Pfeil, R. Wilcke,  
ZAED Compilation of Pion Photoproduction Data,  
Physikalisches Institut, Bonn 1977
- [Nov 91] R. Novotny,  
IEEE Transactions on Nuclear Science 38(1991)379
- [PDG 90] Particle Data Group,  
Physics Letters B239(1990)1
- [Pei 94] J. Peise,  
Dissertation in Vorbereitung,  
Institut für Kernphysik, Mainz 1994
- [Sch 94] M. Schmitz,  
Dissertation in Vorbereitung,  
Institut für Kernphysik, Mainz 1994

- [Wat 54 ] K.M. Watson,  
Physical Review 95(1954)228
- [Wis 93] F. Wissmann,  
Dissertation, Institut für Kernphysik, Mainz 1993
- [WK 84] K. Wisshak, F. Käppeler,  
Nuclear Instruments and Methods 227(1984)91