

Experimentelle Untersuchung der Photoproduktion
neutraler Pionen an ^{12}C im Bereich der Δ -Resonanz

Dissertation

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

Michael Schmitz
geboren in Adenau
Mainz 1996

Dekan: Prof. Dr. G. Huber

1. Berichterstatter: Prof. Dr. Th. Walcher

2. Berichterstatter: Prof. Dr. J. Arends

3. Berichterstatter: Prof. Dr. B. Schoch

Tag der mündlichen Prüfung: 25.10.1996

Zusammenfassung

Die Frage nach einer möglichen Veränderung der Eigenschaften des freien Nukleons im nuklearen Medium kann in der Mittelenergie-Kernphysik unter anderem durch die Untersuchung der Nukleonresonanzen, insbesondere der Δ -Resonanz, in Kernen bearbeitet werden. Hierzu eignet sich besonders die kohärente π° -Photoproduktion an Spin-0-Kernen, da sie durch die Anregung und den Zerfall der Δ -Resonanz dominiert wird. Zusammen mit den komplementären Informationen aus der experimentell nur schwer zugänglichen Comptonstreuung kann damit ein nahezu vollständiges Bild des Verhaltens der Δ -Resonanz im Kern gewonnen werden.

Die A2-Kollaboration an MAMI B hat daher das Compton- And Two Photon Spectrometer CATS entwickelt, das eine simultane Messung der Comptonstreuung und der π° -Photoproduktion an Kernen über den gesamten Energiebereich der Δ -Resonanz bei Auflösung von Endzuständen ermöglicht. Diese Arbeit beschreibt die Entwicklung, den Aufbau und die Inbetriebnahme dieses Detektorsystems.

Für Experimente mit reellen Photonen steht am Dauerstrichelektronenbeschleuniger MAMI B die Glasgow-Mainz Markierungsanlage zur Verfügung, die quasimonoenergetische Bremsstrahlphotonen im Energiebereich $E_\gamma = 40 - 800 \text{ MeV}$ liefert.

Die Anpassung von CATS an diesen Energiebereich erfolgt über den Nachweis des asymmetrischen π° -Zerfalls. Dieses Konzept ermöglicht die Spektroskopie der hochenergetischen π° -Zerfallsphotonen und der Photonen aus der Comptonstreuung mit einem großvolumigen NaJ-Detektor sehr guter Energieauflösung (1.5 %).

Zur eindeutigen Identifizierung der neutralen Pionen mit hinreichender Effizienz ist eine 2π -Anordnung aus 61 BaF₂-Detektoren gegenüber dem NaJ-Detektor um das Target herum aufgebaut. Mit dieser Methode wird eine Energieauflösung von $\Delta E_{\pi^\circ} < 10 \text{ MeV}$ über den gesamten Energiebereich der Δ -Resonanz erreicht.

Die Endzustände des Kerns können durch die effiziente Spektroskopie von Rückstoßprotonen und der Zerfallsphotonen angeregter Kernzustände in der 2π -BaF₂-Anordnung separiert werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die beim ersten Einsatz des Detektors gewonnenen Daten zur π° -Photoproduktion an ^{12}C analysiert. Es wurden differentielle Wirkungsquerschnitte für die kohärente und inkohärente π° -Produktion bei einem Laborwinkel von $\vartheta_{l_s}^\pi = 60^\circ$ von der π° -Erzeugungsschwelle bis $E_\gamma = 430 \text{ MeV}$ bestimmt.

Die Trennung von kohärenter, inkohärenter und quasifreier Produktion erfolgte mit Hilfe der guten Energieauflösung von CATS und des zusätzlichen Nachweises eines 4.4 MeV Photons in der 2π -Anordnung. Damit konnte der inkohärente Wirkungsquerschnitt zum $2^+(4.4 \text{ MeV})$ Zustand des Kohlenstoffkerns erstmals über den gesamten Energiebereich der Δ -Resonanz bestimmt werden. Der Kern kann jetzt als Spin- und Isospinfilter für den elementaren Anregungsprozeß verwendet werden.

Der Vergleich der ermittelten Wirkungsquerschnitte mit verschiedenen Modellrechnungen macht den starken Einfluß der π -Kern- und Δ -Kernwechselwirkung auf den Verlauf der Anregungsfunktionen deutlich. Das DWIA-Modell beschreibt die Daten im Rahmen der experimentellen und theoretischen Unsicherheiten befriedigend. Rechnungen im mikroskopischen Δ -Loch-Modell unterschätzen den kohärenten Wirkungsquerschnitt jedoch erheblich. Dies ist in erster Linie auf die zu starke Gewichtung des Zerfallskanals $\Delta N \rightarrow NN$ für $E_\gamma < 300 \text{ MeV}$ zurückzuführen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Überblick	1
2	Theorie der π° - Photoproduktion	6
2.1	Pion-Photoproduktion am Nukleon	6
2.2	Photoproduktion neutraler Pionen im Kern	12
3	Energiemarkierte Photonen an MAMI	20
3.1	Erzeugung reeller Photonen	20
3.2	Der Glasgow-Mainz Tagger	22
3.3	Taggerelektronik	22
3.4	Parameter des Photonenstrahls	24
4	Das Compton- und π°- Spektrometer CATS	28
4.1	Konzept des CATS-Spektrometers	28
4.2	Der NaJ-Detektor	34
4.2.1	NaJ-Elektronik	35
4.2.2	Apparatefunktion des NaJ-Detektors	38
4.3	Das BaF ₂ -Detektorsystem	40
4.3.1	Mechanischer Aufbau der 2 π -Anordnung	40
4.3.2	Das BaF ₂ -Detektormodul	41
4.3.3	BaF ₂ -Elektronik	44
4.3.4	Energieeichung der BaF ₂ -Detektoren	47
4.3.5	Energieantwortfunktion der 2 π -BaF ₂ -Anordnung	49
5	Experiment und Auswertung	53
5.1	Energie- und Zeiteichung der Rohdaten	54
5.2	Kohärente und inkohärente π° -Ausbeute	66
5.3	Identifikation inkohärenter π° -Ereignisse	71
5.4	Ansprechwahrscheinlichkeit des CATS-Spektrometers für π° - Ereignisse	75
5.5	Berechnung der differentiellen Wirkungsquerschnitte	79

6	Diskussion der Ergebnisse	84
6.1	Vergleich mit anderen Experimenten und der Theorie	84
6.2	Fazit und Ausblick	88
A	Anhang	90
A.1	Kinematik	90
A.1.1	π^0 -Zerfall	90
A.1.2	Kinematik der π^0 -Photoproduktion	93
A.2	Tabellen der Wirkungsquerschnitte	96

1 Einleitung und Überblick

Die Anregung der Δ -Resonanz ist der dominierende Prozeß sowohl in elektromagnetischen als auch in hadronischen Reaktionen an Nukleonen und Kernen im Energiebereich zwischen der Pionschwelle und etwa 500 MeV (siehe Abb. 1.1).

Diese in der Pion-Nukleon-Streuung erstmals beobachtete Resonanz mit einer Masse von 1232 MeV, einer Halbwertsbreite von ca. 115 MeV, positiver Parität und einem Spin und Isospin $I = T = \frac{3}{2}$ war der erste experimentelle Hinweis auf eine innere Struktur des Nukleons. Die Experimente der tiefinelastischen Leptonenstreuung haben diese Substruktur der Nukleonen inzwischen bestätigt.

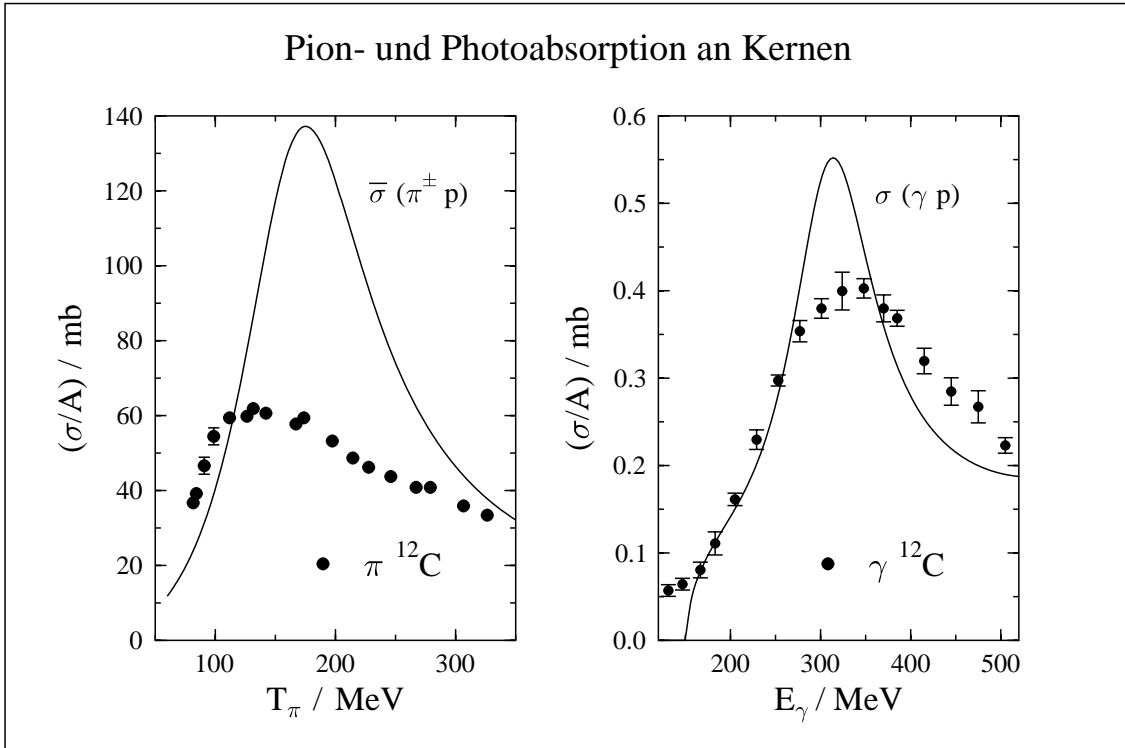


Abb. 1.1: Δ -Resonanz in der Pion- und Photoabsorption, $\bar{\sigma}_\pi = (\sigma_{\pi^+} + \sigma_{\pi^-})/2$, Absorptionsquerschnitte pro Nukleon nach [Car 76] und [Ahr 85].

Im einfachsten Bild besteht der Grundzustand des Nukleons aus drei Quarks, deren Spins und Isospins zu jeweils $\frac{1}{2}$ koppeln, während bei der Δ -Resonanz, dem ersten angeregten Zustand des Nukleons, diese Spins und Isospins parallel ausgerichtet sind. Die über Gluonenaustausch miteinander wechselwirkenden Quarks verhalten sich jedoch nur bei hohen Energien und geringen Abständen wie freie Teilchen, bei niedrigen Energien sind sie untrennbar zu Mesonen und Baryonen verbunden.

Dennoch ist auch die klassische Beschreibung des Kerns als eines Systems von Nukleonen, die über Mesonenaustausch (π, ω) wechselwirken, in Frage gestellt. Experimentelle Ergebnisse wie der EMC Effekt deuten darauf hin, daß die im Kern gebun-

denen Nukleonen auf Grund ihrer inneren Struktur ihre Eigenschaften gegenüber dem freien Nukleon ändern.

In der Mittelenergiephysik können diese Probleme durch die Untersuchung subnukleonischer Freiheitsgrade in Kernen -insbesondere der Δ -Resonanz - bearbeitet werden. Die Untersuchung der Δ -Resonanz in einfachen nuklearen Systemen kann spezielle Informationen sowohl über den elementaren Anregungsprozeß als auch über die Veränderung der Δ -Resonanz bei Einbettung in den Kern geben. Auf Grund der starken Wechselwirkung mit den Nachbar-Nukleonen erwartet man, daß die Δ -Resonanz verbreitert und im Vergleich mit dem Prozeß am freien Nukleon verschoben ist (siehe Abb. 1.1).

Die Δ -Resonanz zerfällt bevorzugt durch Pionemission, zu ihrer Untersuchung bieten sich daher in erster Linie die Pionproduktionsreaktionen an. Der Photoproduktion kommt dabei eine besondere Bedeutung zu. Nach Abb. 1.1 ist der Photoabsorptionsquerschnitt ca. zwei Größenordnungen kleiner als der Pionabsorptionsquerschnitt, die mittlere freie Weglänge eines Photons im Kern ist entsprechend größer (siehe auch Kapitel 2.2). Im Gegensatz zum Pion reagiert das Photon daher nicht nur mit den Nukleonen der Kernoberfläche, sondern im gesamten Kernvolumen. Photoinduzierte Reaktionen erlauben es daher, die Produktion von Pionen und Δ 's und ihre Propagation im gesamten Kern zu untersuchen. Von besonderem Interesse ist hierbei die Photoproduktion neutraler Pionen, da sie fast vollständig durch die Δ -Anregung dominiert wird (siehe Kapitel 2.1).

Eine andere wichtige Reaktion zur Untersuchung der Δ -Resonanz im Kern ist die Comptonstreuung. Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion ist erheblich kleiner und schwieriger zu messen als der der Pionphotoproduktion. Im Gegensatz zum produzierten Pion unterliegt das gestreute Photon jedoch keiner Endzustandswechselwirkung.

Bei der in dieser Arbeit untersuchten π^0 -Produktion an komplexen Kernen lassen sich folgende Reaktionskanäle unterscheiden:

- Kohärente Produktion: $A(\gamma, \pi^0)A$

Der Kern verbleibt nach der Emission des π^0 -Mesons im Grundzustand. Diese eindeutig definierte Kinematik führt bei fester Einschußenergie und festem Beobachtungswinkel ϑ_{π^0} zu einer scharf definierten Energie des Pions (siehe Abb. 1.2).

Alle A Nukleonen tragen in gleicher Weise zum Produktionsprozeß bei. Der Wirkungsquerschnitt sollte daher, bei Vernachlässigung von Absorptionseffekten, mit A^2 skalieren.

Kerne mit Spin und Isospin $I = T = 0$ sind von besonderem Interesse für die Untersuchung der Δ -Resonanz, da sich hier die durch die Δ -Anregung dominierten, spinunabhängigen Anteile der elementaren Produktionsamplituden aller Nukleonen kohärent addieren.

Ein Vergleich experimentell gewonnener differentieller Wirkungsquerschnitte für die kohärente π° -Produktion mit Rechnungen im DWIA und Δ -Loch-Modell sollte Informationen über die πN und ΔN Wechselwirkung geben (siehe Kapitel 2.2).

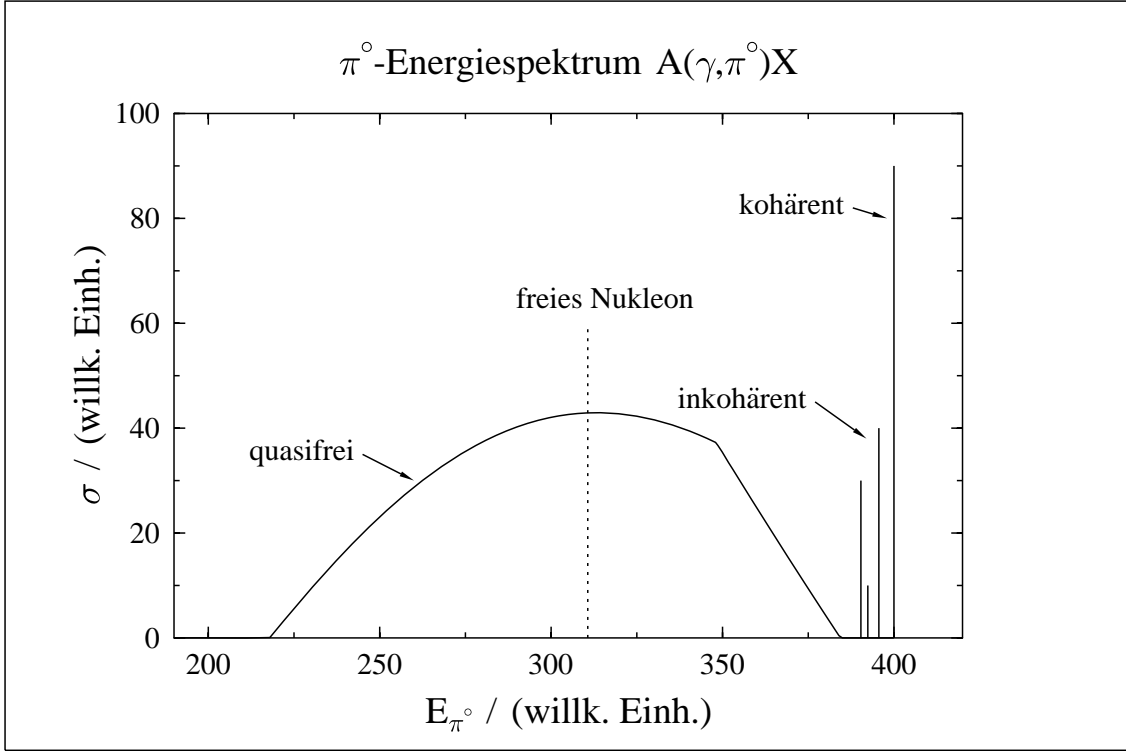


Abb. 1.2: Schematisches π° -Energiespektrum für die Photoproduktion an Kernen bei fester Einschubenergie und festem Pionwinkel ϑ_{π° .

- Inkohärente Produktion: $A(\gamma, \pi^\circ)A^*$

Bei der inkohärenten Produktion befindet sich der Kern nach der π° -Emission in einem angeregten Zustand. Diese Anregungsenergie fehlt dem emittierten Pion (siehe Abb. 1.2). Abhängig von den Quantenzahlen des Kernzustandes nach der Reaktion tragen verschiedene Anteile der elementaren Produktionsamplitude zur π° -Erzeugung bei. Der Kern kann daher als Spin und Isospin-Filter für den elementaren Produktionsprozeß benutzt werden.

Die inkohärente π° -Produktion stellt eine Möglichkeit dar zu untersuchen, ob es eine Kopplung subnukleonischer Freiheitsgrade (Δ -Resonanz) und nuklearer Freiheitsgrade (Anregung des Kerns) gibt.

- Quasifreie Produktion: $A(\gamma, \pi^\circ N)A - 1$

Das neutrale Pion wird an einem quasifreien Nukleon des Kerns produziert. Das Nukleon verläßt nach der Reaktion den Kern. Die Energie der Pionen ist auf Grund der Fermibewegung der Nukleonen im Kern in einem breiten Energiebereich verschmiert (siehe Abb. 1.2).

Während in der Nähe der π° -Erzeugungsschwelle der kohärente und der inkohärente Produktionsprozeß überwiegen, wird mit wachsender Energie und zunehmendem Impulsübertrag auf den Kern dessen Aufbruch immer wahrscheinlicher. Ab einer Photonenenergie von $E_\gamma > 200 \text{ MeV}$ dominiert dann die quasifreie π° -Produktion.

Für eine sinnvolle Interpretation der experimentellen Daten ist eine Trennung der einzelnen Reaktionskanäle, insbesondere der für die Untersuchung der Δ -Resonanz wichtigen kohärenten und inkohärenten π° -Produktion, erforderlich. Die ereignisweise Separation dieser Reaktionskanäle stellt jedoch hohe Anforderungen an die experimentelle Ausstattung.

Das neutrale Pion zerfällt innerhalb einer mittleren Lebensdauer von $8.4 \cdot 10^{-17} \text{ sec}$ zu 98.8% in zwei Photonen, außerdem ist der Rückstoßkern in der Regel nicht nachweisbar. Die Trennung von kohärenter und inkohärenter π° -Produktion zu angeregten Kernniveaus erfordert jedoch, je nach Kern, eine π° -Energieauflösung von einigen MeV. Die π° -Zerfallsphotonen sind daher mit möglichst guter Energieauflösung nachzuweisen. Für die Photoproduktion benötigt man außerdem eine Quelle hochenergetischer, monochromatischer Photonen ausreichender Intensität.

Diese Probleme haben dazu geführt, daß bisher nur wenig Datenmaterial für die kohärente π° -Produktion an Kernen im Bereich der Δ -Resonanz vorliegt (siehe z.B. [Are 83] und [Tie 84]).

Durch die Inbetriebnahme moderner Dauerstrichelektronenbeschleuniger, insbesondere durch das „Mainzer Mikrotron“ MAMI [Herm 90], haben sich die experimentellen Voraussetzungen für Koinzidenzexperimente entscheidend verbessert. Mit der Photonenmarkierungsanlage der A2-Kollaboration an MAMI [Ant 91] steht eine breitbandige, monochromatische Photonenquelle hoher Intensität zur Verfügung, mit der die Qualität von Photoproduktionsexperimenten erheblich verbessert werden kann.

Diese experimentelle Umgebung war die Voraussetzung für den Aufbau des Photonspektrometers CATS, das die oben genannten Anforderungen an ein Detektorsystem für die π° -Produktion an Kernen erfüllt. Die Konzeption des Compton-And Two Photon Spectrometer (CATS) zielt darauf ab, die π° -Produktion und die experimentell schwer zugängliche Compton-Streuung an Kernen simultan und mit guter Auflösung zu vermessen.

Ein Schwerpunkt der hier vorgelegten Dissertation ist die Beschreibung der Entwicklung, des Aufbaus und der Inbetriebnahme des CATS-Detektors. Aufbau und Betrieb dieses Detektorsystems erfolgten in Zusammenarbeit mit den Herren Peise [Pei 96], Schneider [Schn 94] und Wissmann [Wis 93]. Darüber hinaus wurden umfangreiche Arbeiten beim Aufbau der Infrastruktur für Experimente mit rellen Photonen an MAMI B geleistet.

Im folgenden Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der Pionproduktion am Nukleon und an komplexen Kernen mit Spin und Isospin $I = T = 0$ skizziert. Die für den Vergleich mit den experimentellen Daten verwendeten theoretischen Modelle

zur kohärenten π^0 -Produktion an Kernen werden kurz erläutert.

Im Kapitel 3 wird die Funktion der Photonenmarkierungsanlage an MAMI B beschrieben. Kapitel 4 enthält nach einer Erläuterung des Meßprinzips von CATS eine detaillierte Beschreibung der Komponenten des Spektrometers und der an ihnen durchgeführten Testmessungen.

Kapitel 5 beschreibt die Durchführung und Auswertung eines Experiments zur kohärenten und inkohärenten π^0 -Produktion an Kohlenstoff. Der Vergleich der ermittelten differentiellen Wirkungsquerschnitte mit Modellrechnungen und eine Diskussion der Ergebnisse folgt in Kapitel 6.

2 Theorie der π^0 - Photoproduktion

2.1 Pion-Photoproduktion am Nukleon

Die Beschreibung der Pionproduktion an komplexen Kernen baut in der Regel auf der Theorie des elementaren Produktionsprozesses auf. Es wird angenommen, daß das Pion an einem einzelnen Nukleon des Kerns erzeugt wird. Im folgenden wird daher der π^0 -Produktionsprozeß am Nukleon im Hinblick auf den Einbau der elementaren Produktionsamplitude in Spin und Isospin $I = T = 0$ Kerne diskutiert.

Der Prozeß der Pion-Photoproduktion am Nukleon ist schematisch in Abb. 2.1.1 dargestellt. Ein einlaufendes Photon mit dem Viererimpuls k^μ und dem Polarisationsvektor $\vec{\epsilon}$ wird von einem Nukleon mit dem Impuls p_i^μ absorbiert, anschließend wird ein Pion mit dem Impuls q^μ von dem auslaufenden Nukleon mit dem Impuls p_f^μ emittiert.

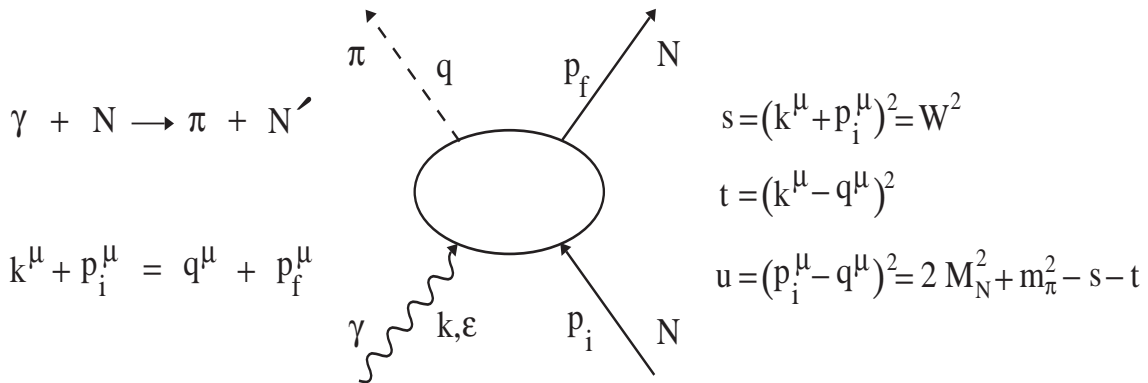


Abb. 2.1.1: Kinematische Variablen der Pion-Photoproduktion am Nukleon.

Von den vier kinematischen Variablen p_i^μ , p_f^μ , k^μ und q^μ der am Photoproduktionsprozeß beteiligten Teilchen bleiben auf Grund der Energie- und Impulserhaltung nur drei unabhängige Variablen übrig. Jeweils zwei dieser Variablen lassen sich in den in Abb. 2.1.1 dargestellten lorentzinvarianten Mandelstam-Variablen zusammenfassen.

Der Endzustand der Pion-Photoproduktion ist ein von der starken Wechselwirkung bestimmtes Pion-Nukleon-System, in dem der Isospin eine Erhaltungsgröße ist. Auch die für den Übergang vom Nukleon zum πN -System verantwortliche elektromagnetische Wechselwirkung zeigt bezüglich des Isospins ein definiertes Verhalten. Es bietet sich daher an, die Pionproduktionsamplitude nach Isospin-Eigenzuständen zu entwickeln.

Da das Pion den Isospin $T_\pi = 1$ und das Nukleon $T_N = \frac{1}{2}$ hat, kann das πN -System sowohl den Isospin $T = \frac{1}{2}$ als auch $T = \frac{3}{2}$ haben. Dem Übergang zum πN -System muß daher sowohl ein isoskalarer ($\Delta T = 0$) als auch ein isovektorieller Anteil ($\Delta T = \pm 1$) zugeschrieben werden.

Dementsprechend unterscheidet man 3 Produktionsamplituden, A^0 die isoskalare Amplitude und die isovektoriellen Amplituden zu definierten Isospin-Endzuständen

$A^{\frac{1}{2}}$ und $A^{\frac{3}{2}}$. Die Entwicklung der vier physikalisch existierenden Pionproduktionsprozesse nach den Amplituden mit definiertem Isospin im Endzustand lautet:

$$\begin{aligned}
A(\gamma p \rightarrow n\pi^+) &= \sqrt{2} \left(A^0 + \frac{1}{3}A^{1/2} - \frac{1}{3}A^{3/2} \right), \\
A(\gamma n \rightarrow p\pi^-) &= \sqrt{2} \left(A^0 - \frac{1}{3}A^{1/2} + \frac{1}{3}A^{3/2} \right), \\
A(\gamma p \rightarrow p\pi^0) &= +A^0 + \frac{1}{3}A^{1/2} + \frac{2}{3}A^{3/2}, \\
A(\gamma n \rightarrow n\pi^0) &= -A^0 + \frac{1}{3}A^{1/2} + \frac{2}{3}A^{3/2}.
\end{aligned} \tag{2.1.1}$$

Mit dieser Entwicklung sind die vier physikalischen Amplituden nicht mehr unabhängig voneinander. Durch die vollständige Messung von drei der vier (γ, π) Reaktionen ließen sich die Isospin-Amplituden modellunabhängig bestimmen.

Die in der elektromagnetischen Wechselwirkung gültigen Erhaltungssätze und die besonderen Eigenschaften des Pions wie Spin=0 und negative intrinsische Parität gestatten allerdings noch eine genauere Festlegung der Reaktionsmatrix T_{fi} der Pion-Photoproduktion. In ihrer allgemeinen Form

$$T_{fi} = \epsilon_\mu J^\mu \tag{2.1.2}$$

ergibt sich die Reaktionsmatrix für reelle Photonen aus dem Produkt des Photon-Polarisationsvektors ϵ_μ und dem Matrixelement des elektromagnetischen Nukleonenstroms

$$J^\mu = \langle u_f(p_f), \pi(q) | j^\mu | u_i(p_i) \rangle. \tag{2.1.3}$$

In diesem Ausdruck bezeichnen $u_i(p_i)$ und $u_f(p_f)$ die Dirac-Spinoren des ein- und auslaufenden Nukleons.

Auf Grund der negativen intrinsischen Parität des erzeugten Pions $\pi(q)$ muß J^μ axial bzw. pseudovektoriell und das Reaktionsmatrixelement T_{fi} selbst pseudoskalar sein. Zur Konstruktion des Nukleonenstromes stehen die vier Teilchenimpulse und die γ -Matrizen zur Verfügung. Zusammen mit dem Polarisationsvektor des Photons läßt sich daraus im allgemeinsten Fall eine Basis von 8 unabhängigen, auf das Nukleon wirkenden Operatoren M_j konstruieren. Nach dieser Basis kann das Reaktionsmatrixelement dann entwickelt werden [CGLN 57]:

$$T_{fi} = \sum_{j=1}^{N=8} \langle u_f(p_f) | A_j(s, t, u) M_j | u_i(p_i) \rangle \tag{2.1.4}$$

Unter der Voraussetzung der Stromerhaltung, $k_\mu j^\mu = 0$, reduziert sich die Anzahl der unabhängigen Terme für reelle Photonen auf $N=4$. Die von den Mandelstam-Variablen abhängigen Entwicklungskoeffizienten A_j beschreiben die Dynamik des Pion-Produktionsprozesses.

Für praktische Zwecke wird das Reaktionsmatrixelement soweit ausgewertet, daß

nur noch ein Matrixelement zwischen den Pauli-Spinoren χ_i, χ_f der Nukleonen im Anfangs- und Endzustand übrigbleibt.

$$T_{fi} = \sum_{j=1}^4 \langle u_f(p_f) | A_j(s, t, u) M_j | u_i(p_i) \rangle = \frac{4\pi W}{m_N} \langle \chi_f | \mathcal{F} | \chi_i \rangle \quad (2.1.5)$$

Die Matrix \mathcal{F} ist 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 $\vec{\sigma}$:

$$\mathcal{F} = i\vec{\sigma} \cdot \vec{\epsilon} F_1 + \vec{\sigma} \cdot \hat{q} \vec{\sigma} \cdot (\hat{k} \times \vec{\epsilon}) F_2 + i\vec{\sigma} \cdot \hat{k} \hat{q} \cdot \vec{\epsilon} F_3 + i\vec{\sigma} \cdot \hat{q} \hat{q} \cdot \vec{\epsilon} F_4 \quad (2.1.6)$$

Mit Hilfe der Beziehung

$$\vec{\sigma} \cdot \vec{a} \vec{\sigma} \cdot \vec{b} = \vec{a} \cdot \vec{b} + i\vec{\sigma} \cdot (\vec{a} \times \vec{b})$$

kann der F_2 -Term in Gl. 2.1.6 in einen spinabhängigen und einen spinunabhängigen Anteil zerlegt werden:

$$\begin{aligned} \vec{\sigma} \cdot \hat{q} \vec{\sigma} \cdot (\hat{k} \times \vec{\epsilon}) F_2 &= \hat{q} \cdot (\hat{k} \times \vec{\epsilon}) F_2 + i\vec{\sigma} \cdot (\hat{q} \times (\hat{k} \times \vec{\epsilon})) F_2 \\ &= \hat{q} \cdot (\hat{k} \times \vec{\epsilon}) F_2 + i\vec{\sigma} \cdot \hat{k} \hat{q} \cdot \vec{\epsilon} F_2 - i\vec{\sigma} \cdot \vec{\epsilon} \hat{q} \cdot \hat{k} F_2 \end{aligned} \quad (2.1.7)$$

Damit ergibt sich

$$\mathcal{F} = L + i\vec{\sigma} \cdot \vec{K} \quad (2.1.8)$$

mit

$$L = \hat{q} \cdot (\hat{k} \times \vec{\epsilon}) F_2 \quad (2.1.9)$$

für den spinunabhängigen und

$$\vec{K} = \vec{\epsilon} (F_1 - \hat{q} \cdot \hat{k} F_2) + \hat{k} \hat{q} \cdot \vec{\epsilon} (F_2 + F_3) + \hat{q} \hat{q} \cdot \vec{\epsilon} F_4 \quad (2.1.10)$$

für den spinabhängigen Anteil der Übergangsamplitude.

Für den Fall der kohärenten π^0 -Produktion am Spin-0-Kern fallen in der Amplitude \mathcal{F} alle spinabhängigen Terme weg, das heißt:

$$\mathcal{F}_K = \hat{q} \cdot (\hat{k} \times \vec{\epsilon}) F_{2,K}; \quad (2.1.11)$$

dies entspricht dem spinunabhängigen Anteil der Amplitude am Nukleon.

Die skalaren Entwicklungskoeffizienten F_j aus Gl. 2.1.6 sind die sogenannten CGLN-Amplituden [CGLN 57]; sie beschreiben analog zu den Amplituden A_j aus Gleichung 2.1.4 die Dynamik des Pionproduktionsprozesses. Die Funktionen F_j hängen jedoch nur noch von 2 der 3 Mandelstam-Variablen ab, dies entspricht einer Abhängigkeit von der Gesamtenergie W und dem Pionproduktionswinkel ϑ im Schwerpunktsystem.

Da der Drehimpuls eine Erhaltungsgröße ist, bietet es sich an, die Funktionen F_j nach Eigenzuständen zu definiertem Drehimpuls, den Legendre Polynomen $P_L(\cos \vartheta)$ bzw. deren Ableitungen, zu entwickeln. Die explizite Darstellung für die 4 Photo-produktionsamplituden lautet:

$$\begin{aligned}
F_1 &= \sum_{l=0}^{\infty} [lM_{l+}(W) + E_{l+}(W)]P'_{l+1}(\cos \vartheta) + [(l+1)M_{l-}(W) + E_{l-}(W)]P'_{l-1}(\cos \vartheta) , \\
F_2 &= \sum_{l=1}^{\infty} [(l+1)M_{l+}(W) + lM_{l-}(W)]P'_l(\cos \vartheta) , \\
F_3 &= \sum_{l=1}^{\infty} [E_{l+}(W) - M_{l+}(W)]P''_{l+1}(\cos \vartheta) + [E_{l-}(W) + M_{l-}(W)]P''_{l-1}(\cos \vartheta) , \\
F_4 &= \sum_{l=2}^{\infty} [M_{l+}(W) - E_{l+}(W) - M_{l-}(W) - E_{l-}(W)]P''_l(\cos \vartheta) . \tag{2.1.12}
\end{aligned}$$

Die Gesamtenergie W und der Pionemissionswinkel ϑ sind die einzigen Parameter dieser Entwicklung. Die energieabhängigen Entwicklungskoeffizienten, die Multipole $M_{l\pm}(W)$ und $E_{l\pm}(W)$, beschreiben den elektrischen und magnetischen Anteil des Photonenfeldes, der zur Erzeugung von Pionen mit dem Drehimpuls l relativ zum Nukleon führt. Der Multipolindex l_{\pm} beschreibt die Kopplung des Pionbahndrehimpulses mit dem Spin des Nukleons zum Gesamtdrehimpuls $J = l \pm \frac{1}{2}$. Der zur Erzeugung eines Pions mit den Bahndrehimpuls l erforderliche Gesamtdrehimpuls L des Photons im Eingangskanal ergibt sich aus der Drehimpulserhaltung

$$L \pm \frac{1}{2} = J = l \pm \frac{1}{2} \longrightarrow L = l \text{ oder } |L - l| = 1 \tag{2.1.13}$$

und den Einstellungen der Nukleonenspins. Darüber hinaus legt die negative intrinsische Parität des Pions die Parität des Ausgangskanals auf $P = -1^{l+1}$ fest. Die Klassifikation nach elektrischen (E) und magnetischen (M) Übergängen ergibt sich dann aus der Drehimpuls- und Paritätserhaltung:

$$\begin{aligned}
\text{E: } -1^L &= -1^{l+1} \quad \text{für } |L - l| = 1 \\
\text{M: } -1^{L+1} &= -1^{l+1} \quad \text{für } L = l
\end{aligned}$$

Die Amplituden A_j aus der Entwicklung des Reaktionsmatrixelementes nach Gl. 2.1.5 sind keine Eigenzustände zu definiertem Isospin. Daher sind auch die Funktionen F_j und die Multipole, im folgenden kurz mit $\mathcal{M}_{l\pm}(W)$ bezeichnet, abhängig vom Isospin T im Endzustand des jeweils zu beschreibenden physikalischen Prozesses. Die Entwicklung der Multipole der vier γ, π -Reaktionen nach den drei Multipolen $\mathcal{M}_{l\pm}^T(W)$ zu definiertem Isospin erfolgt nach Gl. 2.1.1.

Die Multipolamplituden erlauben eine im Prinzip exakte Zerlegung der Photoproduktionsquerschnitte nach den experimentellen Observablen Gesamtenergie W und Pionproduktionswinkel ϑ im Schwerpunktsystem. Die Entwicklungskoeffizienten dieser Zerlegung, die Multipole, beschreiben die Dynamik des Produktionsprozesses.

Ihre Energieabhängigkeit kann mit Hilfe dieser Zerlegung iterativ aus experimentellen Daten bestimmt werden [BDW 67].

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion im Pion-Nukleon-Schwerpunktsystem ergibt sich als Produkt aus dem Betragsquadrat des Reaktionsmatrixelementes T_{fi} und einem Phasenraumfaktor [Tia 80]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{q}{k} \left(\frac{m_N}{4\pi W} \right)^2 \frac{1}{4} \sum_{\epsilon} \sum_{m_i, m_f} |T_{fi}|^2 \quad (2.1.14)$$

Für unpolarisierte Photonen und 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 Zerlegung der Produktionsamplitude nach Gl. 2.1.8 in einen spinabhängigen und einen spinunabhängigen Anteil und nach der Summation über die Spineinstellung ergibt sich [Bec 89]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{q}{k} \frac{1}{2} \sum_{\epsilon} (|L|^2 + |K|^2) \quad (2.1.15)$$

Legt man für die Mittelung über die Photonpolarisation das Koordinatensystem z.B. wie folgt fest

$$\hat{k} = \hat{e}_z \longrightarrow \vec{\epsilon} = \hat{e}_x \text{ oder } \vec{\epsilon} = \hat{e}_y \text{ und } \hat{q} = \begin{pmatrix} \sin \vartheta \\ 0 \\ \cos \vartheta \end{pmatrix}, \quad (2.1.16)$$

so ergibt sich für den spinunabhängigen Anteil L der Amplitude:

$$\sum_{\epsilon} L = \sum_{\epsilon} \hat{q} \cdot (\hat{k} \times \vec{\epsilon}) F_2 = -\sin \vartheta \cdot F_2. \quad (2.1.17)$$

Benutzt man die Multipolzerlegung der CGLN-Amplituden nach Gleichung 2.1.12 und beschränkt sich für den Energiebereich der Δ -Resonanz auf Pionbahndrehimpulse $l = 0$ und 1 , so ergibt sich für den spinunabhängigen Anteil des Wirkungsquerschnittes in der Multipoldarstellung:

$$\frac{d\sigma_L}{d\Omega} = \frac{q}{k} \frac{1}{2} |2M_{1+} + M_{1-}|^2 \sin^2 \vartheta \quad (2.1.18)$$

Die Winkelabhängigkeit dieses spinunabhängigen Anteils des elementaren Pionproduktionsquerschnittes ergibt sich aus der Mittelung über die Photonenpolarisation, sie enthält daher keine Information über den Pionproduktionsprozeß selbst.

Für den spinabhängigen Anteil des Wirkungsquerschnittes ergibt sich in analoger Weise [Bec 89]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_K}{d\Omega} = \frac{q}{k} \frac{1}{2} & \left(2 |E_{0+}|^2 + 2 \cos^2 \vartheta |3E_{1+} + M_{1+} - M_{1-}|^2 \right. \\ & + \sin^2 \vartheta |3E_{1+} - M_{1+} + M_{1-}|^2 \\ & \left. + 4 \cos \vartheta \operatorname{Re} (E_{0+} (3E_{1+} + M_{1+} - M_{1-})^*) \right) \end{aligned} \quad (2.1.19)$$

In Abb. 2.1.2 sind der spinabhängige, $d\sigma_K$, und der spinunabhängige Anteil, $d\sigma_L$, des π° -Produktionsquerschnittes bei einem Pionproduktionswinkel von $\vartheta_{1s} = 60^\circ$ im Laborsystem dargestellt.

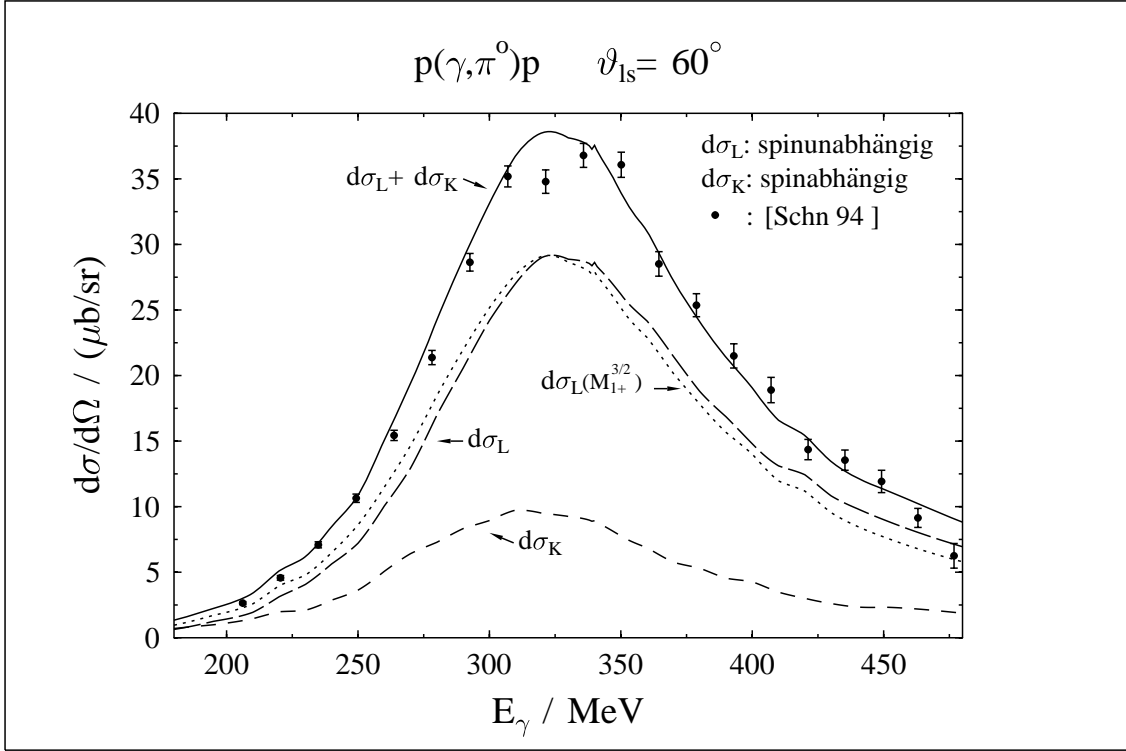


Abb. 2.1.2: Der spinabhängige- und spinunabhängige Anteil des $p(\gamma, \pi^\circ)p$ Wirkungsquerschnitts.

Die Datenpunkte, siehe auch [Schn 94], stammen aus einer Messung mit dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Detektorsystem; die Kurven wurden mit Hilfe der Gleichung 2.1.18, 2.1.19 und den Multipol-Tabellen aus [BD 75] berechnet. Die in der geladenen Pionproduktion in Schwellennähe dominierende elektrische Dipolamplitude E_{0+} , die nach Gl. 2.1.19 in den spinabhängigen Anteil des Wirkungsquerschnittes eingeht, trägt zur π° -Produktion nur zu einem geringen Teil bei. Die π° -Produktion wird durch den magnetischen Übergang M_{1+} bestimmt, der nach Gl. 2.1.18 auch den spinunabhängigen Anteil des Wirkungsquerschnittes dominiert. Dieser für die π° -Produktion an Spin-0-Kernen entscheidende Anteil $d\sigma_L$ wird über den gesamten Energiebereich von der Produktionsschwelle bis $E_\gamma = 450 \text{ MeV}$ durch den $M_{1+}^{3/2}$ Multipol bestimmt. Dieser magnetische Übergang zum Isospin-Endzustand $T = \frac{3}{2}$ beschreibt die Anregung der Δ -Resonanz.

Da zur kohärenten π° -Produktion an Spin-0-Kernen lediglich der spinunabhängige Anteil des elementaren Wirkungsquerschnitts beiträgt, sollte diese Reaktion ein besonders geeignetes Instrument zur Untersuchung der Δ -Resonanz in Kernen sein.

2.2 Photoproduktion neutraler Pionen im Kern

Ausgangspunkt der Beschreibung der Pionproduktion an Kernen ist die Stoßnäherung. Dabei wird angenommen, daß das Pion an einem einzelnen Nukleon des Kerns produziert wird und auch nur die Quantenzahlen dieses Nukleons verändert werden. Der Produktionsprozeß findet jedoch in nuklearer Umgebung statt, daher treten zusätzliche Effekte auf, die in eine theoretische Beschreibung der π^0 -Produktion im Kern einbezogen werden müssen:

1. **„Off-Shell“-Nukleon.** Energie E und Impuls p des Nukleons erfüllen nicht mehr die Beziehung $E^2 = p^2 + m_N^2$. Dadurch verursachte Effekte, wie die Fermibewegung, müssen berücksichtigt werden.
2. **Endzustandswechselwirkung.** Das produzierte Pion kann mit den restlichen $A-1$ Nukleonen wechselwirken und durch Absorption aus dem betrachteten Reaktionskanal verloren gehen.
3. **Modifikation des elementaren Operators.** Der elementare Produktionsoperator könnte in nuklearer Umgebung gegenüber dem freien Prozeß modifiziert sein.
4. **Propagation der Δ -Resonanz.** Durch Mehrteilcheneffekte und Reaktionskanäle, die am freien Nukleon nicht möglich sind, wird die Propagation der Δ -Resonanz durch den Kern beeinflusst.
5. **Formfaktoren des Kerns.** Der Impulsübertrag auf den Kern muß berücksichtigt werden, da bestimmte Übergänge auf Grund des zugehörigen Formfaktors teilweise oder ganz unterdrückt werden.

Der einfachste Ansatz zu einer theoretischen Beschreibung der Pionproduktion an Kernen ergibt sich bei Vernachlässigung der Endzustandswechselwirkung und der Mediummodifikationen des elementaren Operators. Der auf den gesamten Kern wirkende Produktionsoperator $T_{\gamma\pi}$ kann dann als Summe von Einteilchen-Operatoren $t_{\gamma\pi}$ am Nukleon geschrieben werden, wobei über alle Nukleonen und deren Anfangs- und Endzustände summiert wird. Da bei der kohärenten π^0 -Produktion Anfangs- und Endzustand gleich sind, ergibt sich der Produktionsoperator am Kern als kohärente Summe der Einteilchenoperatoren am Nukleon:

$$T_{\gamma\pi} = \sum_i t_{\gamma\pi}^i, \quad i = \text{Nukleonenindex}$$

Für das Übergangsmatrixelement am Kern erhält man dann nach [ChK 87]:

$$\langle f, \pi | T_{\gamma\pi} | i, \gamma \rangle = \int \rho(\vec{p}_f, \vec{p}_i) \langle \vec{q}, \vec{p}_f | t_{\gamma\pi} | \vec{p}_i, \vec{k}\epsilon \rangle d^3 p_f d^3 p_i \quad (2.2.1)$$

Dabei bedeuten \vec{p}_f, \vec{p}_i den End- bzw. Anfangsimpuls der Nukleonen im Kern, \vec{q} den Pionimpuls und \vec{k}, ϵ den Impuls und die Polarisation des Photons.

Die Kerndichtefunktion

$$\rho(\vec{p}_f, \vec{p}_i) = \langle 0 | \sum_{k=1}^A \delta(\vec{p}_f - \vec{p}_{kf}) \delta(\vec{p}_i - \vec{p}_{ki}) | 0 \rangle \quad (2.2.2)$$

beschreibt die Wahrscheinlichkeit, im Kern ein Nukleon mit dem Impuls \vec{p}_i zu finden und auf dieses den Impuls $\vec{p}_f - \vec{p}_i$ zu übertragen, wobei der Kern im Grundzustand bleibt.

Die Integration über die Nukleonimpulse im Anfangs- und Endzustand unter Berücksichtigung der durch die Wellenfunktionen im Impulsraum beschriebenen Fermibewegung der Nukleonen kann in der Regel nur numerisch durchgeführt werden. Die Annahme mittlerer, effektiver Nukleonimpulse im Anfangs- und Endzustand (siehe [ChK 87]) führt jedoch auch zu geschlossenen Lösungen von Gleichung 2.2.1.

Bei der Annahme von ebenen Wellen sowohl für das einlaufende Photon als auch für das auslaufende Pion (PWIA = Plane-Wave-Impulse-Approximation) und der Verwendung der Amplituden am freien Nukleon im Pion-Nukleon-Schwerpunktsystem erhält man für das Übergangsmatrixelement am Kern:

$$\langle f, \pi | T_{\gamma\pi} | i, \gamma \rangle = A W_A \langle \vec{q}, \vec{p}_f | t_{\gamma\pi} | \vec{p}_i, \vec{k} \epsilon \rangle F_0(Q) \quad (2.2.3)$$

Durch die Transformation vom Pion-Nukleon- in das Pion-Kern-Schwerpunktsystem ergibt sich der kinematische Faktor W_A . Der Massenformfaktor $F_0(Q)$ beschreibt die Fähigkeit des Kerns, den Impulsübertrag $Q = |\vec{k} - \vec{q}|$ aufzunehmen. Die Größe $F_0(Q)$, im Impulsraum das Überlappintegral der Wellenfunktionen, ist die Fouriertransformierte der Verteilung punktförmiger Nukleonen im Kern.

Für Kerne mit $N = Z$ kann angenommen werden, daß sich die Neutronen- nicht von der Protonenverteilung unterscheidet. $F_0(Q) = F_A(Q)/F_p(Q)$ kann dann mit Hilfe der Ladungsformfaktoren des Kerns F_A und des Protons F_p approximiert werden.

Für die kohärente neutrale Pion-Photoproduktion an Kernen mit Spin $I = 0$ trägt nur der spinunabhängige Anteil der elementaren Amplitude mit den Multipolen M_{1+} und M_{1-} zum Produktionsprozeß bei (siehe auch Abschnitt 2.1). Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt im Kern-Schwerpunktsystem in der PWIA-Näherung ergibt sich dann mit Gleichung 2.2.3:

$$\frac{d\sigma^{cm}}{d\Omega_\pi} = \frac{q}{2k} A^2 W_A^2 |2M_{1+} + M_{1-}|^2 \sin^2 \vartheta_{\pi^0}^{cm} \frac{F_A^2(Q)}{F_p^2(Q)} \quad (2.2.4)$$

Bei der Berechnung des Kern-Matrixelements $T_{\gamma\pi}$ mit den im Pion-Nukleon-Schwerpunktsystem definierten Multipolamplituden wird nicht berücksichtigt, daß das Nukleon im Kern gebunden ist und sich relativ zum Schwerpunkt des Kerns bewegt (Fermi-Bewegung). Da das Nukleon die Relation $E^2 = p^2 + m_N^2$ nicht mehr erfüllt, ist die in der Reaktion zur Verfügung stehende Gesamtenergie nicht mehr dieselbe

wie am freien Nukleon. Die bekannten On-Shell-Amplituden müssen daher in geeigneter Weise in den Off-Shell-Bereich fortgesetzt werden.

Ein Weg, dieses Problem zu lösen, ist die Konstruktion eines elementaren Produktionsoperators $t_{\gamma\pi}$, der explizit von den Energien und Impulsen der beteiligten Teilchen abhängt und so das Einbeziehen der Fermibewegung in eindeutiger Weise ermöglicht.

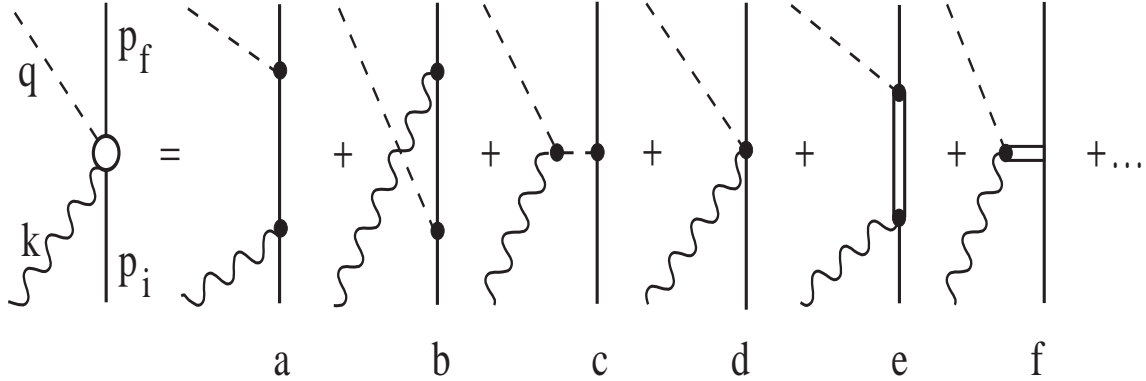


Abb. 2.2.1: Feynmandiagramme der Pion-Photoproduktion am Nukleon a-d: Born-terme, e: s-Kanal- Δ -Anregung, f: t-Kanal- ω -Austausch.

Blomqvist und Laget haben einen nichtrelativistischen Operator [BLa 77] entwickelt, der die Pion-Photoproduktion am Nukleon mit Hilfe der Bornterme sowie der Anregung der Δ -Resonanz im s-Kanal und des ω° -Austausches im t-Kanal beschreibt, siehe (Abb. 2.2.1).

Für die kohärente neutrale Pionproduktion an ($I^\pi = 0^+, T = 0$)-Kernen trägt nur der spinunabhängige Anteil des elementaren Prozesses bei. Der Blomqvist-Lagetoperator läßt sich dann in vereinfachter Form darstellen als:

$$t_{\gamma\pi} = (t_B + t_\Delta + t_{\omega^\circ}) \cdot \hat{q} \cdot (\hat{k} \times \vec{\epsilon}). \quad (2.2.5)$$

Die Pion-Nukleonkopplung wird dabei wegen der besseren Übereinstimmung mit den π° -Photoproduktionsdaten pseudovektoriell gewählt. Dadurch wird aus Gründen der Eichinvarianz die Hinzunahme des Kontaktterms, Abb. 2.2.1.d, notwendig. Sowohl der Kontaktterm als auch der Pion-Austausch im t-Kanal, Abb. 2.2.1.c, tragen jedoch nur zur geladenen Pionproduktion bei.

Bei der Pionproduktion an Kernen mit $I = T = 0$ heben sich die Nukleon-Polterme, Abb. 2.2.1.a und Abb. 2.2.1.b, nahezu gegeneinander auf. Die kohärente π° -Produktion wird also durch die Anregung der Δ -Resonanz dominiert. Der Kern kann als Filter betrachtet werden, der den Δ -Graphen herausprojiziert, so daß die kohärente π° -Produktion als besonders geeignetes Instrument zur Untersuchung der Δ -Resonanz in Kernen erscheint.

Für die PWIA-Rechnungen nach Gleichung 2.2.4 wird das auslaufende Pion durch eine ebene Welle beschrieben. Dies berücksichtigt nicht, daß das erzeugte Pion mit den restlichen A-1 Nukleonen des Kerns stark wechselwirkt.

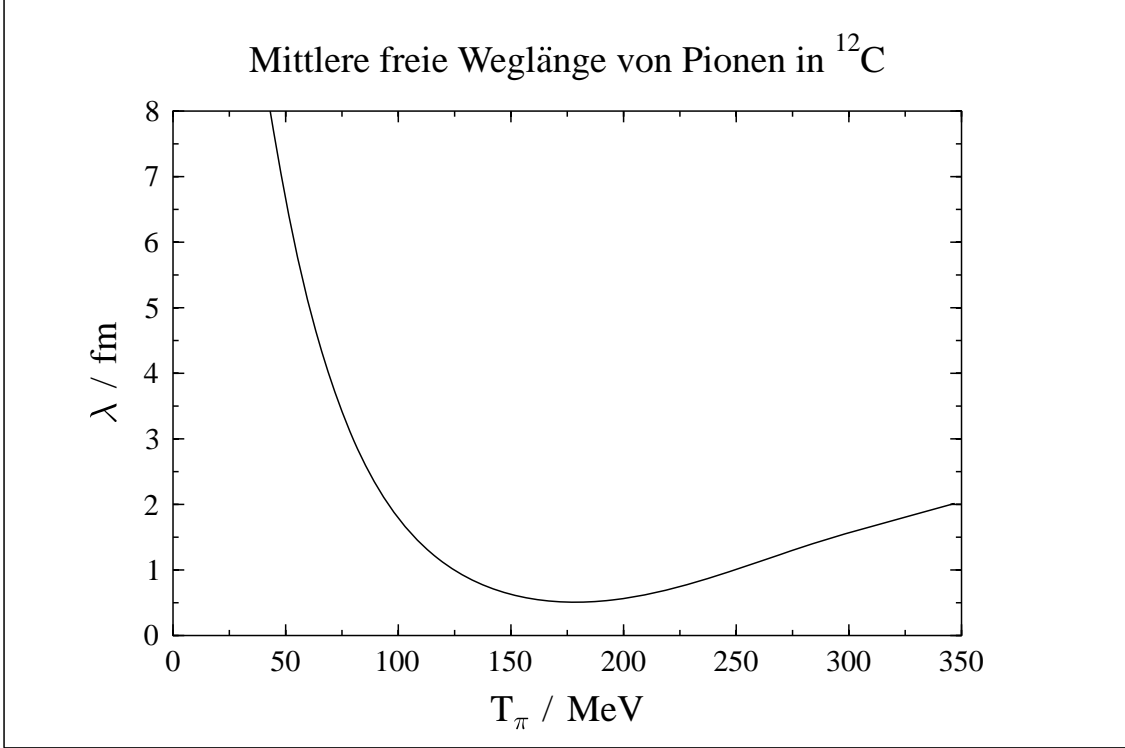


Abb. 2.2.2: Mittlere freie Weglänge von Pionen im Kohlenstoffkern als Funktion ihrer kinetischen Energie.

Aus dem mittleren totalen πN -Streuquerschnitt (siehe Abb. 1.1) und der Dichte des Kohlenstoffkerns ρ_0 läßt sich die mittlere freie Weglänge λ eines Pions im Kern abschätzen:

$$\lambda(T_\pi) \approx \frac{1}{\bar{\sigma}_\pi(T_\pi) \cdot \rho_0}; \quad \bar{\sigma}_\pi(T_\pi) = \frac{1}{2} \cdot (\sigma_{\pi-p} + \sigma_{\pi+p}); \quad \rho_0 = 0.138 \text{ fm}^{-3}$$

Für Energien im Bereich der Δ -Resonanz (siehe Abb. 2.2.2) beträgt die Reichweite eines Pions im Kohlenstoff-Kern nur noch etwa 0.5 fm.

Beim Verlassen des Kerns wird das Pion daher mit großer Wahrscheinlichkeit mit einem weiteren Nukleon wechselwirken. Dabei kann erneut eine Δ -Resonanz angeregt werden. Unter der Annahme, daß das primär produzierte Pion seinen Impuls \vec{q} an das Δ überträgt, läßt sich die Strecke, die ein Δ bis zum Zerfall zurücklegt, abschätzen:

$$x_\Delta \approx \frac{|\vec{q}| \tau}{M_\Delta} = \frac{|\vec{q}| \hbar}{M_\Delta \Gamma_\Delta} < 1 \text{ fm} \quad (2.2.6)$$

Auch für größere Impulse \vec{q} ist die Zerfallslänge x_Δ der Δ -Resonanz noch kleiner als der Kernradius. Daher gibt es nicht nur ein auslaufendes Pion, sondern, wie in

Abbildung 2.2.3 dargestellt, eine Folge von durch den Kern propagierenden Pionen und Δ -Resonanzen.

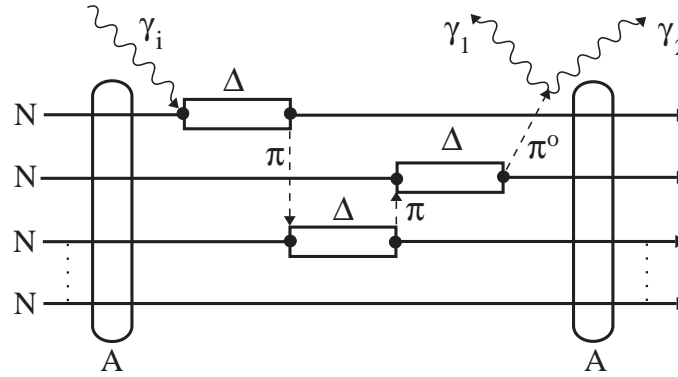


Abb. 2.2.3: Schematische Darstellung des kohärenten π^0 Produktionsprozesses.

In den DWIA-Rechnungen (Distorted-Wave- Impulse-Approximation) werden diese Effekte in der Endzustandswechselwirkung des auslaufenden Pions zusammengefaßt. Das Pion wird nicht mehr als ebene Welle beschrieben, sondern seine Wellenfunktion wird aus der Lösung der Klein-Gordon-Gleichung mit einem optischen Potential gewonnen.

Dieses optische Potential beschreibt dabei die Streuung und Absorption des Pions an den Nukleonen des Kerns. Die Parameter des Potentials werden üblicherweise aus Pionstreuendaten verschiedener Kerne bestimmt. Da bei der Streuung das Pion nur mit der Kernoberfläche wechselwirkt, läßt sich mit dieser Methode jedoch nur das asymptotische Verhalten (für $r \rightarrow \infty$) der Pionwellenfunktion festlegen. Bei der Photoproduktion wird aber das gesamte Kernvolumen ausgeleuchtet, so daß hier die Pionwellenfunktion auch im Kerninneren bekannt sein muß. Mit Hilfe des optischen Potentials lassen sich beliebig viele Pionwellenfunktionen erzeugen, die zwar das richtige asymptotische Verhalten aufweisen, sich im Kerninneren jedoch unterscheiden. Die kohärente π^0 -Produktion bietet daher auch die Möglichkeit, hier zwischen verschiedenen Ansätzen zu entscheiden.

Der Nachteil der DWIA-Rechnungen ist, daß die Wechselwirkung der Δ -Resonanz mit dem Restkern nicht berücksichtigt wird bzw. unter der Endzustandswechselwirkung des Pions subsummiert wird.

In der Nähe der Erzeugungsschwelle – dort ist die Endzustandswechselwirkung gering – zeigt sich jedoch eine gute Übereinstimmung der DWIA-Rechnungen mit den experimentellen Daten [Koc 88, Got 90].

Die Frage, ob sich Masse und Zerfallsbreite der Δ -Resonanz im Kern auf Grund der Wechselwirkung mit den Nachbarnukleonen ändert, läßt sich im Rahmen des Blomqvist-Laget Modells nur sehr beschränkt diskutieren.

Bevor diese Frage gestellt werden kann, muß die Dynamik der Pion-Kern- und der Δ -Kern-Wechselwirkung untersucht werden. Dazu ist ein mikroskopisches Modell

erforderlich, das diese Aspekte im Rahmen des Schalenmodells der Kerne berechnet und das in gleicher Weise auf alle Reaktionen, in denen die Δ -Anregung im Kern dominiert, übertragbar ist.

Das mikroskopische Δ -Loch-Modell [Ko 84, Kör 94] erhebt den Anspruch, durch die Beschreibung der Propagation und den Zerfall der Δ -Resonanz im Kern eine konsistente Berechnung von Pionstreuung, Ladungsaustauschreaktionen, Comptonstreuung und Pionphotoproduktion zu ermöglichen.

In all diesen Reaktionen, so auch in der kohärenten Pion-Photoproduktion, wird durch das einlaufende Teilchen zuerst die Δ -Resonanz im sogenannten „Doorway“-Zustand $|\rho\rangle$ angeregt. Für photoinduzierte Reaktionen gilt:

$$|\rho_\gamma\rangle = F_{\gamma N\Delta}^\dagger(\vec{k}) |\Phi_A\rangle \quad (2.2.7)$$

Dabei ist $|\Phi_A\rangle$ der Grundzustand des Kerns und $F_{\gamma N\Delta}^\dagger$ der Anregungsoperator, der ein Nukleon an das äußere Photonenfeld koppelt und in ein Δ überführt:

$$F_{\gamma N\Delta}^\dagger(\vec{k}) = \frac{f_{\gamma N\Delta}}{M_\Delta} (\hat{\epsilon}_{\vec{k},\lambda} \times \vec{k}) \cdot \vec{S}^\dagger T_3^\dagger e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} \quad (2.2.8)$$

\vec{S}^\dagger und T_3^\dagger sind die Spin- und Isospin-Übergangsoperatoren, die den Übergang von einem Spin(Isospin)- $\frac{1}{2}$ Nukleon zu einem Spin(Isospin)- $\frac{3}{2}$ Delta beschreiben. $\hat{\epsilon}_{\vec{k},\lambda}$ ist der Polarisationsvektor des Photons mit dem Impuls \vec{k} und der Helizität λ . Die $\gamma N\Delta$ Kopplungskonstante $f_{\gamma N\Delta}$ wird so gewählt, daß die resonante $M_{1+}^{3/2}$ Amplitude der elementaren Pion-Photoproduktion richtig wiedergegeben wird.

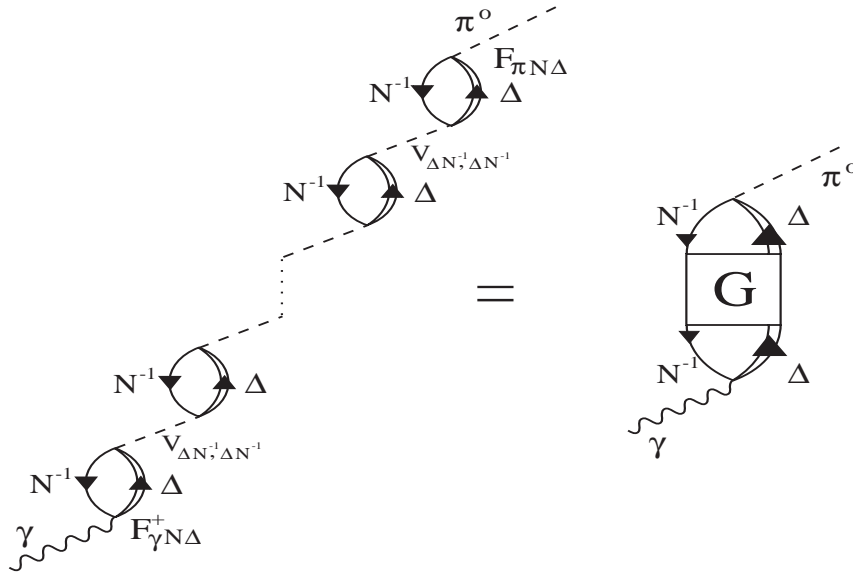


Abb. 2.2.4: Schematische Darstellung des Delta-Loch-Modells für die kohärente π^0 -Produktion.

Durch die Anregung des Nukleons entsteht im Kern ein Delta-Loch-Paar (ΔN^{-1}). Die durch den Zerfall der Δ -Resonanz im Kern erzeugten virtuellen Pionen regen erneut Δ -Resonanzen an, so daß sich der ΔN^{-1} -Zustand durch den Kern fortpflanzt, siehe Abb. 2.2.4. Dieser Prozeß wird durch den Propagator G beschrieben. Den Zerfall des (Kern+ Δ)-Systems in den Grundzustand des Kerns A und ein auslaufendes reelles Pion beschreibt der Zustand:

$$\langle \rho_\pi | = \langle \Phi_A | F_{\pi N \Delta}(\vec{q}) \quad (2.2.9)$$

Dabei ist $F_{\pi N \Delta}$ der Abregungsoperator, der das Δ in ein Nukleon und ein reelles Pion mit dem Impuls \vec{q} überführt:

$$F_{\pi N \Delta}(\vec{q}) = \frac{f_{\pi N \Delta}}{M_\pi} (\vec{q} \cdot \vec{S}) \cdot \vec{T}_\alpha e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} \quad (2.2.10)$$

Die $\pi N \Delta$ Kopplungskonstante ist an Pionstreudaten angepaßt.

Das Übergangsmatrixelement für die kohärente Pion-Photoproduktion an $I^\pi = 0^+$ Kernen läßt sich dann schreiben als

$$T^{\gamma\pi} = \langle 0^+ | F_{\pi N \Delta}(\vec{q}) G F_{\gamma N \Delta}^\dagger(\vec{k}) | 0^+ \rangle = \langle \rho_\pi | G | \rho_\gamma \rangle. \quad (2.2.11)$$

Für den Propagator bei der Erzeugung des freien Deltas am Nukleon wird eine Breit-Wigner-Form angenommen:

$$\frac{1}{D(E)} = (E - E_R(E) + i\Gamma_\Delta(E)/2)^{-1} = \frac{1}{2}\Gamma_\Delta(E) [i - \cot \delta_{33}(E)] \quad (2.2.12)$$

E = Gesamtenergie im Schwerpunktsystem,
 $E_R(E)$ = Energieabhängige Resonanzenergie, $\Gamma_\Delta(E)$ = freie Δ Zerfallsbreite.

Diese Breit-Wigner Form läßt sich auch, entsprechend Gleichung 2.2.12, mit Hilfe der experimentell bestimmten πN -Streuphase δ_{33} im $I = \frac{3}{2}, T = \frac{3}{2}$ Kanal darstellen.

Der allgemeine Propagator G in Gleichung 2.2.11 ergibt sich dann durch die Verallgemeinerung von $D(E)^{-1}$ auf ein Δ im Kern:

$$\frac{1}{D(E)} \rightarrow G = \frac{1}{D(E - H_\Delta) - H_{A-1} - W_{spread} - V_{\Delta N^{-1}, \Delta N^{-1}}} \quad (2.2.13)$$

Dabei bedeutet $D(E - H_\Delta)$ wieder den Propagator der freien Resonanz, wobei die Energie allerdings um die Energie der Resonanz verringert wird.

$$H_\Delta = T_\Delta + U_\Delta \quad (2.2.14)$$

ist der Einteilchen-Hamiltonoperator des Δ 's, wobei T_Δ für die kinetische Energie des Δ 's und U_Δ für das mittlere Δ -Kernpotential steht. H_{A-1} ist der Hamiltonoperator des Restkerns.

Durch das Pauliverbot wird der Phasenraum für den Zerfall $\Delta \rightarrow N\pi$ im Kern eingeschränkt. Dies führt zu einer kleineren Zerfallsbreite $\Gamma(E)$ und zu einer Verschiebung des Resonanzmaximums zu höheren Energien.

Andererseits gibt es im Kern auch den am freien Nukleon nicht möglichen Zerfallskanal

$$\Delta N \rightarrow NN. \quad (2.2.15)$$

Dies führt zu einem Verlust an Fluß aus dem π° -Kanal und damit zu einer Reduktion des kohärenten π° -Wirkungsquerschnitts und zu einer Vergrößerung der Zerfallsbreite.

Diese Effekte werden in Gleichung 2.2.13 phänomenologisch durch das komplexe Spreading Potential W_{Spread} beschrieben. Die Parameter dieses Potentials und des Δ -Kern-Potentials U_Δ werden an Pionstreudaten angepaßt.

Die sogenannte ΔN^{-1} -Restwechselwirkung $V_{\Delta N^{-1}, \Delta N^{-1}}$ beschreibt den Zerfall eines ΔN^{-1} -Zustandes unter Erzeugung eines Pions, das anschließend wieder ein ΔN^{-1} Paar anregt. In der DWIA wird dieser Effekt als Endzustandswechselwirkung des Pions bezeichnet, hier jedoch führt er zu einer Änderung des elementaren Operators. Die ΔN^{-1} Restwechselwirkung wird im Rahmen des Δ -Loch-Modells mit einer mikroskopischen Theorie berechnet [Kör 94].

Da der Propagator G in Gleichung 2.2.11 nicht davon abhängt, wie die Δ -Resonanz erzeugt wurde, kann das Modell leicht auf andere Reaktionen übertragen werden, bei denen diese Resonanz im Kern angeregt wird. So ist für die Beschreibung der Pionstreuung lediglich der Photon-Doorway-Zustand $|\rho_\gamma\rangle$ in Gleichung 2.2.11 durch die $\pi N\Delta$ -Anregung zu ersetzen und zur Beschreibung der Comptonstreuung der entsprechende Photon-Endzustand einzusetzen:

$$T_\Delta^\pi = \langle \rho_{\pi'} | G | \rho_\pi \rangle, \quad T_\Delta^\gamma = \langle \rho_{\gamma'} | G | \rho_\gamma \rangle \quad (2.2.16)$$

Die $\pi N\Delta$ Kopplung ist proportional zu $\vec{S} \cdot \vec{q}\vec{T}$ (siehe Gleichung 2.2.10), also rein spin-longitudinal und die $\gamma N\Delta$ Kopplung rein spin-transversal und proportional zu $\vec{S} \times \vec{k}\vec{T}$. Bei der Pion- und der Comptonstreuung treten im Anfangs- und Endzustand jeweils die gleichen Kopplungen auf, so daß die Pionstreuung die spin-longitudinale und die Comptonstreuung die spin-transversale Antwort des Kerns auf die Δ -Anregung untersucht. Bei der kohärenten π° -Produktion tritt dagegen auf Grund der unterschiedlichen Kopplungen im Anfangs und Endzustand eine Mischung zwischen spin-transversaler und spin-longitudinaler Antwort des Kerns auf. Die gemeinsame Untersuchung der Comptonstreuung und der kohärenten π° -Produktion bietet daher die Möglichkeit, unabhängig von der Pionstreuung ein nahezu vollständiges Bild des Verhaltens der Δ -Resonanz im Kern zu gewinnen.

Die experimentellen Voraussetzungen für die Durchführung solcher Experimente, eine monochromatische Photonenquelle hoher Intensität und der Aufbau eines geeigneten Compton- und π° -Spektrometers, werden in den folgenden Kapiteln erläutert.

3 Energiemarkierte Photonen an MAMI

3.1 Erzeugung reeller Photonen

Um die Qualität der Experimente mit reellen Photonen weiter steigern und zu neuen physikalischen Fragestellungen vordringen zu können, ergeben sich an die Photonenquelle folgende Anforderungen:

1. Erzeugung **monochromatischer Photonen** über einen großen Energiebereich, um z.B. mehrere Nukleonenresonanzen in einem Experiment simultan untersuchen zu können.
2. **Geringe Energiebreite** des Photonenstrahls, um die verschiedenen Endzustände photoinduzierter Reaktionen an Kernen voneinander trennen zu können.
3. **Hoher Photonenfluß**, um ausreichende Luminositäten ($> 10^{31} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$) zur Bestimmung kleiner Wirkungsquerschnitte, z.B. in der Comptonstreuung, zu erreichen.
4. **Polarisierte Photonen**, um mit Hilfe von Polarisationsexperimenten die in den photonuklearen Wirkungsquerschnitten enthaltene Strukturinformation besser aufschlüsseln zu können.

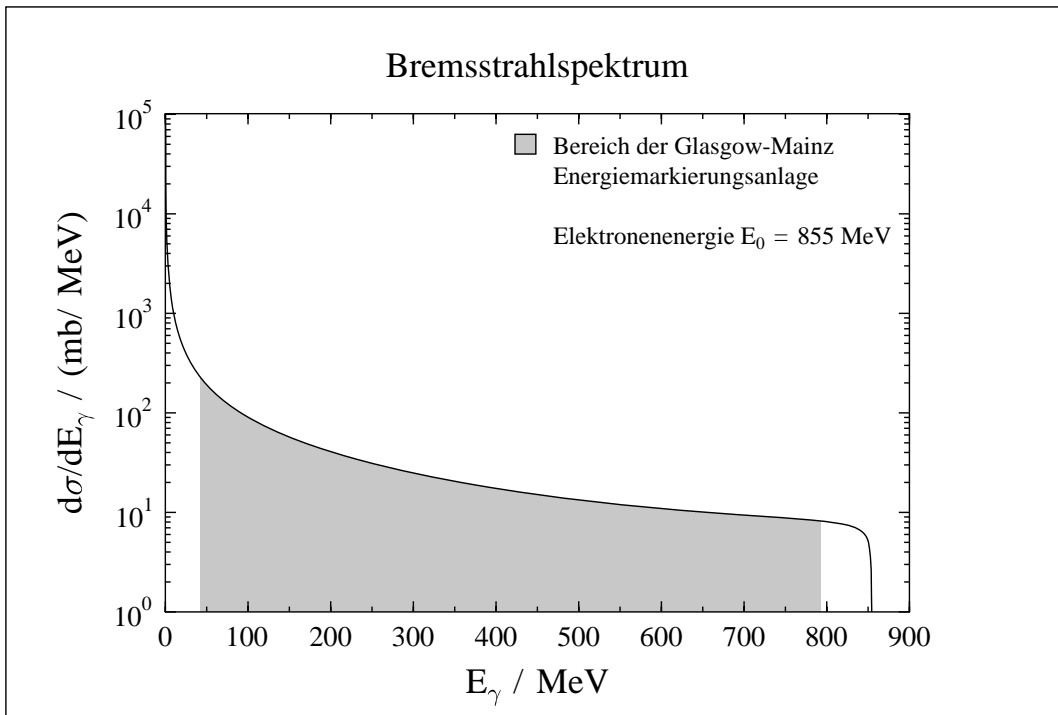
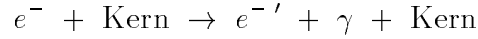


Abb. 3.1.1: Energiespektrum der Bremsstrahlphotonen.

Mit der an MAMI B [Herm 90] benutzten Technik der Energiemarkierung einzelner γ -Quanten des kontinuierlichen Bremsstrahlspektrums (siehe Abb. 3.1.1) können alle diese Forderungen in nahezu idealer Weise erfüllt werden.

Schießt man Elektronen mit einer definierten Energie E_0 auf einen dünnen Radiator, typischerweise 10^{-4} Strahlungslängen dick, so wird ein Teil der Elektronen im Coulombfeld der Radiatorkerne beschleunigt. Dabei verlieren sie kinetische Energie durch Abstrahlung von Photonen:



Die Energie E_e' der abgebremsten Elektronen wird mittels eines Magnetspektrometers analysiert.

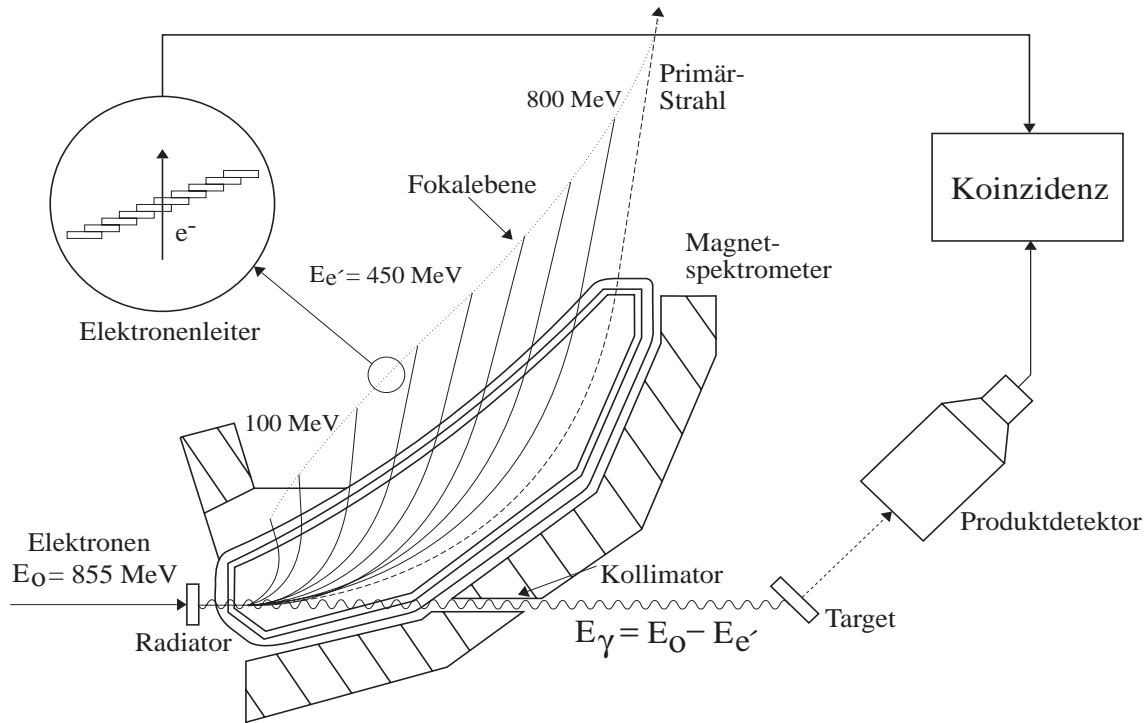


Abb. 3.1.2: Die Photonenmarkierungsanlage an MAMI B.

Werden die Elektronen in der Fokalebene des Spektrometers koinzident mit dem durch das Bremsstrahlphoton erzeugten Reaktionsprodukt nachgewiesen (siehe Abb. 3.1.2) , so gilt für die Photonenenergie bei Vernachlässigung des Kernrückstoßes:

$$E_\gamma = E_0 - E_e' \quad (3.1.1)$$

Auf diese Weise steht eine Quelle quasimonochromatischer Photonen zur Verfügung, deren Qualität im wesentlichen durch die Eigenschaften des Magnetspektrometers bestimmt wird.

3.2 Der Glasgow-Mainz Tagger

Das an MAMI B installierte Photonen-Energiemarkierungsspektrometer [Ant 91], im folgenden als Tagger bezeichnet, hat eine Impulsakzeptanz, die es ermöglicht, bei einer Elektronenenergie $E_0 = 855 \text{ MeV}$ Photonen im Energiebereich zwischen $E_\gamma = 40 - 792 \text{ MeV}$ zu markieren. Damit wird nahezu das gesamte Bremsstrahlspektrum abgedeckt (siehe Abb. 3.1.1).

Bei Photonen-Energiemarkierungsexperimenten muß der gesamte zur Verfügung stehende Photonenfluß durch das ortsauflösende Detektorsystem der Fokalebene, nachstehend als Elektronenleiter bezeichnet, gezählt werden. Da diese Experimente außerdem eine ausreichende Zeitauflösung zur Unterdrückung zufälliger Ereignisse erfordern, kommen für die Fokalebenendetektoren nur schnelle Plastiksintillatoren in Frage.

Die Elektronenleiter in der ca. 5 m langen Fokalebene des Glasgow-Mainz Taggers besteht aus 353, ca. 3 cm breiten Plastiksintillatoren. Diese Detektoren überlappen jeweils zur Hälfte und sind zur Unterdrückung von Untergrund- und Dunkelstromereignissen in Koinzidenz geschaltet. Die Energieauflösung der Elektronen bzw. der markierten Photonen ist durch die Überlappung gegeben und beträgt energieunabhängig ca. 2 MeV.

3.3 Taggerelektronik

An der Mainzer Photonenmarkierungsanlage werden zahlreiche Experimente mit unterschiedlichen Detektorsystemen zum Nachweis der photoinduzierten Reaktionsprodukte durchgeführt.

Da alle Experimente als zentrales Gerät die Photonenmarkierungsanlage verwenden, gliedert sich die Logik zur Aufbereitung der Detektorsignale in zwei Bereiche:

- Eine experimentspezifische **Triggerelektronik** zur Erzeugung eines Signals, falls im Target die zu untersuchende Reaktion ausgelöst wurde (siehe Kapitel 4.2.1). Dieses Signal wird als X-Trigger bezeichnet.
- Eine experimentunabhängige **Taggerelektronik**, welche die Signale der Elektronenleiter des Taggers verarbeitet.

Die Hauptaufgabe der Taggerelektronik ist die Koinzidenzabfrage zwischen dem gestreuten Elektron in einem der Leiterdetektoren und dem X-Trigger-Signal aus der Experimentelektronik. Durch diese Koinzidenz wird das die Reaktion auslösende Bremsstrahlphoton energiemarkiert. Wegen der zentralen Bedeutung dieser Logik wird sie im folgenden näher erläutert.

Die Elektronik zur Verarbeitung der Photomultipliersignale der Leitersintillationsdetektoren ist für jeden Kanal separat auf einer mit dem Detektor unmittelbar verbundenen Platine untergebracht. Auf dieser Platine [Hal 96] sind die Funktionen eines Diskriminators zur Umwandlung des analogen Photomultipliersignals in ein

logisches Signal und die Koinzidenz mit dem jeweils überlappenden Leiterdetektor realisiert.

Die Fokalebene des Taggers stellt somit 352 logische Signale, mit ECL-Pegel, aus der Koinzidenz zweier Leiterdetektoren, nachstehend als Leiterkanal bezeichnet, zur Weiterverarbeitung zur Verfügung.

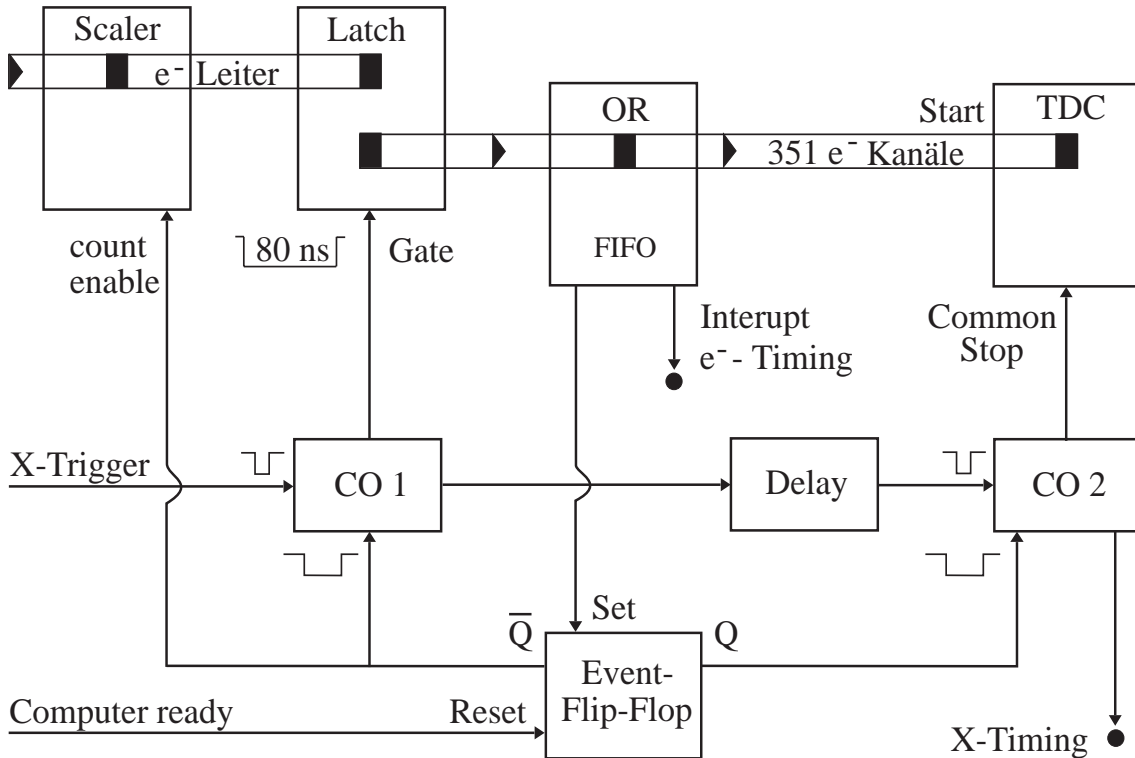


Abb. 3.3.1: Blockschaltbild der Taggerelektronik.

Die Signalverarbeitung dieser Leiterkanäle ist in Abb. 3.3.1 als vereinfachtes Blockschaltbild dargestellt. Diese Elektronik übernimmt folgende Aufgaben:

- Die **Messung des primären Photonenflusses** erfolgt durch Zählen der gestreuten Elektronen in den Scaler-Modulen. Während die Elektronik ein koinzidentes Ereignis verarbeitet sind die Scaler gesperrt, ansonsten werden sie freilaufend betrieben. Diese Betriebsart erlaubt es, bei der Flußnormierung auf Rechner-Totzeitkorrekturen zu verzichten.
- Die **Energiemarkierung des Photons** wird durch Koinzidenzabfrage des von der Elektronik akzeptierten X-Triggers mit jedem einzelnen der 352 Elektronenkanäle erreicht. Diese Koinzidenzabfrage erfolgt in den Latch-Modulen. Die Latch-Module dienen hier als flankensensitive Vielfachkoinzidenzeinheiten, die bei Erfüllung der Koinzidenz Elektron – X-Trigger ein Ausgangssignal zur Verfügung stellen, das immer das Zeitverhalten des Elektrons hat.

Die Breite des Koinzidenzzeitfensters mit dem Zeitverhalten des X-Trigger-signals kann zwischen 20 und 80 ns eingestellt werden. Die Latch-Module speichern außerdem das Treffermuster der koinzident angesprochenen Leiterkanäle.

- Die **Ereignisdefinition** erfolgt durch das Oder-Signal aus allen koinzidenten Leiterkanälen. Dieses Oder-Signal wird durch die OR-Module gebildet und hat das Zeitverhalten des schnellsten Leiterkanals (= e^- -Timing). Dieses Signal beinhaltet die Information, daß ein markiertes Photon, also ein gutes Ereignis vorliegt. Das zentrale Event-Flip-Flop wird durch das e^- -Timing Signal gesetzt. Bei gesetztem Event-Flip-Flop verriegelt die Koinzidenz CO1 die Taggerelektronik gegen weitere X-Trigger, damit das Ereignis verarbeitet werden kann. Aus dem e^- -Timing wird daher auch das Interruptsignal für den Prozeßrechner abgeleitet. Der Rechner liest dann die digitalisierten Daten aus allen Modulen der Tagger- und Experimentelektronik aus. Danach wird durch das Computer-Ready-Signal das Event-Flip-Flop zurückgesetzt, so daß neue X-Triggersignale akzeptiert werden können.
- Das e^- -Timing-Signal wird als **Referenzsignal** auch der Experimentelektronik zur Verfügung gestellt. Dieses Signal übermittelt die Information, daß ein markiertes Photon vorliegt, außerdem dient es als Startsignal für Flugzeitmessungen in der Experimentelektronik. Über die Koinzidenz CO2 wird zusätzlich aus dem e^- -Timing ein Referenzsignal mit dem Zeitverhalten des X-Triggers (=X-Timing) abgeleitet. Dieses Signal wird in der Experimentelektronik unter anderem als Gate-Signal für die ADCs benutzt.
- Zur **Messung der zeitlichen Korrelation** Elektron – X-Trigger dienen die TDC-Module. Für jeden der 352 Leiterkanäle wird mit dem Latch-Ausgangssignal ein TDC gestartet, falls das Elektron innerhalb des vom X-Trigger angebotenen Zeitfensters lag, die Koinzidenzbedingung also erfüllt ist. Der gemeinsame Stop (= Common Stop) aller TDC-Kanäle erfolgt durch das geeignet verzögerte Signal des akzeptierten X-Triggers.

Die Ausstattung jedes einzelnen Leiterkanals mit einem Scaler-, Latch- und TDC-Kanal ermöglicht es, für jede Photonenenergie separat den Photonenfluß und die zeitliche Korrelation mit dem X-Trigger zu messen. Bei der Auswertung der Daten ist es daher möglich, jeden Kanal als ein separates Experiment zu betrachten. Im Gegensatz zu der an MAMI A realisierten Taggerelektronik [Vog 87] kann hier auf Korrekturfaktoren bei der Bestimmung des Photonenflusses verzichtet werden.

3.4 Parameter des Photonenstrahls

Der gesamte für das Experiment zur Verfügung stehende Photonenfluß muß durch die Detektoren der Elektronenleiter gezählt werden. Um für die Photomultiplier dieser Detektoren eine akzeptable Lebensdauer zu erreichen, muß die Zählrate für den Einzeldetektor mit der höchsten Elektronen- bzw. niedrigsten Photonenenergie auf 1 MHz begrenzt werden.

Für den gesamten markierten Energiebereich von $40 - 792 \text{ MeV}$ ergibt sich dann ein Fluß von $5 \cdot 10^7$ Photonen pro Sekunde. Abbildung 3.4.1 zeigt ein Zählraten-Spektrum der 352 Leiterkanäle.

Durch Abschalten der Hochspannung für die Leiterkanäle mit Photonenenergien unterhalb $E_\gamma = 200 \text{ MeV}$ ist es möglich, Flüsse $> 10^8$ markierter Photonen/s zu erreichen. Dieser Wert liegt eine Größenordnung über den bei MAMI A erzielten Werten. Die Bremstrahlphotonen werden im Laborsystem in einem engen Winkelbereich um

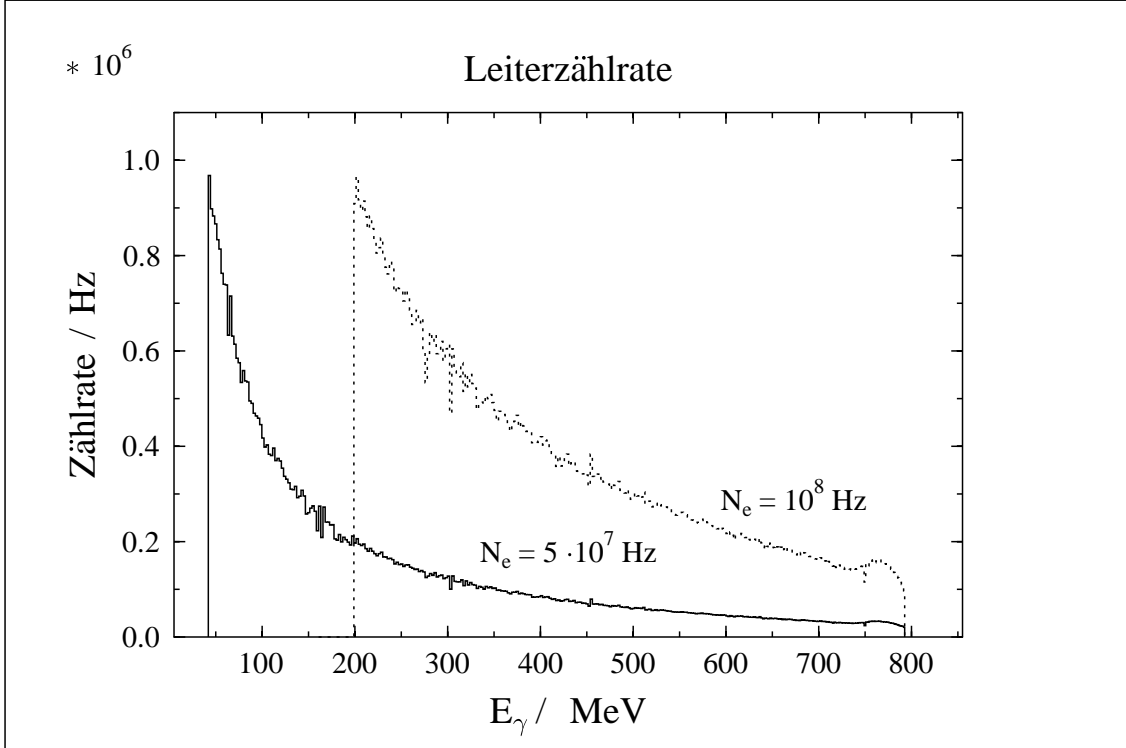


Abb. 3.4.1: Zählratenspektrum der Elektronenleiter.

die Richtung des primären Elektronenimpulses emittiert. Näherungsweise gilt für die Winkelverteilung:

$$f(\vartheta) \simeq \frac{\vartheta}{(\vartheta^2 + \vartheta_c^2)^2} \quad (3.4.1)$$

Für den sogenannten charakteristischen Winkel ϑ_c gilt:

$$\vartheta_c = \frac{m_e}{E_0} \quad (3.4.2)$$

In einen Kegel mit dem halben Öffnungswinkel ϑ_c werden ca. 50% der Bremstrahlphotonen emittiert. Die Größe dieses Bremsstrahlkegels ist stark von der Elektronenenergie abhängig und liegt bei $E_0 = 855 \text{ MeV}$ an MAMI noch bei $\vartheta_c = 0.6 \text{ mrad}$.

Bei einem Abstand des Targets vom Radiator von bis zu 20 m ergibt sich dann

ein Photonenstrahldurchmesser auf dem Target von $> 4\text{ cm}$. Für eine definierte und begrenzte Ausleuchtung des Targets ist es daher erforderlich, den Photonenstrahl im Tagger zu kollimieren (siehe Abb. 3.1.2).

Durch diese Kollimation, in der Regel auf einen charakteristischen Winkel der Bremsstrahlkeule, gehen jedoch Photonen aus dem Photonenstrahl verloren. Zur Bestimmung des Photonenflusses auf dem Target, ist daher die Photonenmarkierungseffizienz der Gesamtanlage zu messen. Diese Messung erfolgt mit einem totalabsorbierenden Photonendetektor, z.B. einem ausreichend dimensionierten Bleiglasdetektor, an der Targetposition im direkten Photonenstrahl.

Der Detektor mißt die Anzahl der jeweils am Targetort ankommenden markierten Photonen N_K pro Leiterkanal. Dies entspricht der Anzahl der Ereignisse in den Latch- bzw. TDC-Kanälen. Die Markierungseffizienz ist definiert als das Verhältnis der Koinzidenzrate N_K zur freien Rate N_e des jeweiligen Leiterkanals.

$$\epsilon_{tag} = \frac{N_K}{N_e} \quad (3.4.3)$$

Die freie Rate N_e des Leiterkanals wird mittels der Scaler-Module bestimmt.

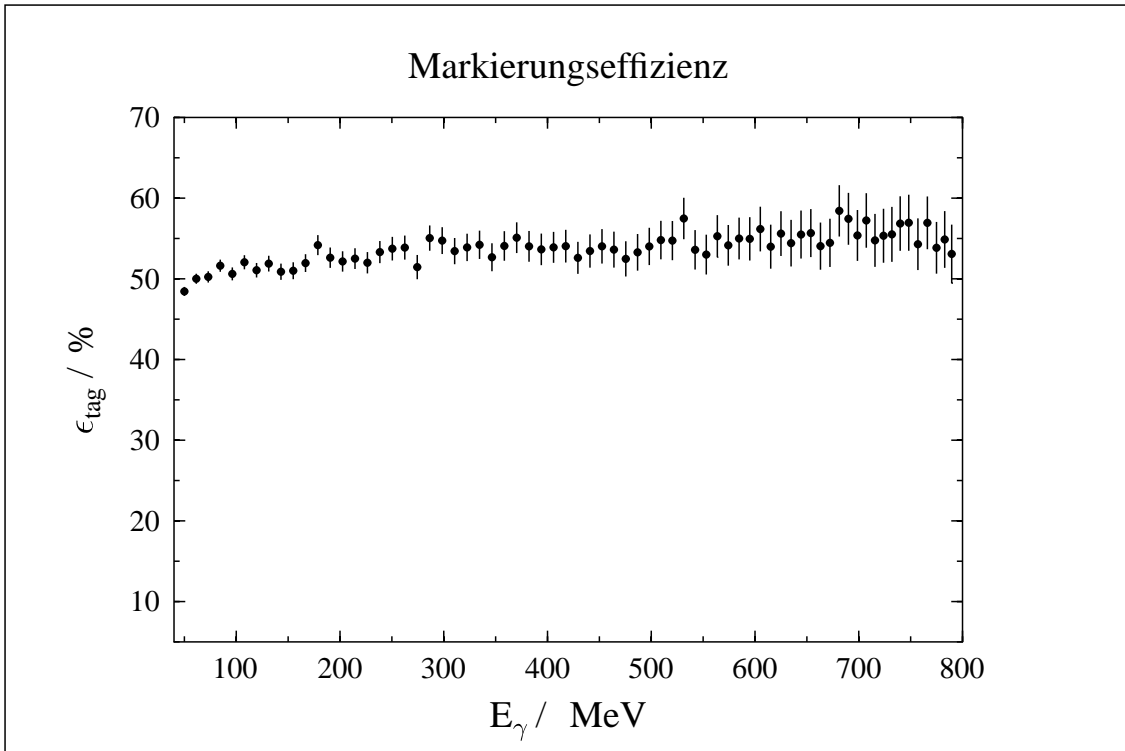


Abb. 3.4.2: Markierungseffizienz als Funktion der Photonenergie.

Die Markierungseffizienz als Funktion der Photonenergie, wie sie im Rahmen dieser Arbeit bestimmt und für die Berechnung des Photonenflusses am Targetort verwendet wurde, zeigt Abb. 3.4.2.

Diese Absolutbestimmung der Markierungseffizienz kann jedoch nicht während des eigentlichen Experiments, sondern nur bei geringer Intensität (Detektor im Primärstrahl !) erfolgen.

Die Messungen werden daher in der Regel vor und nach jeder Datenaufnahme durchgeführt. Mit der so aktuell bestimmten Markierungseffizienz ist es dann möglich, aus der Gesamtzahl der Elektronen in den Leiterkanälen, die während des gesamten Experiments gezählt werden, den Photonenfluß auf dem Target pro Leiterkanal zu bestimmen.

Da die Markierungseffizienz zur Bestimmung des Photonenflusses und damit auch zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes einer photoinduzierten Reaktion von zentraler Bedeutung ist, gibt es auch Bemühungen, diese Größe während des eigentlichen Experiments ständig zu überwachen (siehe [Jah 94]).

4 Das Compton- und π^0 - Spektrometer CATS

4.1 Konzept des CATS-Spektrometers

Die Comptonstreuung und die Photoproduktion neutraler Pionen an Kernen können Beiträge zur Lösung ähnlicher physikalischer Fragestellungen liefern (siehe Kapitel 2.2).

Da das neutrale Pion zu 98% in zwei Photonen zerfällt, bildet diese Reaktion für die im Wirkungsquerschnitt um zwei Größenordnungen kleinere Comptonstreuung einen schwer zu separierenden Untergrund. Es liegt daher aus physikalischen und meßtechnischen Gründen nahe, ein Detektorkonzept zu entwickeln, das beide Reaktionen simultan mit guter Separation der einzelnen Kanäle vermessen kann.

Um entscheidende qualitative Verbesserungen gegenüber den in den 70er Jahren durchgeführten Messungen an Kernen (siehe z.B. [Are 83], [Hay 84]) zu erreichen, ist es erforderlich, den Endzustand des Restkerns aufzulösen. Die Energiebilanz der Reaktion muß daher bis auf wenige MeV genau bestimmt werden, um z.B. an ^{12}C Reaktionen zum Grundzustand des Kerns von Reaktionen zum ersten angeregten Zustand 0^+ (4.4 MeV) separieren zu können.

Mit der Energiemarkierungstechnik für das die Reaktion auslösende Photon (siehe Kapitel 3.1) ist die Grundvoraussetzung zur Erreichung dieses Ziels gegeben. Für die Comptonstreuung und die neutrale Pionproduktion ist jedoch zusätzlich der Nachweis des gestreuten Photons bzw. der π^0 -Zerfallsphotonen mit möglichst guter Energieauflösung erforderlich, da bei der Reaktion an Kernen der Rückstoßkern in der Regel nicht nachgewiesen werden kann.

Die besten zur Zeit verfügbaren Photonendetektoren sind großvolumige, homogene Schauerzähler aus NaJ mit einer Energieauflösung von [PDG 88]:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2\%}{\sqrt[4]{E_\gamma/\text{GeV}}} \quad (FWHM) \quad (4.1.1)$$

Das heißt, daß z.B. ein gestreutes Photon im Bereich der Δ -Resonanz mit einer Energie $E_\gamma' = 300 \text{ MeV}$ mit einer Auflösung von $\Delta E_\gamma' = 8 \text{ MeV}$ nachgewiesen werden kann.

Diese Auflösung ist offensichtlich nicht ausreichend, um einzelne Anregungszustände des Kerns voneinander zu trennen. Ein geeignetes Detektorsystem sollte daher zusätzlich die Zerfallsprodukte angeregter Kernzustände spektroskopieren können, um dadurch den Endzustand des Kerns in der Reaktion festzulegen.

Eine der wesentlichen Randbedingungen für die Detektorkonzeption ist die Anpassung der Akzeptanz an den von der Markierungsanlage abgedeckten Energiebereich von $E_\gamma^{tag} = 40\text{--}792 \text{ MeV}$, um so, insbesondere bei Messungen am Nukleon, alle in diesem Bereich auftretenden Resonanzen simultan untersuchen zu können.

Für den Nachweis eines einzelnen Photons aus der Comptonstreuung stellt dies kein Problem dar. Bei der π^0 -Produktion sind jedoch zwei über die Kinematik korrelierte Photonen nachzuweisen.

Der Zerfall des neutralen Pions im Laborsystem läßt sich als Ellipse (siehe Abb. 4.1.1) darstellen, deren Brennpunkte durch den Impulsvektor des Pions miteinander verbunden sind (siehe auch Anhang A.1.1).

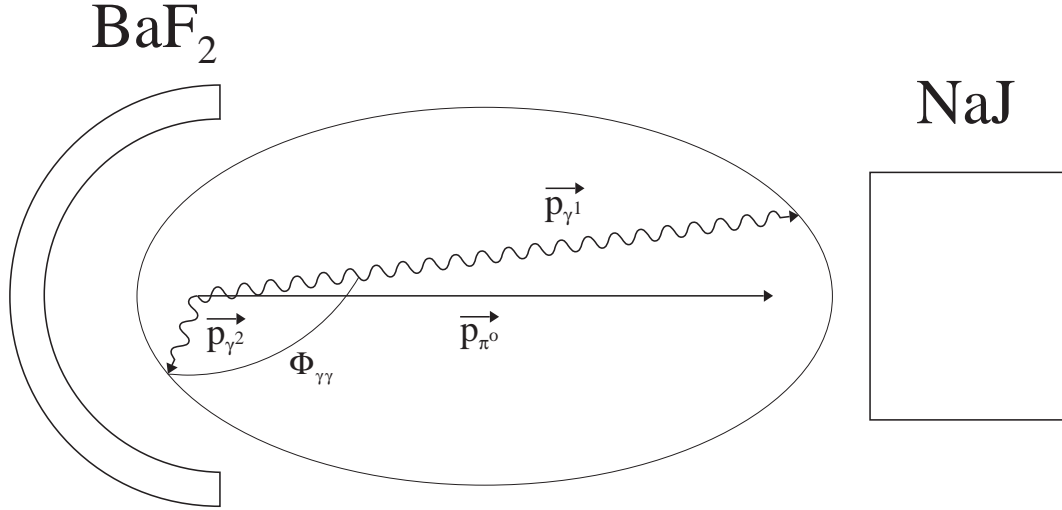


Abb. 4.1.1: Zerfall des neutralen Pions im Laborsystem und Detektoraufbau für den Nachweis des asymmetrischen π^0 -Zerfalls.

Auf dem Rand der Ellipse enden alle kinematisch erlaubten Paare von Photonenimpulsen. Der Impuls und die Energie des Pions ergeben sich aus der Energie- und Impulssumme der einzelnen Photonen.

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung $W(\Phi_{\gamma\gamma})$ der möglichen Öffnungswinkel $\Phi_{\gamma\gamma}$ zwischen den beiden Photonen ist in Abb. 4.1.2 für verschiedene Pionenergien dargestellt. Es wird deutlich, daß der kleinste vorkommende Öffnungswinkel

$$\Phi_{\gamma\gamma}^{min} = 2 \arcsin \left(\frac{m_{\pi^0}}{E_{\pi^0}} \right) \quad (4.1.2)$$

mit wachsender Pionenergie E_{π^0} abnimmt, die Verteilung jedoch immer bis zum energieunabhängigen maximalen Öffnungswinkel $\Phi_{\gamma\gamma}^{max} = 180^\circ$ reicht.

Die beiden Grenzen der Öffnungswinkelverteilung entsprechen kinematischen Extremfällen des Pionzerfalls:

- Beim **symmetrischen Zerfall** werden die beiden Photonen symmetrisch zum Pionimpuls, mit jeweils der Hälfte der Energie und des Impulses des Pions, unter dem minimalen Öffnungswinkel emittiert.

- Im Fall des extrem **asymmetrischen Zerfalls** wird ein Photon mit nahezu dem gesamten Impuls des Pions in dessen Richtung emittiert, das andere Photon, mit dem kleineren Restbetrag des Impulses, bewegt sich entgegen der Pionrichtung. Das hochenergetische Photon trägt in diesem Fall praktisch die gesamte kinematische Information des Pions.

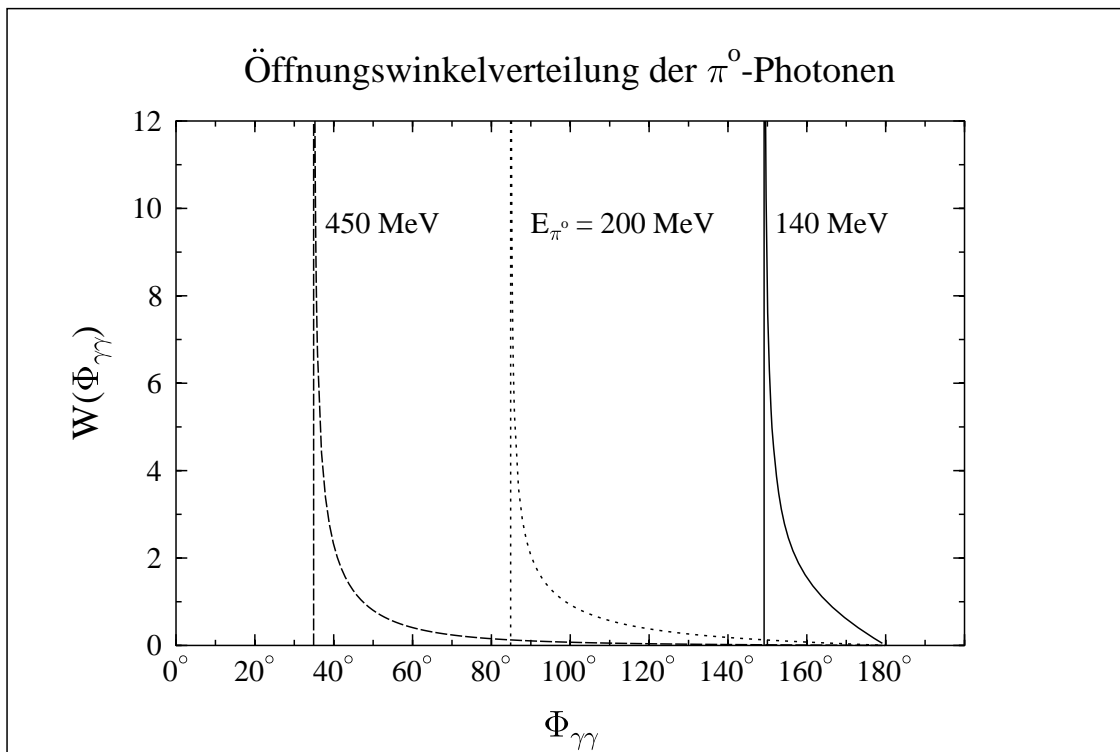


Abb. 4.1.2: Öffnungswinkelverteilung der π^0 -Zerfallsphotonen.

Ein idealer Detektor für den π^0 -Nachweis sollte das gesamte Zerfallsellipsoid mit Detektoren guter Energieauflösung und ausreichender Granularität für eine gute Richtungsdefinition der Photonen abdecken.

Diese Lösung widerspricht einerseits den meßtechnischen Anforderungen der Comptonstreuung an Kernen nach einem großvolumigen, homogenen Detektor, andererseits ist sie in der Regel auch aus Kostengründen nicht realisierbar.

Die meisten Detektorsysteme für den π^0 -Nachweis bestehen daher aus 2 Detektorblöcken (siehe z.B. [Str 88]), mit denen der am häufigsten vorkommende minimale Öffnungswinkel abgedeckt wird.

Die starke Energieabhängigkeit des minimalen Öffnungswinkels (siehe Abb. 4.1.2) führt jedoch dazu, daß dieses Prinzip jeweils nur für eine Pionenergie optimal funktioniert. Die Messung des asymmetrischen Zerfalls in der Nähe des maximalen Öffnungswinkels ist jedoch für alle Pionenergien möglich. Damit ist auch die Anpassung an den großen Energiebereich der Photonenmarkierungsanlage gegeben.

Zur Spektroskopie des asymmetrischen π° -Zerfalls bietet sich der Nachweis des hochenergetischen Photons durch einen Detektor mit guter Energieauflösung, z.B. durch einen großen NaJ-Detektor an (siehe Abb. 4.1.1), insbesondere, da ein solcher Detektor auch zum Nachweis der gestreuten Photonen aus der Comptonstreuung benötigt wird.

Eine geringe Winkelvariation des hochenergetischen Photons über den Raumwinkel des NaJ-Detektors führt im Fall des asymmetrischen π° -Zerfalls jedoch zu einer großen Winkelvariation des niederenergetischen Photons (siehe auch Anhang A.1.1). Um eine endliche π° -Nachweiswahrscheinlichkeit zu erzielen, ist es daher erforderlich, das niederenergetische Photon durch einen Detektor mit einem Raumwinkel von 2π oder größer nachzuweisen (siehe Abb 4.1.1).

Zur Identifikation von Ereignissen aus der Comptonstreuung am Nukleon kann der 2π -Detektor auch als Veto für asymmetrisch zerfallende π° -Ereignisse eingesetzt werden.

Bei einem Streu- bzw. Pionproduktionswinkel von $\vartheta_{ls} = 60^\circ$ im Laborsystem und einer Energie des markierten Photons von $E_\gamma^{tag} = 600$ MeV beträgt die relative Differenz zwischen der Energie des gestreuten Photons E'_γ und der Energie E_γ^{max} eines hochenergetischen π° -Zerfallsphotons:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E'_\gamma - E_\gamma^{max}}{E'_\gamma} = 1.7\% \quad (4.1.3)$$

Mit wachsender Energie E_γ^{tag} wird dieser Wert kleiner. Bei einem Nachweis des gestreuten Photons mit einer Auflösung von $\Delta E/E = 2\%$ ist dann eine Trennung von Comptonstreuung und asymmetrischem π° -Zerfall nur noch mittels des Vetos der π° -Ereignisse durch den 2π -Detektor möglich.

Die Anforderungen an die Energieauflösung des 2π -Detektors ergeben sich aus Abb. 4.1.3. Diese Abbildung zeigt die erreichbare Auflösung ΔE_{π° bei der Bestimmung der Pionenergie nach

$$E_{\pi^\circ} = E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2} \quad (4.1.4)$$

als Funktion des Öffnungswinkels $\Phi_{\gamma\gamma}$ für unterschiedliche Auflösungen $\Delta E_{\gamma 2}$. Die Auflösung für das hochenergetische Photon wurde zu $\Delta E_{\gamma 1}/E_{\gamma 1} = 2\%$ angenommen. Die beste Auflösung ergibt sich für den symmetrischen Zerfall $\Phi_{\gamma\gamma} = \Phi_{\gamma\gamma}^{min}$ bei Detektoren gleich guter Auflösung.

Jedoch können auch für den Fall einer 10-mal schlechteren Auflösung für den Detektor des niederenergetischen Photons noch akzeptable Pionenergieauflösungen erzielt werden, wenn der Öffnungswinkel $\Phi_{\gamma\gamma} > 100^\circ$ ist. Dann trägt das mit guter Auflösung vermessene hochenergetische Photon 90% der gesamten Energie des Pions.

Die Energieauflösung $\Delta E_{\pi^0} = 6-8$ MeV ist nicht ausreichend, um einzelne Anregungszustände des Restkerns nach der Reaktion voneinander zu trennen.

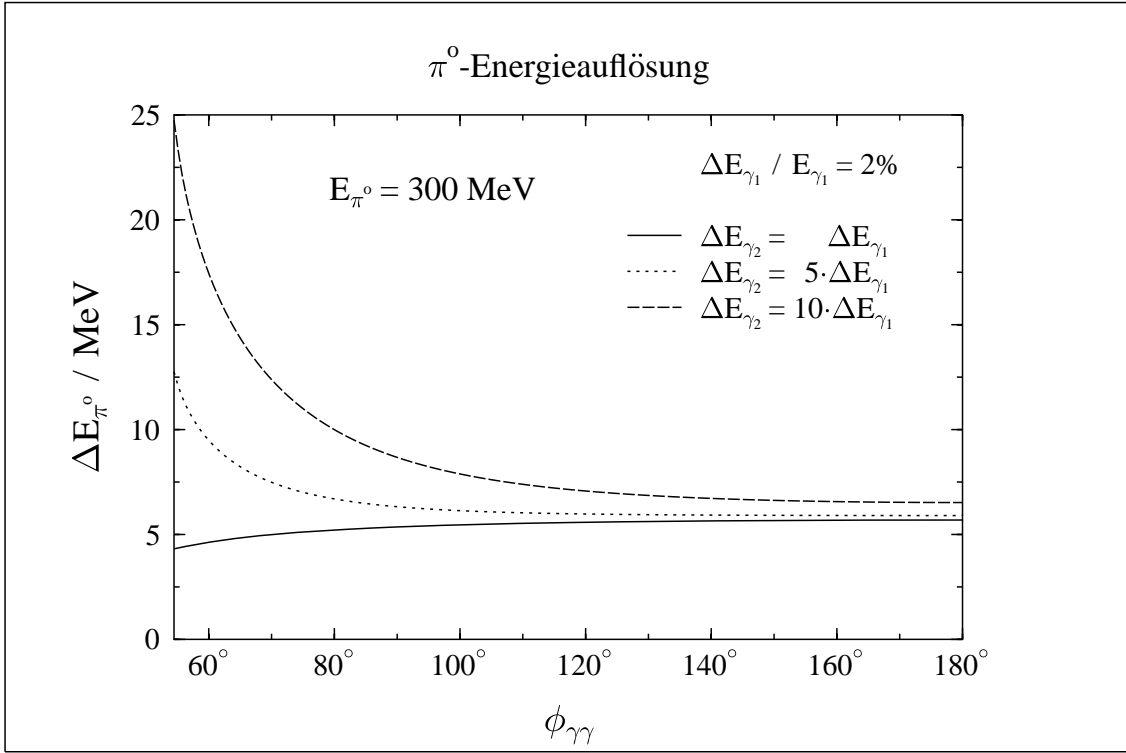


Abb. 4.1.3: π^0 -Energieauflösung als Funktion des Öffnungswinkels $\Phi_{\gamma\gamma}$ bei verschiedenen Energieauflösungen ΔE_{γ_2} für den Detektor des niederenergetischen π^0 -Zerfallsphotons.

Der große Raumwinkel eines 2π -Detektors bietet jedoch die Möglichkeit, zusätzlich die Zerfallsprodukte angeregter Kernzustände zu spektroskopieren. Für diesen Zweck ist es erforderlich, daß das 2π -Detektorsystem verschiedene Teilchenarten unterscheiden kann, z.B. Protonen aus der quasifreien Produktion am Kern von Photonen aus dem π^0 -Zerfall bzw. dem Gammazerfall angeregter Kernzustände.

Zur Identifikation des neutralen Pions über die Rekonstruktion der invarianten Masse nach

$$m_{\pi^0}^2 = 2E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}(1 - \cos\Phi_{\gamma\gamma}) \quad (4.1.5)$$

ist die Bestimmung des Öffnungswinkels der beiden Photonen erforderlich. Um die dafür notwendige Richtungsdefinition des niederenergetischen Photons zu gewährleisten, muß der 2π -Detektor aus unabhängigen Modulen aufgebaut werden.

Für die unter Vorwärtswinkel zum Photonenstrahl angeordneten Detektormodule einer solchen 2π -Anordnung ist, insbesondere bei Messungen an Kernen, eine hohe Einzelzählrate zu erwarten. Dies erfordert einen Szintillator mit möglichst kurzer Signalanstiegszeit.

Aus diesen Überlegungen ergeben sich die Anforderungen an die Detektormodule der 2π -Anordnung:

- Moderate Energieauflösung für Photonen
- Teilchenidentifikation
- Schneller Szintillator.

Diese Forderungen lassen sich am besten bei der Verwendung von BaF_2 als Detektormaterial erfüllen (siehe Abschnitt 4.3.2).

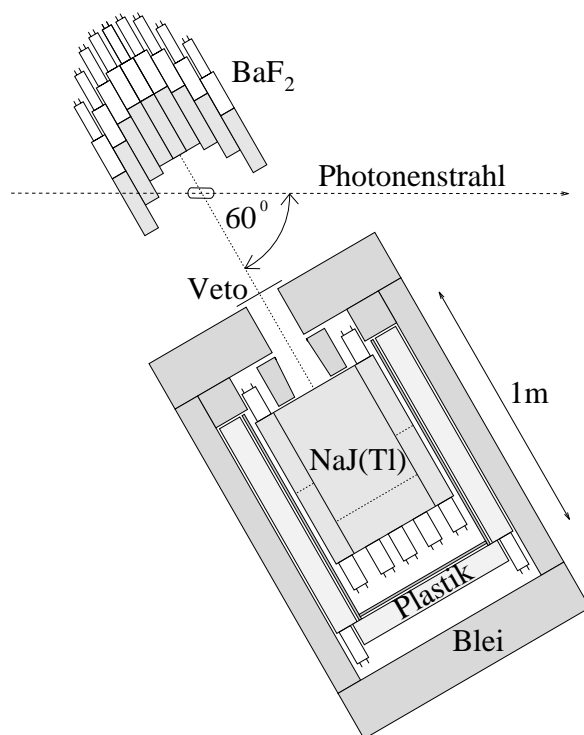


Abb. 4.1.4: Schnitt durch den CATS-Detektoraufbau.

Die Abb. 4.1.4 zeigt eine Darstellung des CATS-Detektors (Compton- And Two Photon Spectrometer), wie es im Rahmen dieser Arbeit in Zusammenarbeit mit den Herren Peise [Pei 96], Schneider [Schn 94] und Wissmann [Wis 93] realisiert wurde.

Für die ersten Messungen wurde das NaJ-Spektrometer unter einem Winkel von 60° zum Photonenstrahl angeordnet. Die 2π -Anordnung aus 61 BaF_2 -Detektormodulen ist unter einem Winkel von 180° zum NaJ-Detektor aufgebaut.

Die Details der Detektorkonstruktionen und die Bestimmung der Apparatefunktionen im direkten Photonenstrahl werden in den folgenden Abschnitten näher erläutert.

4.2 Der NaJ-Detektor

Der NaJ-Detektor des Compton- And Two Photon Spectrometer (CATS) dient dem Nachweis der gestreuten Photonen aus der Comptonstreuung und der hochenergetischen Photonen aus dem π^0 -Zerfall.

Der mit möglichst guter Auflösung (siehe Kapitel 4.1) abzudeckende Energiebereich reicht daher von $E_\gamma = 60 \text{ MeV} \approx m_{\pi^0}/2$ bis zum Maximum der Photonenmarkierungsanlage bei ca. $E_\gamma = 800 \text{ MeV}$.

Nach dem heutigen Stand der Detektortechnologie läßt sich eine Auflösung von besser als $\Delta E_\gamma/E_\gamma = 2\%$ für diesen Energiebereich nur mit einem entsprechend dimensionierten NaJ-Detektor erreichen, dessen Lichtsammlungseigenschaften außerdem durch eine aufwendige Behandlung der Kristalloberfläche homogenisiert werden müssen (siehe [Wis 93]).

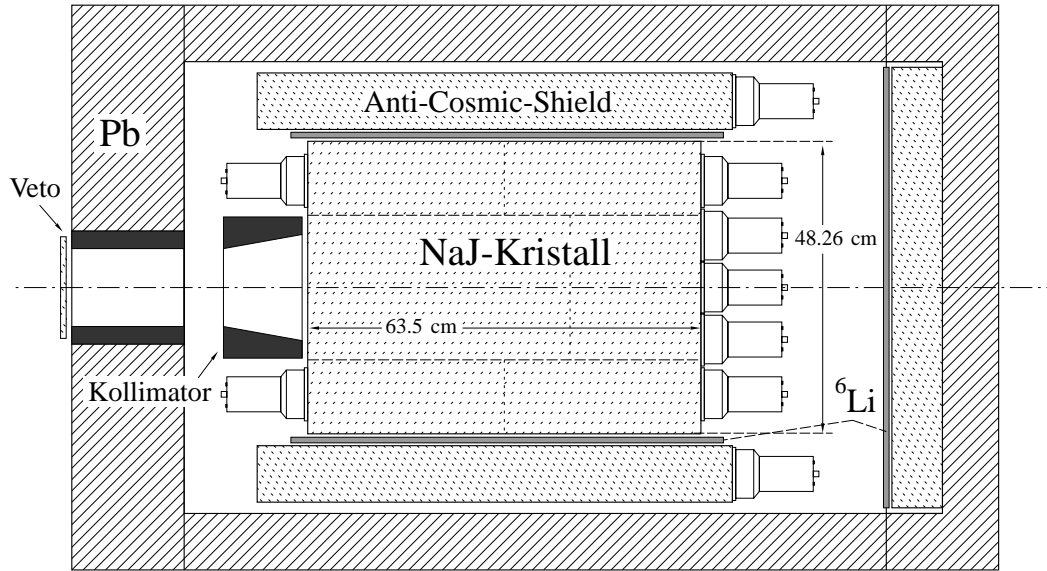


Abb. 4.2.1: Aufbau des NaJ-Detektors, Schnitt entlang der Symmetrieachse.

Der Gesamtaufbau des NaJ-Spektrometers ist in Abb. 4.2.1 dargestellt. Radius und Länge des zylindrischen NaJ-Detektors wurden so gewählt, daß der elektromagnetische Schauer eines Photons der Energie $E_\gamma = 800 \text{ MeV}$ möglichst vollständig absorbiert werden kann. Die Verwendung von NaJ als Detektormaterial erfordert zur Absorption von 98% der Schauerenergie in longitudinaler Richtung eine Detektorlänge von:

$$L(98\%) \approx 3 \cdot t_{med} = 42 \text{ cm}$$

$$t_{med} = \ln\left(\frac{E_\gamma}{E_c} + 1.2\right) \cdot X_0 \text{ mittlere Schauereindringtiefe}$$

$$E_c = 12.5 \text{ MeV kritische Energie}^1, X_0 = 2.59 \text{ cm Strahlungslänge}^2$$

¹ E_c : Elektronenergie, ab der der Energieverlust durch Strahlung den durch Ionisation überwiegt.

² X_0 : Schichtdicke, in der mit einer Wahrscheinlichkeit von $P \approx 54\%$ Paarbildung bei hohen Photonenenergien stattfindet.

Für eine Absorption von 99% der Schauerenergie in radialer Richtung ist ein Radius von:

$$R(99\%) \approx 3 \cdot R_M \approx 13 \text{ cm}$$

$$R_M = 21 \text{ MeV} \cdot \frac{X_0}{E_c} = 4.35 \text{ cm} \quad \text{Molièreradius}$$

erforderlich (siehe auch [AMA 81]).

Das zylindrische Kernstück des NaJ-Detektors besteht aus zwei optisch gekoppelten Kristallen von 19 bzw. 6 inch Länge, so daß eine Gesamtlänge von $L = 63.5 \text{ cm} = 24.5 X_0$ zur Verfügung steht. Der den 7 Photomultipliern zugewandte kleinere Kristall dient dabei unter anderem auch als aktiver Lichtleiter. Der Durchmesser des Kernstücks beträgt $6.2 R_M = 26.67 \text{ cm}$.

Für ein den Detektor zentral treffendes Photon sind diese Dimensionen mehr als ausreichend. Um jedoch auch bei einer durch die Bleiabschirmung (siehe Abb. 4.2.1) begrenzten maximalen Ausleuchtung des Kernstücks von 20 cm nach jeder Seite noch mehr als $3 R_M$ NaJ-Material zur Verfügung zu haben, ist das Kernstück von 6 Mantelsegmenten umgeben. Der Gesamtdurchmesser des NaJ-Detektors beträgt damit 19 inch = 48.26 cm. Die Mantelsegmente sind gegeneinander und gegen das Kernstück optisch getrennt. Das Szintillationslicht wird an beiden Seiten der Mantelsegmente von je 2 Photomultiplerröhren gesammelt.

Minimalionisierende Höhenstrahlungsereignisse deponieren bei einem Energieverlust von $dE/dx_{min} = 4.85 \text{ MeV/cm}$ [Gra 85] in diesem NaJ-Detektor eine Energie, die der eines Photons mit $E_\gamma = 234 \text{ MeV}$ entspricht. Zur Identifikation solcher Ereignisse ist der NaJ-Detektor daher von einem sogenannten Anti-Cosmic-Shield umgeben.

Der Anti-Cosmic-Shield besteht aus fünf 10 cm dicken Plastikszintillationssegmenten, die zu einem Ring zusammengesetzt sind. Dieser Ring wird durch eine Plastikszintillations Scheibe an der Rückseite des NaJ-Detektors ergänzt.

Zur Abschirmung gegen elektromagnetischen Untergrund ist das Spektrometer in ein an allen Stellen mindestens 10 cm starkes Bleigehäuse eingebaut. Der Neutronenuntergrund wird durch das Bleigehäuse und den Plastik des Anti-Cosmic-Shield thermalisiert. Die thermischen Neutronen werden dann durch eine 1 cm starke ${}^6\text{LiCO}_3$ -Schicht, die zwischen Anti-Cosmic-Shield und NaJ-Kristall angebracht ist, absorbiert. Vor dem Eintrittskollimator des NaJ-Spektrometers ist zur Identifikation geladener Teilchen ein 1cm starker Plastikszintillator als Vetodetektor angebracht.

4.2.1 NaJ-Elektronik

Die Aufgabe der NaJ-Elektronik ist es, für hochenergetische Photonen aus der Comptonstreuung bzw. dem asymmetrischen π^0 -Zerfall ($E_\gamma > 60 \text{ MeV}$) ein Signal zu erzeugen, das als X-Triggersignal für die Tagger-Elektronik bereitgestellt werden kann (siehe Kapitel 3.3). Dort wird über eine Koinzidenz dieses Signals mit den Elektronenkanälen des Taggers das einlaufende Bremsstrahlphoton energiemarkiert.

Die NaJ-Elektronik muß also neutrale Teilchen oberhalb einer bestimmten Energieschwelle identifizieren, ihre Energie vermessen und sicherstellen, daß es sich nicht um Höhenstrahlungsereignisse handelt.

Das Prinzip der Signalverarbeitung in der NaJ-Elektronik ist am Beispiel des Kernstückes in Abb. 4.2.2 als vereinfachtes Blockschaltbild dargestellt.

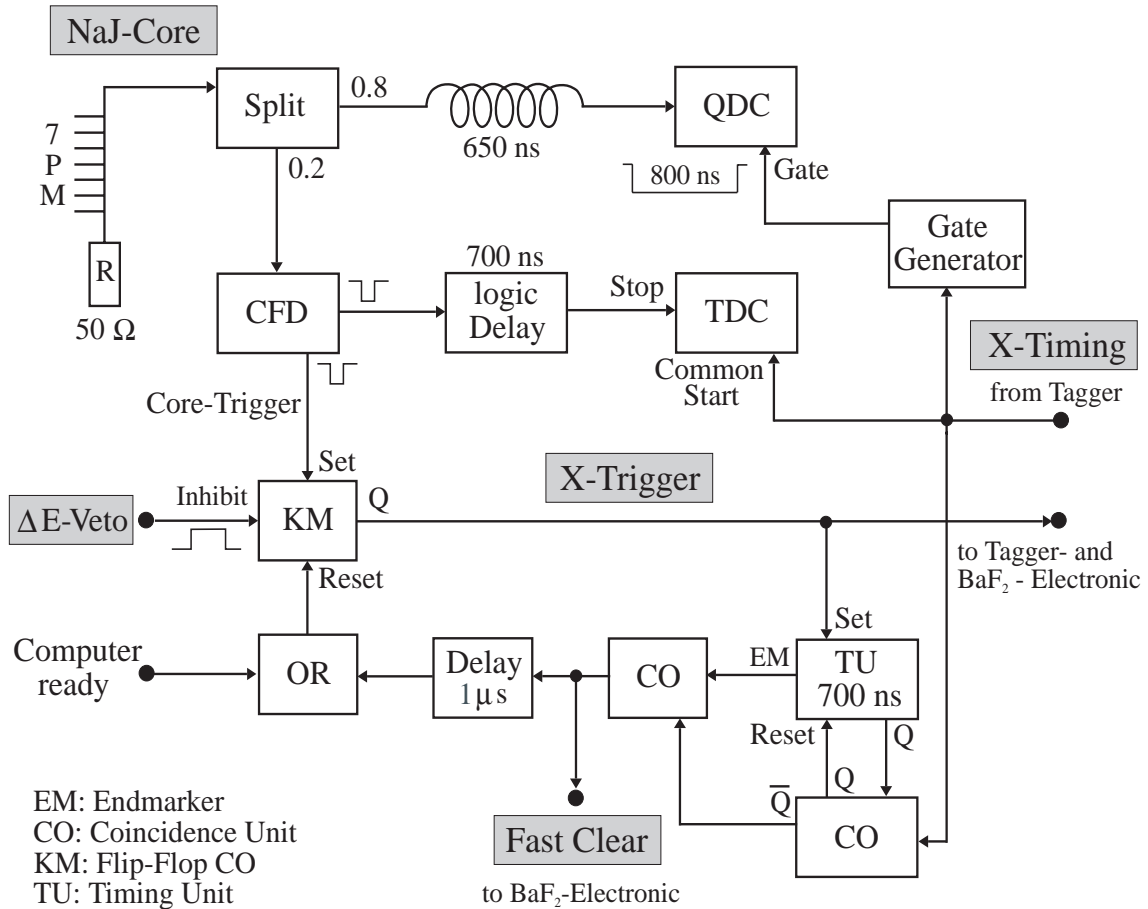


Abb. 4.2.2: Vereinfachtes Blockschaltbild der NaJ-Elektronik für das NaJ-Kernstück, die Trigger- und Fast-Clear Logik.

Die Signale der 7 Photomultiplier (PM) des Kernstückes (=NaJ-Core) werden passiv addiert. Dieses Signal wird dann im Verhältnis 80:20 passiv geteilt (Split). Ein Signal wird zur Energiemessung durch den QDC (=Charge to digital converter) integriert, das andere Signal mittels eines CFD (=Constant fraction discriminator) in ein logisches Signal umgewandelt. Die Schwelle des Diskriminators wurde dabei auf einen der Energie $E_\gamma = 60 \text{ MeV}$ entsprechenden Wert eingestellt.

Die Verarbeitung der PM-Signale aus den NaJ-Segmenten, dem Plastik-Vetodetektor und dem Anti-Cosmic-Shield erfolgt in ähnlicher Weise (siehe [Wis 93]).

Das Triggersignal des NaJ-Kernstücks (=Core-Trigger) wird nur dann als X-Trigger an die Tagger-Elektronik weitergeleitet, wenn nicht gleichzeitig ein Signal des Plastik-Vetodetektors an der Koinzidenzeinheit KM anliegt. Damit ist ein Trigger definiert, der von neutralen Teilchen im NaJ-Kernstück verursacht wird. Außer den Photonen können dies jedoch auch Neutronen sein, die bei der Datenanalyse durch eine Flugzeitmessung identifiziert werden müssen (siehe Kapitel 5.1).

Ist in der Tagger-Elektronik (siehe Kapitel 3.3) die Koinzidenz zwischen X-Trigger und einem Leiterkanal erfüllt, steht ein Referenzsignal mit X-Timing zur Verfügung. Aus diesem Signal mit dem Zeitverhalten des NaJ-Kernstücks werden für die NaJ-Elektronik die TDC-Startsignale und mittels geeignet eingestellter Gategeneratoren die Integrationszeiten der QDCs abgeleitet. Für das Core-Signal beträgt die Gatebreite 800ns. Die TDC-Stopsignale werden jeweils von den entsprechenden Triggersignalen aus NaJ-Core, NaJ-Segmenten bzw. dem Anti-Cosmic-Shield geliefert. Für das Kernstück enthält der TDC zwar bei gleichem Zeitverhalten von Start- und Stoppsignal nur einen konstanten Wert, alle anderen TDCs der NaJ-Elektronik enthalten jedoch die Information über das relative Zeitverhalten zwischen dem Ereignis im Kernstück und dem jeweiligen Stoppsignal. Insbesondere können mit der TDC-Information der Anti-Cosmic-Shield Segmente korrelierte Ereignisse im Core und Anti-Cosmic-Shield identifiziert und als Höhenstrahlungsereignisse verworfen werden (siehe Kapitel 5.1).

Die NaJ-Elektronik digitalisiert die Energie- und Zeitinformation des Detektors nur unter der Bedingung, daß koinzident zum NaJ-Core-Trigger ein Elektron in der Markierungsanlage nachgewiesen wird. Das Abwarten dieser Koinzidenzinformation in der Form des X-Timingsignals aus der Tagger-Elektronik erfordert eine lange Verzögerung (bis zu 700 ns) der zu verarbeitenden Signale. Ein solcher Aufwand ist für Detektorsysteme mit mehr Kanälen als beim NaJ-Detektor, z.B. die 2π -BaF₂-Anordnung von CATS (siehe Kapitel 4.3), nicht mehr möglich.

Für Detektoren, die auf den NaJ-Detektor als Trigger-Detektor angewiesen sind, jedoch die Koinzidenzinformation aus der Tagger-Elektronik nicht abwarten können, stellt die NaJ-Elektronik ein sogenanntes Fast-Clear-Signal zum schnellen Löschen der TDC- und QDC-Information zur Verfügung.

Der X-Trigger startet zu diesem Zweck ein Monoflop mit vorwählbarer Pulslänge (TU). Während dieser Pulsdauer wird das Eintreffen des X-Timingsignals aus der Tagger-Elektronik erwartet. Kommt innerhalb von 700 ns kein X-Timingsignal, so wird ein Fast-Clear-Signal erzeugt.

Um für die auf das Fast-Clear-Signal angewiesenen Detektorsysteme einen korrekten Gate-Fast-Clear- bzw. Gate-Auslesezyklus zu gewährleisten, verhindert die Koinzidenzeinheit KM die Produktion weiterer X-Trigger, bis sie durch ein Resetsignal zurückgesetzt wird. Das Resetsignal wird nach Ablauf eines Fast-Clear-Zyklus oder im Falle einer NaJ-Tagger-Koinzidenz und der damit verbundenen Datenauslese (siehe [Pei 96]) durch das Computer-Ready-Signal erzeugt.

Die mit diesem Verfahren verbundene Totzeit ist bei X-Triggerraten von ca. 50 Hz und einem X-Trigger/Fast-Clear Verhältnis von 10:1 vernachlässigbar.

4.2.2 Apparatfunktion des NaJ-Detektors

Die Energieeichung und die Bestimmung der Apparatfunktion des NaJ-Detektors wurden analog zu einer Messung der Markierungseffizienz (siehe Kapitel 3.4) mit dem NaJ-Detektor im direkten Photonenstrahl durchgeführt.

Bei geringer Intensität wurde das Bremsstrahlungsspektrum in Koinzidenz mit der Markierungsanlage vermessen. Die Abb. 4.2.3 zeigt exemplarisch gemessene QDC-Spektren des NaJ-Kernstücks für 3 verschiedene Leiterkanäle; diese entsprechen gemäß der Eichung des Magnetspektrometers den angegebenen Photonenenergien.

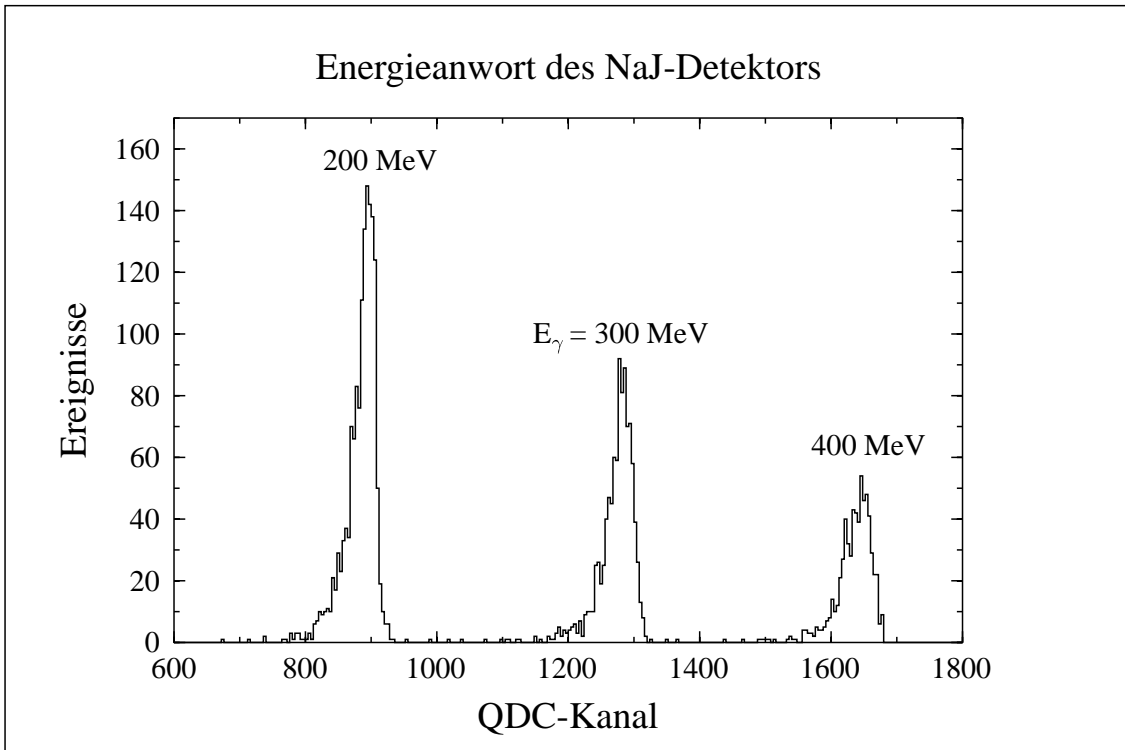


Abb. 4.2.3: Im Photonenstrahl gemessene QDC-Spektren des NaJ-Detektors bei verschiedenen Photonenenergien.

Zur Bestimmung der Eichfunktion wurden die dem Leiterkanal entsprechende höchste Photonenenergie und der Nulldurchgang der Hochenergieflanke des QDC-Spektrums verwendet (siehe auch [Wis 93]). Die Eichung der NaJ-Segmente konnte wegen des Bleihauses nicht im direkten Strahl sondern nur mit γ -Quellen durchgeführt werden. Mit Hilfe der Eichung der Detektorkomponenten kann die Gesamtenergie im NaJ-Detektor aus der Summe der Einzelenergien gebildet und die relative Energieauflösung bestimmt werden.

Die große Impulsakzeptanz der Energiemarkierungsanlage erlaubt die Bestimmung der Energieauflösung des NaJ-Detektors von $E_\gamma = 43 - 750 \text{ MeV}$ in einer einzigen Messung.

Bei der Berechnung der intrinsischen relativen Energieauflösung des NaJ-Detektors, wie sie in Abb. 4.2.4 dargestellt ist, wurde die Energiebreite der Leiterkanäle der Markierungsanlage von ca. 2 MeV herausgefaltet.

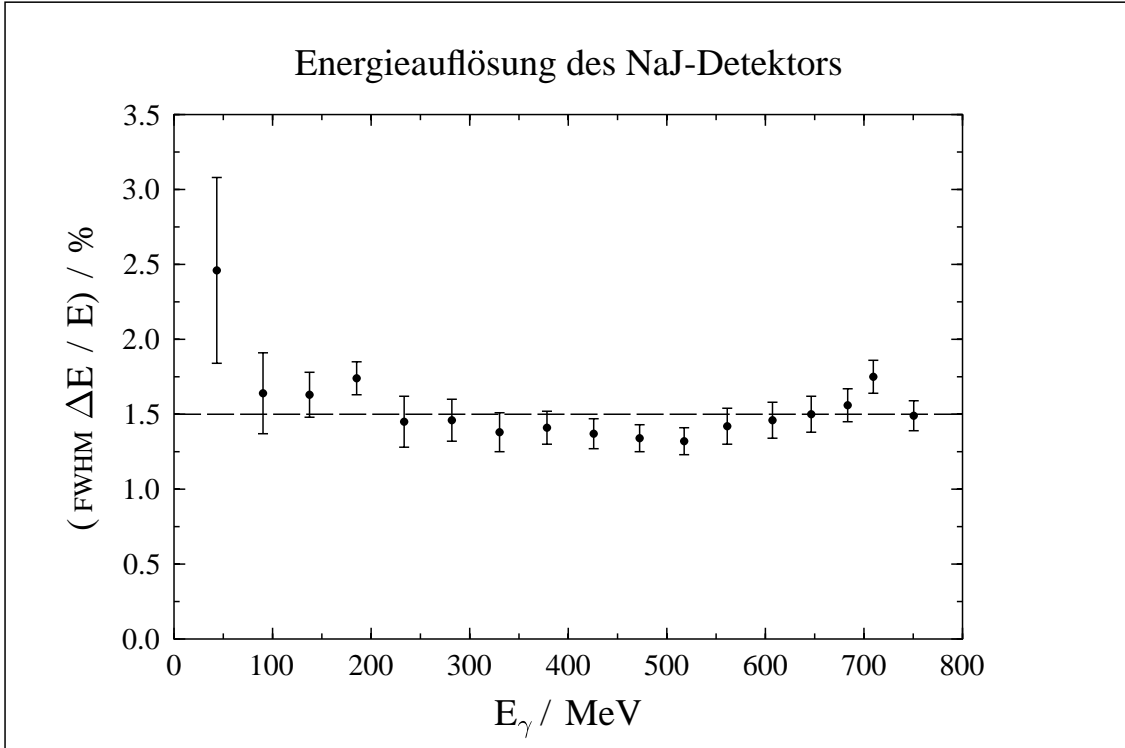


Abb. 4.2.4: Energieauflösung (FWHM) des NaJ-Detektors als Funktion der Photonenenergie.

Für Photonenenergien $E_\gamma > 100 \text{ MeV}$ beträgt die intrinsische Auflösung des NaJ-Detektors:

$$\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} \approx 1.5\% \quad (FWHM) \quad (4.2.1)$$

Mit dieser exzellenten Energieauflösung des NaJ-Spektrometers in Verbindung mit der Energiemarkierung des primären Photons ist es erstmals möglich, die Trennung zwischen Comptonstreuung und neutraler Pionproduktion Ereignis für Ereignis bis zu Energien von $E_\gamma = 600 \text{ MeV}$ durchzuführen (siehe auch Abschnitt 5.1 und [Wis 93], [Pei 96]).

4.3 Das BaF₂-Detektorsystem

4.3.1 Mechanischer Aufbau der 2 π -Anordnung

Das BaF₂-Detektorsystem besteht aus 61 identischen Detektormodulen (siehe Abschnitt 4.3.2) mit hexagonalem Querschnitt. Die Detektoren sind um den die Symmetrieachse bildenden Zentraldetektor in vier konzentrischen „Ringen“ zu jeweils 6, 12, 18 und 24 Detektoren angeordnet. Abbildung 4.3.1 zeigt die Frontansicht sowie Schnitte durch die horizontale bzw. vertikale Mittelebene der 2 π -Anordnung.

Um das Target halbkugelförmig mit Detektormaterial umgeben zu können, sind die Detektorringe mit von außen nach innen größer werdendem Abstand zur Frontfläche verschoben. Der so entstehende Innenraum für Target und Streukammer hat einen Radius von 15 cm. In der horizontalen Mittelebene müssen für den Einbau des einlaufenden Strahlrohres die Detektoren Nr. 27, 28 u. 48 zusätzlich verschoben werden.

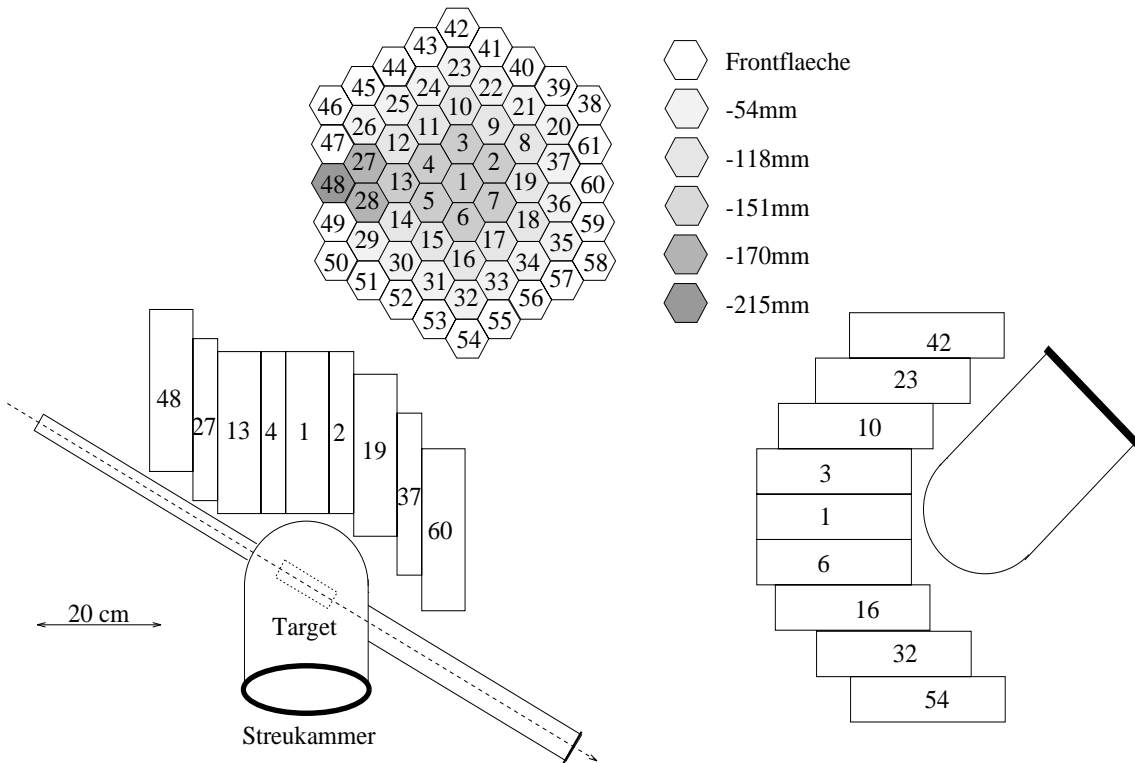


Abb. 4.3.1: Mechanischer Aufbau der 2 π -BaF₂-Anordnung

Für den äußersten Ring reduziert sich das longitudinal zur Verfügung stehende Detektormaterial auf weniger als 3 Strahlungslängen. Außerdem werden die äußeren Ringe seitlich in unterschiedlichen Abständen zum Photomultiplier getroffen, mit entsprechend nachteiligen Folgen für die Homogenität der Lichtsammlung im Detektor. Diese Geometrieeffekte beeinträchtigen die Nachweiswahrscheinlichkeit und die Antwortfunktion des Gesamtsystems.

Mit entsprechenden Testmessungen (siehe Kapitel 4.3.5) konnte jedoch gezeigt werden, daß diese Nachteile für Photonenenergien aus dem asymmetrischen π^0 -Zerfall bis $E_\gamma = 70 \text{ MeV}$ bedeutungslos sind.

Andererseits stellt der Aufbau der 2π -Anordnung aus identischen Detektoreinheiten die kostengünstigste und flexibelste Lösung dar. Bei wachsenden Ansprüchen an die Winkelauflösung kann die 2π -Anordnung durch zusätzliche Detektoren leicht ausgebaut werden; außerdem kann die Gesamtanordnung auch als Detektorblock mit ebener Frontfläche betrieben werden.

Die in Abb. 4.3.1 dargestellte Wabenstruktur aus 61 individuellen Detektormodulen mit einem Gesamtgewicht von ca. 300 kg ist in eine massive Rahmenkonstruktion aus Aluminium eingebaut. Um die Gewichtskräfte gleichmäßig auf die Kantenflächen der Detektorkristalle zu verteilen und die Maßtoleranzen der Einzelmodule ausgleichen zu können, wird jeder Detektor des äußeren Rings von zwei individuell einstellbaren Klemmprofilen abgestützt.

Für Experimente mit Targets aus flüssigem Wasserstoff bzw. Helium war die Konstruktion einer vakuumdichten Streukammer erforderlich (siehe auch [Hae 92]). Um den Energieverlust von Rückstoßprotonen aus der Comptonstreuung am Nukleon bzw. die Absorption von Photonen in der Streukammer zu minimieren, ist ein Material mit niedriger Kernladungszahl und eine möglichst geringe Wandstärke erforderlich. Die Kammer wurde daher aus kohlefaserverstärktem Kunststoff (CFK) gefertigt. Dieses hochfeste Material erlaubte den Bau einer Streukammer mit einer nach allen Seiten homogenen Wandstärke von 2.5 mm.

Unter der Annahme, daß es sich bei dem Wandmaterial der Kammer im wesentlichen um Kohlenstoff der Dichte $\rho = 1.7 \text{ g/cm}^3$ (= Dichte des CFK-Materials) handelt, kann der Energieverlust eines Rückstoßprotons in der Streukammerwand mit einer kinetischen Energie von $T_{kin} = 100 \text{ MeV}$ zu $\Delta E = 2.8 \text{ MeV}$ abgeschätzt werden. Für ein Photon der Energie $E_\gamma = 100 \text{ MeV}$ ergibt sich analog eine vernachlässigbare Konversionswahrscheinlichkeit in ein e^+e^- -Paar von $\varepsilon_k = 0.5 \%$.

4.3.2 Das BaF₂-Detektormodul

Die in Kapitel 4.1 erläuterten Anforderungen an die 2π -Anordnung

- Energieauflösung für Photonen $\Delta E_\gamma/E_\gamma < 20 \%$
- Teilchenidentifikation
- Hohe Zählratenbelastbarkeit und gute Zeitauflösung

führten zur Wahl von BaF₂ als Szintillationsmaterial. In Tabelle 4.3.1 sind die wichtigsten Eigenschaften dieses Szintillators zusammengefaßt. Das ultraviolette Szintillationslicht von BaF₂ weist zwei Komponenten auf. Die sogenannte kurze Komponente hat ihr Emissionsmaximum bei $\lambda = 210 \text{ nm}$, sie hat eine Lebensdauer von $\tau = 0.6 \text{ ns}$ und enthält ca. 23 % der gesamten Lichtausbeute.

Eigenschaften des BaF₂-Szintillators

Dichte		4.89	g/cm ³
Brechungsindex		1.5	bei 325 nm
Wellenlänge	a.	310	nm
	b.	195;210	nm
Zerfallskonstanten	a.	620	ns
	b.	0.6	ns
Photonen/MeV	a.	6500	
	b.	2000	
Strahlungslänge		2.05	cm
Molièreradius		3.39	cm
Kritische Energie		12.7	MeV
dE/dx _{min}		6.6	MeV/cm

Quelle: [Wak 84], [Gra 85], [Holl 89]

Tab. 4.3.1: Eigenschaften des BaF₂-Szintillators.

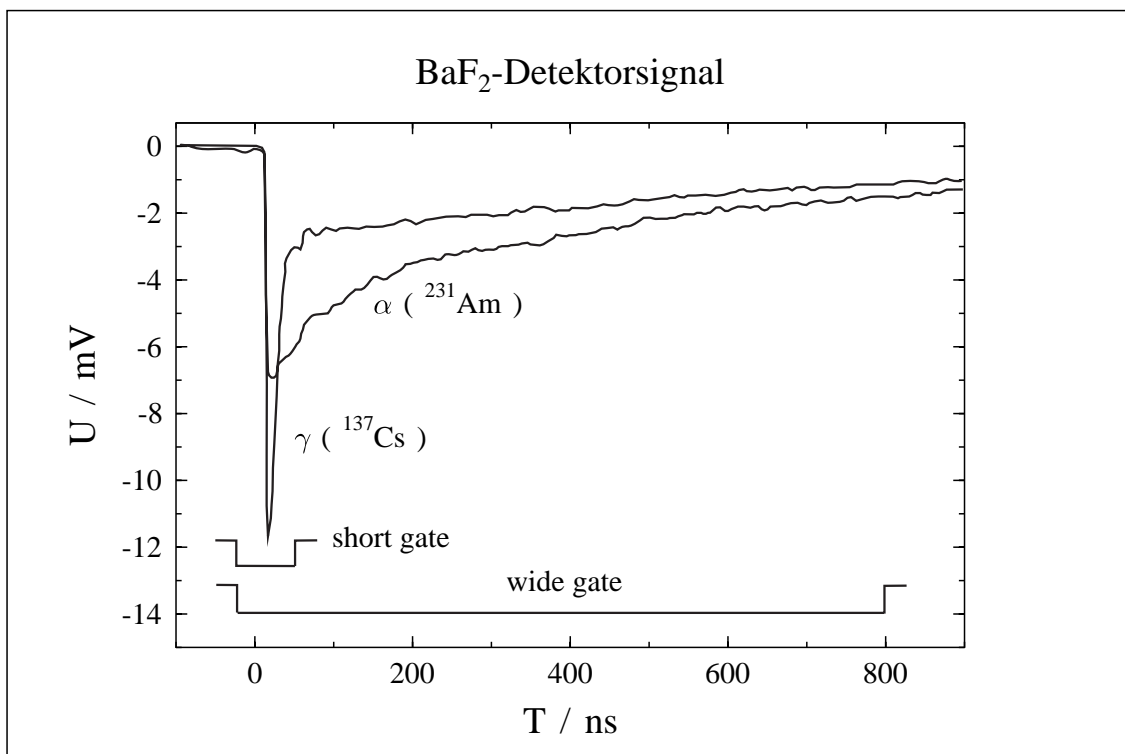


Abb. 4.3.2: Photomultipliersignal eines BaF₂-Detektors. Für die Teilchenidentifikation werden kurze (short gate) und lange (wide gate) Szintillationskomponente getrennt digitalisiert.

Die lange Komponente mit einer Lebensdauer von $\tau = 620 \text{ ns}$ hat ihr Maximum bei $\lambda = 320 \text{ nm}$ und trägt mit ca. 77 % zur gesamten Lichtausbeute bei.

Aus diesem Szintillationsverhalten ergibt sich das in Abb. 4.3.2 dargestellte Photomultipliersignal eines BaF_2 -Detektors für ein Photon bzw. α -Teilchen. Der schnelle Anstieg der kurzen Komponente ist der Grund für die sehr gute Zeitauflösung. Die Energieauflösung ist vorwiegend durch die gute Lichtausbeute in der langen Komponente gegeben.

Abbildung 4.3.2 zeigt, daß die Lichtausbeute in der kurzen Komponente sensitiv auf die Art des Teilchen ist. Für Teilchen mit großem spezifischem Energieverlust, z.B. α -Teilchen, kommt es im Kristall zu Gebieten hoher Ionisationsdichte, in denen die Energie nicht mehr überwiegend in Licht aus Fluoreszenzübergängen, sondern auch in Gitterschwingungen umgesetzt wird. Dieses sogenannte Quenching führt dazu, daß die Lichtausbeute in der kurzen Komponente für minimalionisierende Teilchen $\beta=1$ maximal ist und für langsamere Teilchen $\beta < 1$ stetig abnimmt. Der Vergleich der in beiden Komponenten produzierten Lichtmengen in der sogenannten Pulse-Shape-Analyse (siehe Kapitel 5.1) ermöglicht die für das Experiment notwendige Trennung von Protonen und Photonen.

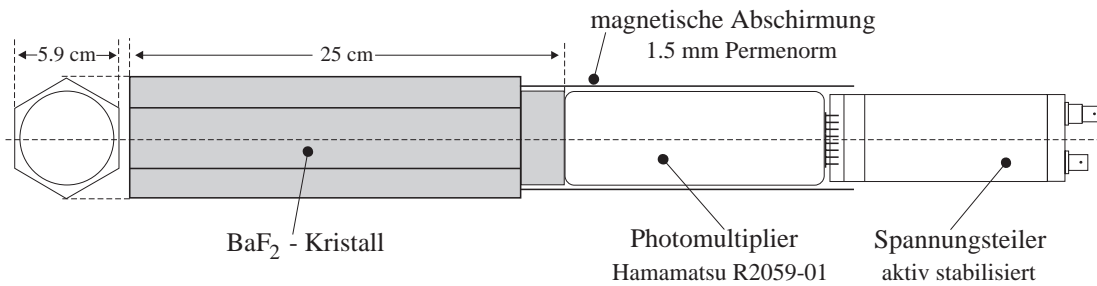


Abb. 4.3.3: Aufbau eines BaF_2 -Detektormoduls, Schnitt entlang der Symmetrieachse.

Der Aufbau eines BaF_2 -Detektormoduls ist in Abb. 4.3.3 dargestellt. Der Szintillator besteht aus einem hexagonalen BaF_2 -Kristall mit einer Länge von $25 \text{ cm} \approx 12X_0$ und einer Schlüsselweite von $5.9 \text{ cm} \approx 1.4 R_M$.

Die Dimensionen des Kristalls wurden so gewählt, daß für Photonenenergien bis $E_\gamma = 1 \text{ GeV}$ in longitudinaler Richtung noch ausreichend Detektormaterial zur Verfügung steht (siehe auch Kapitel 4.2). Bei einem Kristalldurchmesser von 1.4 Molièreradien verteilt sich der elektromagnetische Schauer auf mehrere Detektormodule, so daß bei einem Einsatz der Detektoren in ebenen Detektorblöcken durch Schwerpunktsrekonstruktion der Eintrittsort eines Photons in den Kristall bis auf 3 cm genau bestimmt werden kann (siehe [Nov 91]).

Zur Verbesserung der Lichtsammlung sind die Kristallflächen poliert und in Teflon und Aluminiumfolie eingepackt.

Eines der Kristallenden ist auf einer Länge von 2.5 cm mit einem Durchmesser von 5.4 cm zylindrisch abgedreht. An diesem Kristallende wird der Photomultiplier mittels eines optischen Öls angekoppelt. Diese Konstruktion erlaubt es, die zylindrische magnetische Abschirmung ausreichend über die Photokathode des Multipliers zu schieben. Zur Übertragung des exzellenten Zeitverhaltens der kurzen Szintillationskomponente wird ein UV-sensitiver Photomultiplier¹ mit einer schnellen Anstiegszeit verwendet.

Da BaF₂ nicht hygroskopisch ist, kann auf ein massives Detektorgehäuse verzichtet werden. Die mechanische Verbindung von Kristall, Photomultiplier und Spannungsteiler sowie die Lichtdichtigkeit der Gesamtanordnung kann so durch eine Ummantelung mit einem Schrumpfschlauch gewährleistet werden. Die insensitive Schicht zwischen den Detektorkristallen konnte so auf 2 mm Plastikmaterial reduziert werden.

Der Zusammenhang zwischen der im Photomultiplierpuls enthaltenen Ladung und der im Kristall produzierten Lichtmenge sollte unter allen Betriebsbedingungen linear sein. Dies erfordert stabile Potentialdifferenzen zwischen den 12 Dynoden des Photomultipliers. Bei Zählraten in der Größenordnung einiger 100 kHz erzeugt insbesondere die in der langen Komponente enthaltene Lichtmenge einen großen mittleren Dynodenstrom, der zum teilweisen Zusammenbrechen der Dynodenspannung führen kann. In der Spannungsteilerschaltung der BaF₂-Detektoren werden daher die Dynodenspannungen mit Transistoren aktiv stabilisiert. Die von der kurzen Komponente verursachten, schnell abklingenden Spitzenströme werden passiv durch die Entladung von Kondensatoren bereitgestellt, die sich zwischen den Pulsen wieder aufladen können (siehe hierzu auch [Schn 89]).

4.3.3 BaF₂-Elektronik

Die BaF₂-Elektronik verarbeitet und digitalisiert die Zählrate, Zeit- und Energieinformation separat für jedes der 61 Detektormodule. Abbildung 4.3.4 zeigt ein vereinfachtes Blockschaltbild.

Der elektromagnetische Schauer eines Photons breitet sich über mehrere Detektormodule aus, es ist daher erforderlich, alle oberhalb des Rauschens liegenden Detektorsignale zu digitalisieren, um die Gesamtenergie eines Photons mit guter Auflösung messen zu können. Andererseits ist es nur dann sinnvoll, diese Signale zu erfassen, wenn in der BaF₂-Anordnung koinzident zum X-Triggersignal des NaJ-Detektors ein Signal oberhalb einer vorwählbaren Energieschwelle vorliegt, z.B. von einem Photon aus dem π^0 -Zerfall.

Aus dem Photomultipliersignal der Detektormodule müssen daher neben dem Analogsignal für die Ladungsmessung auch logische Signale mit unterschiedlichen Energieschwellen abgeleitet werden. Zu diesem Zweck wird das Photomultipliersignal durch einen Split in mehrere Zweige aufgeteilt:

¹Hamamatsu R2059-1

1. Für den Analog-Zweig, das heißt die Ladungsmessung des Photomultiplier-signals in den QDCs, stellt der Split ca. 80% des Primärsignals passiv und gleichstromgekoppelt zur Verfügung. Das restliche Signal wird verstärkt und auf die anderen Zweige aufgeteilt.
Um die Erzeugung der Gatesignale für die QDCs abwarten zu können, wird jedes der Analogsignale mittels Kabel-Delay um 500 ns verzögert.

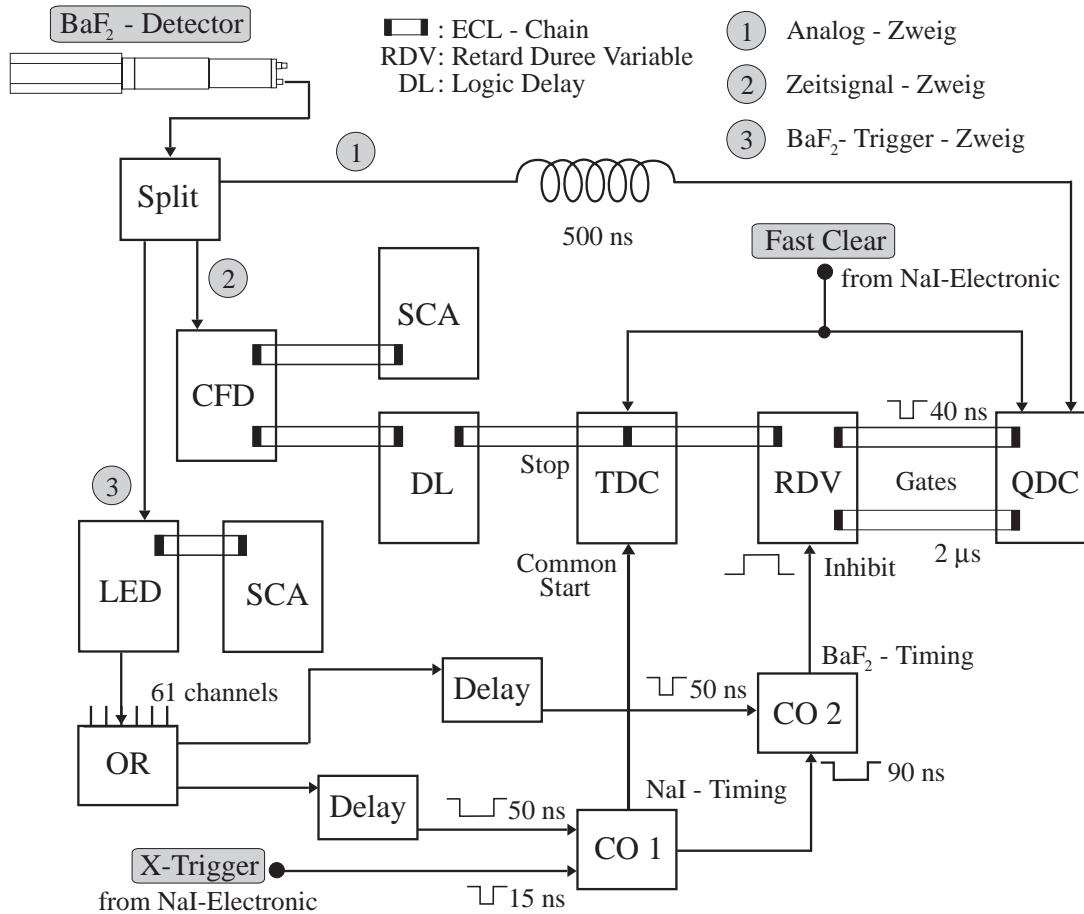


Abb. 4.3.4: Vereinfachtes Blockschaltbild der BaF₂-Elektronik.

2. Im Zeitsignal-Zweig wird durch Constant-Fraction-Diskriminatoren (CFD), deren Schwellen auf 0.8 MeV eingestellt sind, ein logisches Signal mit ECL-Pegel erzeugt.
Ein Ausgang der CFDs speist Scalermodule zur Bestimmung der Detektoreinzelraten, der andere Ausgang speist eine Signalkette, die die TDCs stoppt und die Generierung der QDC-Gates veranlaßt.
Die TDCs werden von einem Signal mit dem Zeitverhalten des NaJ-Detektors gestartet und durch die BaF₂-Detektoren individuell gestoppt. Durch die TDC-Information wird somit das relative Zeitverhalten jedes BaF₂-Signals zum NaJ-Trigger bestimmt.

Zur Teilchenidentifikation mittels Pulsformanalyse ist eine getrennte Digitalisierung von kurzer und langer Komponente des BaF_2 -Detektorsignals erforderlich. Das speziell für die Anwendung mit BaF_2 -Signalen entwickelte QDC-Modul kann die Ladungsmessung für beide Komponenten simultan durchführen. Dem QDC werden zwei unterschiedlich lange externe Gatesignale, aber nur ein Analogsignal zugeführt. Die Aufteilung des Signalstroms für die Messung mit zwei unterschiedlichen Integrationszeiten erfolgt innerhalb des Moduls und zwar so, daß sich für beide Komponenten vergleichbare Kanalaussteuerungen ergeben.

Um das Verhältnis der Ladung in beiden Komponenten optimal bestimmen zu können, ist ein definiertes Zeitverhalten der Gatesignale zum Analogsignal erforderlich. Mit Hilfe spezieller Gate- und Delay-Generatoren werden daher die beiden Gatesignale für jeden Detektor separat aus dem CFD-Signal erzeugt. Die RDVs (Retard Duree Variable) erlauben es, die zeitliche Lage des Gates relativ zum Analogsignal für jeden Detektor individuell einzustellen.

3. Da die Digitalisierung der Detektorsignale nur unter bestimmten Bedingungen erfolgen soll, werden im BaF_2 -Triggerzweig logische Signale erzeugt, mit denen die TDCs gestartet und die Gate-Generatoren entsperrt werden können.

Das dritte Analogsignal aus dem Split wird mit Leading-Edge-Diskriminatoren (LED) in logische Signale umgewandelt. Die Rate dieser Signale wird ebenfalls mit Scalermodulen erfaßt; darüber hinaus wird das logische Oder aller 61 Kanäle gebildet. Dieses BaF_2 -Oder-Signal stellt ein internes Triggersignal dar, dessen Energieschwelle durch die LEDs unabhängig von der Digitalisierungsschwelle der CFDs im Zeitzweig gesetzt werden kann.

Die Überprüfung der zeitlichen Korrelation des BaF_2 -Oder-Signals mit dem X-Trigger-Signal des NaJ-Detektors erfolgt in der Koinzidenz CO1. Aus diesem Koinzidenzsignal mit den Zeitverhalten des X-Triggers (=NaJ-Detektor) wird das TDC-Startsignal abgeleitet. Die Koinzidenz CO2 dient dazu, ein Koinzidenzsignal NaJ- BaF_2 mit dem Zeitverhalten des schnellsten BaF_2 -Detektors zu erzeugen. Mit diesem Signal wird die Verriegelung der Gate-Generatoren (Inhibit) aufgehoben. Der Wechsel des Zeitverhaltens im Koinzidenzsignal ist erforderlich, da die Rücknahme des Inhibits zwar unter Koinzidenzbedingung mit dem NaJ, jedoch in enger zeitlicher Korrelation zu den BaF_2 -Detektoren erfolgen muß.

Im Gegensatz zur NaJ-Elektronik (siehe Kapitel 4.2.1) wird in der BaF_2 -Elektronik die Digitalisierung der Detektorsignale lediglich durch die Koinzidenz BaF_2 -NaJ freigegeben. Auf die Koinzidenzinformation aus der Tagger-Elektronik kann auf Grund der großen Kanalzahl und des damit verbundenen Aufwands für die Signalverzögerung nicht gewartet werden. Daher wird, wenn das primäre Photon nicht energiemarkiert wurde, das X-Timingsignal aus der Tagger-Elektronik also nicht vorliegt (siehe Kapitel 3.3), die Digitalisierung in der BaF_2 -Elektronik unterbrochen.

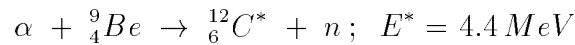
Die NaJ-Elektronik stellt zu diesem Zweck ein Fast-Clear-Signal zur Verfügung, daß die Konvertierung der Signale unterbricht und die Kanalinhalte zurücksetzt.

4.3.4 Energieeichung der BaF₂-Detektoren

Vor und nach jeder Messung muß die Energieeichung der 61 Einzeldetektoren der 2 π -BaF₂-Anordnung durchgeführt bzw. überprüft werden. Dazu ist ein schnelles und experimentell leicht reproduzierbares Verfahren erforderlich.

Zur Eichung der Detektoren im Niederenergiebereich wird daher die Photonenlinie eines ²⁴¹Am⁹Be Präparates benutzt.

In diesem Präparat wird aus der α -Strahlung des ²⁴¹Am über die Reaktion



ein angeregter ¹²C-Kern erzeugt, der unter Aussendung eines 4.4 MeV Photons in den Grundzustand übergeht.

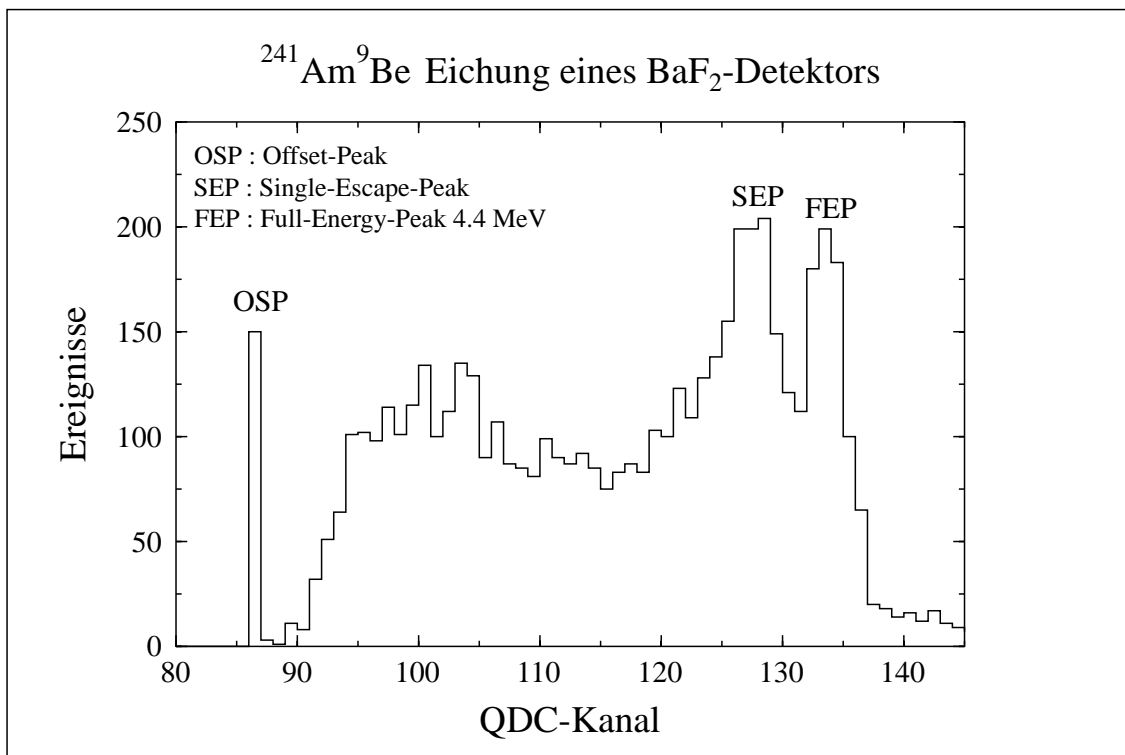


Abb. 4.3.5: Pulshöhenspektrum eines BaF₂-Detektors aus einer Eichmessung mit dem ²⁴¹Am⁹Be Präparat.

Zur gleichzeitigen Eichung aller Detektoren wird die radioaktive Quelle zentral in der BaF₂-Anordnung positioniert. Bei einer solchen Eichmessung kann der gesamte Detektoraufbau einschließlich der Elektronik in der vollständigen Experimentkonfiguration getestet werden.

Das Pulshöhenspektrum eines einzelnen Detektors aus einer Präparate-Eichung zeigt Abb. 4.3.5. Als Eichpunkte werden hierbei der Offset-Peak (OSP) als Energienullpunkt und der Full-Energy-Peak (FEP) bei 4.4 MeV benutzt. Darüber hinaus zeigt das Spektrum das Compton-Kontinuum und den Single-Escape-Peak (SEP).

Für die ersten Experimente am Photonenstrahl wurde die Hochspannungseinstellung der Detektoren so gewählt, daß in keinem Fall eine Übersteuerung, insbesondere der Detektoren in Strahlnähe, durch hochenergetischen Untergrund zu befürchten war. Die QDCs erlauben mit dieser Aussteuerung die Messung von Energien bis 300 MeV. Dies ermöglicht, neben dem erforderlichen Nachweis von Photonen mit Energien bis zur halben Pionmasse, auch die Spektroskopie von Rückstoßprotonen bis 200 MeV und den Nachweis hochenergetischer Photonen aus dem π^0 - bzw. η -Zerfall.

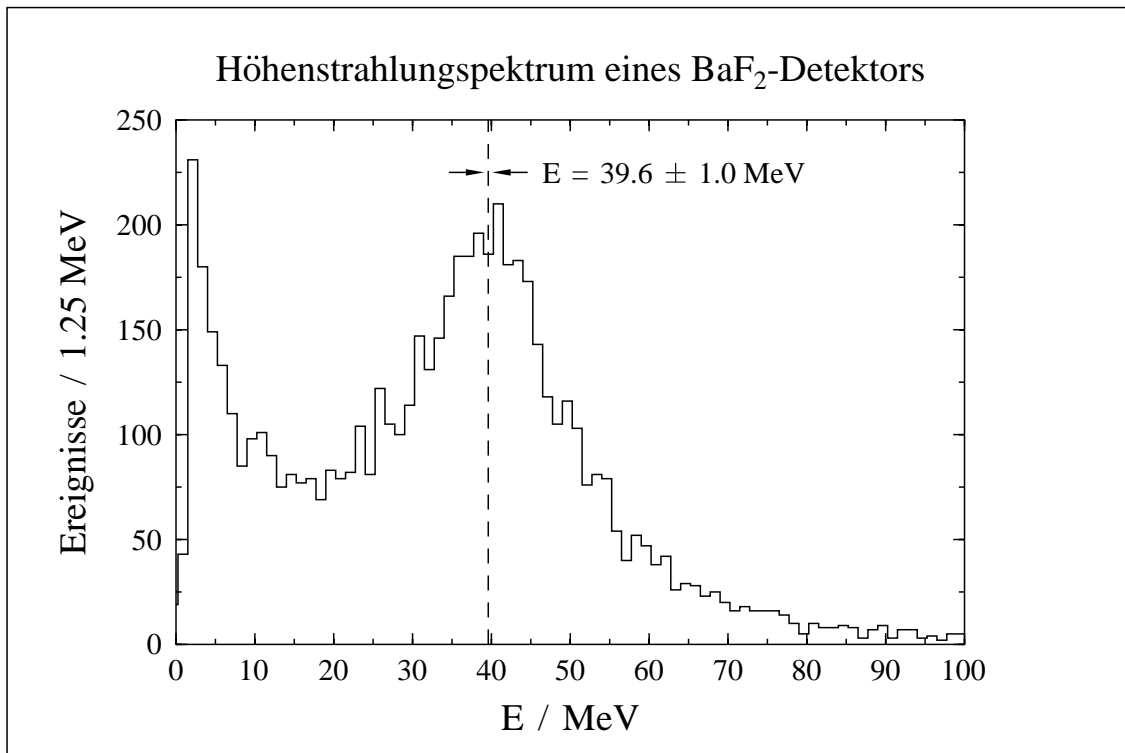


Abb. 4.3.6: Energiespektrum eines BaF₂-Detektors aus einer Höhenstrahlungsmessung.

Die Abstimmung der Hochspannung und die Eichung der Detektoren bei mittleren Energien wurde mit Höhenstrahlungsereignissen durchgeführt. Die geringe Ereignisrate pro Detektormodul läßt eine Höhenstrahlungsmessung zur Überprüfung der Detektoreichung vor und nach jeder Messung jedoch als wenig geeignet erscheinen; sie kann jedoch in größeren Zeitabständen zur Überprüfung der Extrapolation der Präparateeichung zu mittleren Energien benutzt werden.

Ein Energiespektrum eines Detektormoduls aus einer mehrstündigen Höhenstrahlungsmessung zeigt Abb. 4.3.6, dabei wurde die Energieeichung aus der Präparatmessung übernommen.

Die minimalionisierenden Myonen aus der Höhenstrahlung deponieren bei einem Energieverlust von $dE/dx_{min} = 6.6 \text{ MeV/cm}$ (siehe Tab. 4.3.1) und senkrechtem Durchgang durch den 5.9 cm starken Detektor eine Energie von 38.94 MeV . Aus der Position des Peaks in Abb. 4.3.6 ergibt sich experimentell ein Energieverlust von $E = 39.6 \pm 1.0 \text{ MeV}$.

Da dieser Wert im Rahmen der Fehler mit dem berechneten Energieverlust für minimalionisierende Teilchen übereinstimmt, kann die Präparateeichung zu höheren Energien linear extrapoliert werden.

4.3.5 Energieantwortfunktion der 2π -BaF₂-Anordnung

Die Photonenmarkierungsanlage bietet die Möglichkeit, die BaF₂-Detektoren im energiemarkierten Photonenstrahl über einen großen Energiebereich zu eichen. Der mit einer solchen Messung verbundene Aufwand erlaubt es jedoch nur, sie zur Überprüfung der in Abschnitt 4.3.4 erläuterten Verfahren einzusetzen.

Darüber hinaus konnten mit dieser Messung andere wichtige Probleme untersucht werden:

- Vermessung der Energieantwortfunktion und der Energieauflösung der BaF₂-Detektoren als Funktion der Photonenenergie.
- Einfluß der durch den Aufbau der 2π -Anordnung zu erwartenden Geometrieeffekte auf die Energieauflösung. Kann die Gesamtanordnung die in Abschnitt 4.1 definierten Anforderungen an die Energieauflösung erfüllen?

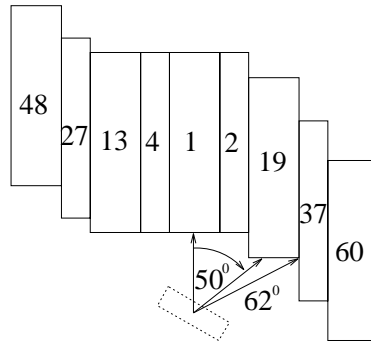


Abb. 4.3.7: Einschußorte der markierten Photonen in der horizontalen Mittelebene der 2π -Anordnung.

Der für den asymmetrischen π^0 -Zerfall nachzuweisende Energiebereich des niederenergetischen Zerfallsphotons reicht bis $E_\gamma \approx 70 \text{ MeV}$, der halben Pionmasse.

Bei einer Elektroneneinschußenergie von $E_0 = 855 \text{ MeV}$ liegt die untere Grenze der Markierungsanlage bei $E_\gamma = 40 \text{ MeV}$. Für diese Testmessung wurde daher die minimal zur Verfügung stehende Elektronenenergie $E_0 = 180 \text{ MeV}$ gewählt.

Der Energiebereich der Markierungsanlage reicht dann von $E_\gamma = 9 - 165 \text{ MeV}$ mit einer mittleren Auflösung von ca. 450 keV .

Zur Untersuchung der Geometrieeffekte wurden drei Messungen mit unterschiedlichen Einschußwinkeln zur Symmetrieachse der 2π -Anordnung durchgeführt. Abbildung 4.3.7 zeigt die Einschußorte und Winkel für den Photonenstrahl, der an dieser Stelle einen Durchmesser von 2.6 cm hat. Der Einschuß in den Zentraldetektor auf der Symmetrieachse der 2π -Anordnung stellt den geometrischen Idealfall dar.

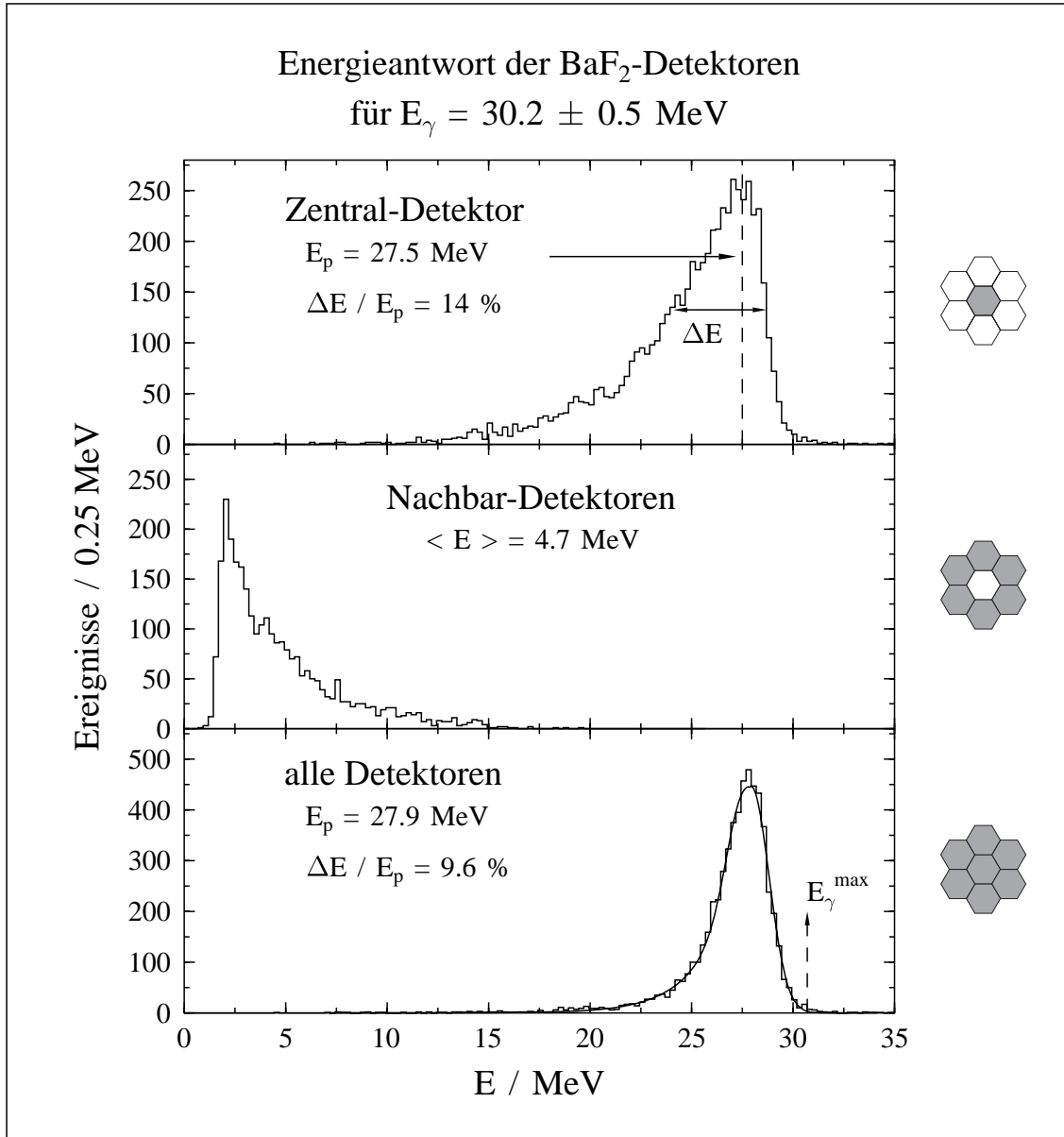


Abb. 4.3.8: Energieantwort der BaF₂-Detektoren bei zentralem Einschuß.

Für eine Einschußenergie von $E_\gamma = 30.2 \pm 0.5$ MeV zeigt Abb. 4.3.8 die Energiespektren des Zentraldetektors, die Energiesumme der ihn umgebenden Nachbarmodule und die Energiegesamtsumme der 2π -Anordnung. Die Energieeichung der QDC-Inhalte wurde der Präparateichung entnommen.

Es wird deutlich, daß ein Teil der Energie des elektromagnetischen Schauers in den Nachbarmodulen des Zentraldetektors nachgewiesen wird. Mit Hilfe der aus den Präparatemessungen gewonnenen Absoluteichung der Detektoren kann jedoch aus den Pulshöhen der Einzeldetektoren die gesamte Energiedeposition in der 2π -Anordnung bestimmt werden. Mit diesem Verfahren wird die Energieauflösung im Vergleich zum Zentraldetektor wesentlich verbessert. Man beachte, daß der Nulldurchgang der Hochenergieflanke des Summenspektrums mit der höchsten Einschubenergie E_γ^{max} übereinstimmt.

Die in das Energiesummenspektrum eingetragene Kurve stellt eine Parametrisierung der Energieantwortfunktion aus einer Gaußfunktion für die Hochenergieflanke und einem exponentiellen Abfall für die niedrigen Energien dar. Aus den Fitparametern dieser Funktion wurden die Halbwertsbreite ΔE und die relative Energieauflösung $\Delta E/E_p$ berechnet.

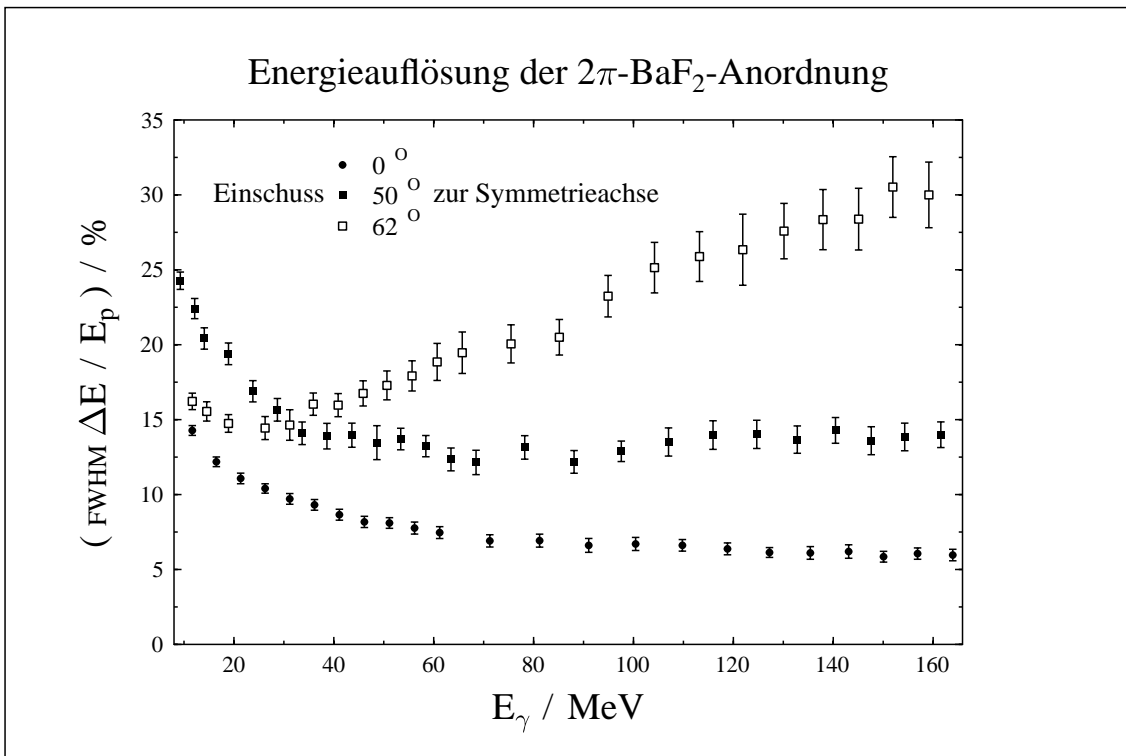


Abb. 4.3.9: Energieauflösung der 2π -BaF₂-Anordnung als Funktion der Photonenenergie für verschiedene Einschubgeometrien.

Die Energieauflösung der 2π -BaF₂-Anordnung als Funktion der Photonen-Einschubenergie ist in Abb. 4.3.9 für die drei unterschiedlichen Einschubgeometrien (siehe Abb. 4.3.7) dargestellt.

Mit wachsender Einschubenergie verbessert sich die relative Energieauflösung auf Grund der günstigeren Photonenstatistik im Kristall. Dieser Effekt wird jedoch ab einer Energie $E_\gamma \approx 50 \text{ MeV}$ unter anderem durch zunehmende Schauerverluste aus der Gesamtanordnung kompensiert.

Die relative Energieauflösung für den zentralen Einschub zeigt dann nur noch eine schwache Energieabhängigkeit:

$$\frac{\Delta E}{E_p} = \frac{3.72\%}{\sqrt[4]{E_\gamma/GeV}} \quad E_\gamma > 50 MeV \quad (4.3.1)$$

Bei $E_\gamma = 70 MeV$ wird also eine Auflösung von 7.2% erreicht.

Die gute Auflösung für den geometrischen Idealfall des zentralen Einschusses auf der Detektorsymmetrieachse kann nicht für die gesamte 2π -BaF₂-Anordnung erreicht werden.

Da für Eintrittsorte des Photons unter größeren Winkeln zur Symmetrieachse in longitudinaler Ausbreitungsrichtung des Schauers nicht mehr genügend Detektormaterial zur Verfügung steht, wird die Energieauflösung für höhere Energien drastisch schlechter.

Der Einschub quer zur Detektorachse und die damit verbundenen ungünstigen Bedingungen für die Lichtsammlung im Detektor machen sich jedoch auch für die niedrigen Energien bemerkbar. So ist bei einem Einschubwinkel von 62° die relative Energieauflösung für Photonenenergien $E_\gamma < 30 MeV$ besser als bei 50°. Die Energie des Schauers wird hier näher an den Photomultipliern deponiert als beim Einschub unter 50° (siehe Abb. 4.3.7). Die Photomultiplier weisen daher einen größeren Anteil des Szintillationslichtes nach. Dadurch verschiebt sich das Maximum der Energieantwortfunktion E_p zu größeren und die relative Auflösung $\Delta E/E_p$ zu niedrigeren Werten.

Bei der Analyse der Pionproduktionsdaten (siehe Kapitel 5.1) werden alle Ereignisse verworfen, deren maximale Energiedeposition im äußersten Ring liegt. Die gemessene Energieauflösung beim Einschub unter 62° stellt daher eine obere Grenze für die im Experiment zu erwartende Verbreiterung der Energieantwort dar.

Für die im Experiment nachzuweisenden Photonenenergien bis zur halben Pionmasse wird aber selbst im ungünstigsten Fall eine Energieauflösung von 20–25% erreicht. Die in Abschnitt 4.1 formulierte Anforderung an die Energieauflösung wird damit erfüllt.

5 Experiment und Auswertung

Mit dem in Kapitel 4.1 beschriebenen Spektrometer CATS (Compton- And Two Photon Spectrometer) wurden Messungen zur Comptonstreuung und neutralen Pionphotoproduktion an Kohlenstoff und Wasserstoff durchgeführt (siehe auch [Wis 93], [Schn 94], [Pei 96]).

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die beim ersten Einsatz des Detektors gewonnenen Daten zur neutralen Pionproduktion an Kohlenstoff analysiert. Ziel dieses Experiments war es, die Einsatzfähigkeit des CATS-Detektors zu demonstrieren und für die neutrale Pionproduktion sowohl den kohärenten als auch den inkohärenten Anteil des Wirkungsquerschnitts zu bestimmen. Die wichtigsten Betriebsparameter dieses Experiments sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt.

Tagger	
Photonenenergie	40 MeV ··· 792 MeV
Photonenfluß	$4.0 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$
Markierungseffizienz	52 %
Interrupt-Rate	25 Hz
Kohlenstoff-Target	
Durchmesser	4 cm
Länge	2.5 cm
NaJ-Detektor	
Energieauflösung	1.5 %
Energieschwelle	60 MeV
Winkel zum Photonenstrahl	60°
Durchmesser des Kollimators	13.8 cm
Abstand Kollimator-Target	80.3 cm
Raumwinkel	23 msr
Trigger-Zählrate	25 Hz
2π -BaF ₂ -Anordnung	
61 Detektormodule	6x6x25 cm
Abstand zum Target	ca. 15 cm
Winkel zum Photonenstrahl	120°
Energieauflösung	7%
Energieschwelle CFD, LED	0.8 MeV, 1.2 MeV
Zählrate/Modul	2 kHz ··· 100 kHz

Tab. 5.1: Experimentparameter $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^0)^{12}\text{C}$.

Das in Kapitel 4.1 beschriebene Meßprinzip des Spektrometers über den asymmetrischen π^0 -Zerfall führt dazu, daß nur π^0 -Ereignisse für einen festen Laborwinkel, der durch die Position des NaJ-Detektors bestimmt ist, detektiert werden können (siehe auch Abb. 4.1.4).

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Photonen wird daher für $\vartheta_{\pi}^{ls} = 60^\circ$ als Funktion der markierten Photonenenergie bestimmt.

Um eine Beeinträchtigung der Energieauflösung für die BaF₂-Detektoren durch Pile-up-Ereignisse zu vermeiden, wurde der Photonenfluß auf das 2.5 cm starke Kohlenstofftarget so eingestellt, daß die Einzelrate eines Detektormoduls bei einer Energieschwelle von 0.8 MeV auf wenige kHz begrenzt blieb.

Für die in den folgenden Abschnitten dargestellte Analyse der Meßdaten stand Datenmaterial aus ca. 35 Stunden Strahlzeit zur Verfügung.

5.1 Energie- und Zeiteichung der Rohdaten

Die Aufgabe der Datenanalyse ist es, aus den Rohdaten die Ausbeute an kohärent bzw. inkohärent erzeugten neutralen Pionen zu bestimmen.

Die Signatur für ein asymmetrisch zerfallendes π° -Ereignis ist der koinzidente Nachweis des hochenergetischen Photons im NaJ-Detektor und des niederenergetischen im BaF₂-Detektorsystem. Da zusätzlich ein energiemarkiertes Photon die Reaktion ausgelöst haben muß, ist die Dreifachkoinzidenz Tagger–NaJ-Detektor–BaF₂-Anordnung zu untersuchen.

Die in den Abschnitten 3.3, 4.2.1 und 4.3.3 erläuterte Signalverarbeitung für den Tagger, den NaJ-Detektor und die BaF₂-Anordnung legt für die Analyse von π° -Ereignissen folgende Gliederung fest:

1. Impulsbestimmung des hochenergetischen π° -Zerfallsphotons und der Energie des markierten Photons.

Dazu sind die Energie- und Zeiteichung der Tagger- und NaJ-Rohdaten und die Identifikation korrelierter Ereignisse erforderlich. Da der NaJ-Detektor das X-Trigger-Signal für die Taggerelektronik liefert (siehe auch Abschnitt 4.2.1 und 3.3), wird durch die Bestimmung des koinzidenten Leiterkanals auch die Energie des markierten Photons festgelegt.

2. Impulsbestimmung des niederenergetischen π° -Zerfallsphotons.

Nach der Energie- und Zeiteichung der BaF₂-Rohdaten können korrelierte Ereignisse aus der NaJ–BaF₂-Koinzidenz mit Hilfe der TDCs der BaF₂-Detektormodule identifiziert werden. Die Logik der BaF₂-Signalverarbeitung (siehe Abschnitt 4.3.3) sorgt bereits dafür, daß es sich hierbei nur um Dreifachkoinzidenzereignisse Tagger–NaJ–BaF₂-System handelt.

Auch in den BaF₂-Detektoren muß das Ereignis durch eine Pulsformanalyse als Photon identifiziert werden. Eventuell zusätzlich auftretende Teilchen müssen ebenfalls identifiziert und ihr Impuls bestimmt werden.

3. Kinematische Analyse.

Mit den so bestimmten Impulsvektoren der Photonen kann dann die π° -Rekonstruktion erfolgen. In einer anschließenden Energiedifferenzanalyse werden dann die kohärenten π° -Ereignisse abgetrennt.

Markierte Photonen mit einer Energie weit unterhalb der Pionproduktionsschwelle an Kohlenstoff von $E_\gamma^{th} = 135.74 \text{ MeV}$ sind für die Analyse uninteressant. Es werden daher nur Ereignisse betrachtet, deren Elektronenkanalnummer < 320 bzw. deren Photonenenergie $E_\gamma^{tag} > 115 \text{ MeV}$ ist.

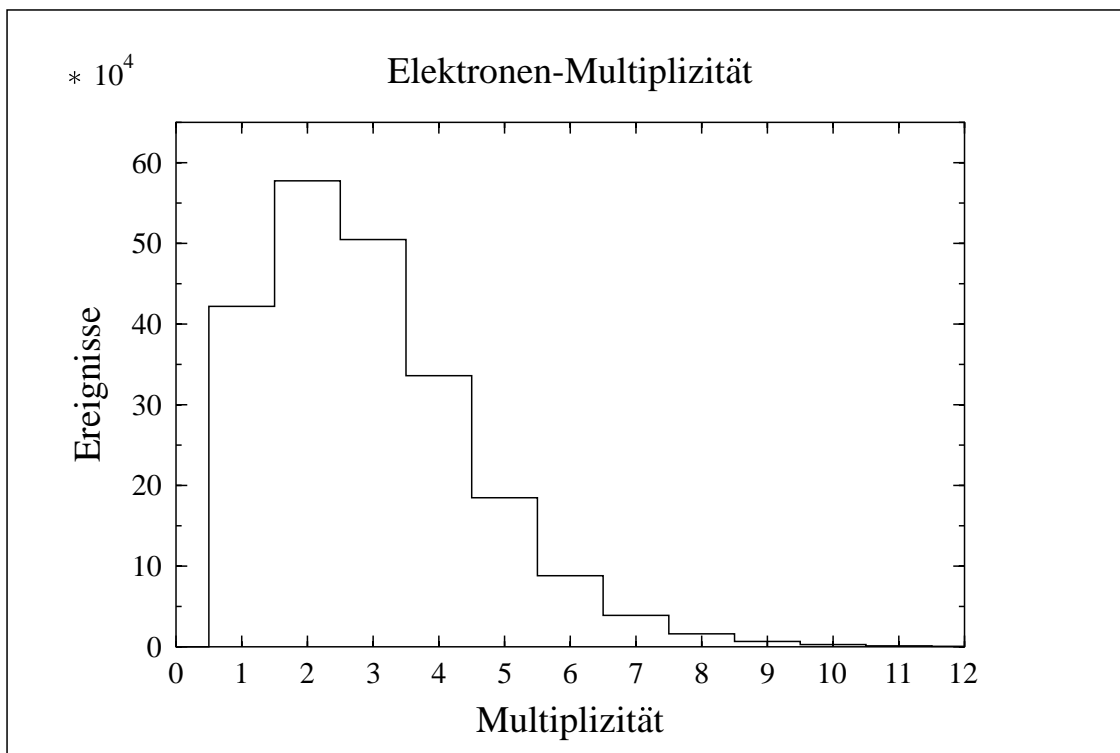


Abb. 5.1.1: Häufigkeitsverteilung der innerhalb des X-Trigger-Zeitfensters nachgewiesenen Elektronen in der Markierungsanlage.

Trotz des bei diesem Experiment sehr moderaten Photonenflusses zeigt die in Abb. 5.1.1 dargestellte Häufigkeitsverteilung der Leiter-TDCs, daß im Mittel 3–4 Elektronenkanäle pro Ereignis innerhalb des 80 ns langen X-Trigger-Zeitfensters ansprechen (siehe auch Abschnitt 3.3). Diese hohe Multiplizität wird im wesentlichen durch zufällige Koinzidenzen erzeugt.

Die 352 TDCs der Tagger-Elektronik erlauben es, für jeden Elektronenkanal separat das Zeitverhalten relativ zum X-Triggersignal des NaJ-Detektors zu untersuchen und so die korrelierten Elektronenkanäle und damit die Energie des Bremstrahlphotons zu bestimmen.

Um die Zeitinformation aller 352 Leiterkanäle effizient in einem gemeinsamen Spektrum darstellen zu können, ist neben einer Zeiteichung der TDCs auch die Kenntnis der relativen Zeitverschiebung der Elektronenkanäle untereinander erforderlich. Diese Zeitdifferenzen für korrelierte Ereignisse entstehen durch nicht ausreichend kompensierte Laufzeitunterschiede der Elektronen im Magnetspektrometer und zusätzlich durch unterschiedliche Signallaufzeiten in der Elektronik.

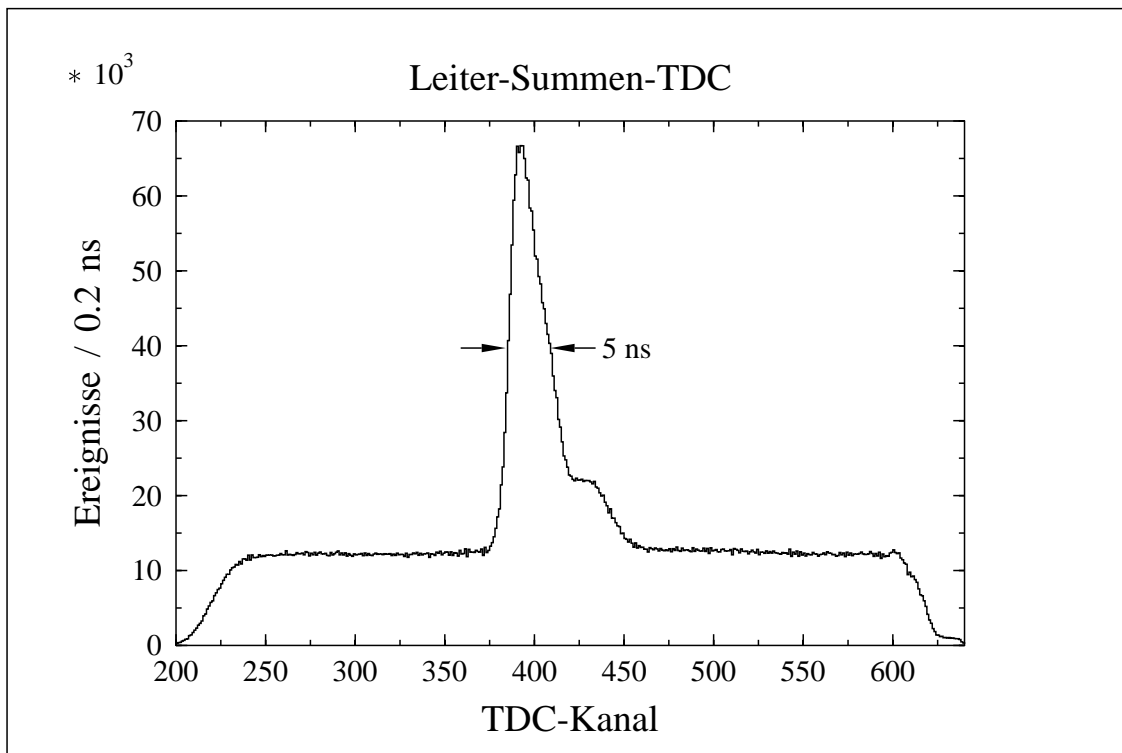


Abb. 5.1.2: Leiter-Summen-TDC, Überlagerung der 352 Leiter-TDC-Spektren, Zeitdifferenz zwischen X-Trigger und Elektronenkanal.

Die Zeitverschiebung der einzelnen Leiterkanäle untereinander kann aus den Markierungseffizienzmessungen (siehe Abschnitt 3.4) bestimmt werden. Mit Hilfe dieser Information können die 352 TDCs der Leiterkanäle übereinander geschoben werden; das Ergebnis, den Leiter-Summen-TDC, zeigt Abb. 5.1.2.

Innerhalb des 80 ns breiten Zeitfensters liegen gleichverteilt die zufälligen Ereignisse. Die korrelierten Ereignisse befinden sich im 5 ns (FWHM) breiten Koinzidenzpeak, an den sich zu späteren X-Trigger-Zeiten eine Schulter anschließt.

Die mäßige Zeitauflösung erklärt sich durch das amplitudenabhängige Zeitverhalten des NaJ-Core-Signals, das den X-Trigger bildet und mit dessen Zeitverhalten die Leiter-TDCs gemeinsam gestoppt werden.

Bei der Umwandlung des analogen NaJ-Signals mit einer Anstiegszeit von ca. 50 ns in ein logisches Signal variiert der Zeitpunkt, zu dem eine feste Diskriminatorschwelle überschritten wird, deutlich mit der Amplitude des Signals. Durch die Verwendung eines Constant-Fraction-Diskriminators konnte diese Amplitudenabhängigkeit des X-Trigger-Zeitpunktes zwar erheblich reduziert, jedoch nicht gänzlich beseitigt werden.

In Abb. 5.1.3 ist der Leiter-Summen-TDC gegen den QDC-Wert des NaJ-Kernstückes aufgetragen. Für die koinzidenten Ereignisse wird die strenge Korrelation der TDC-Werte mit der Signalamplitude deutlich.

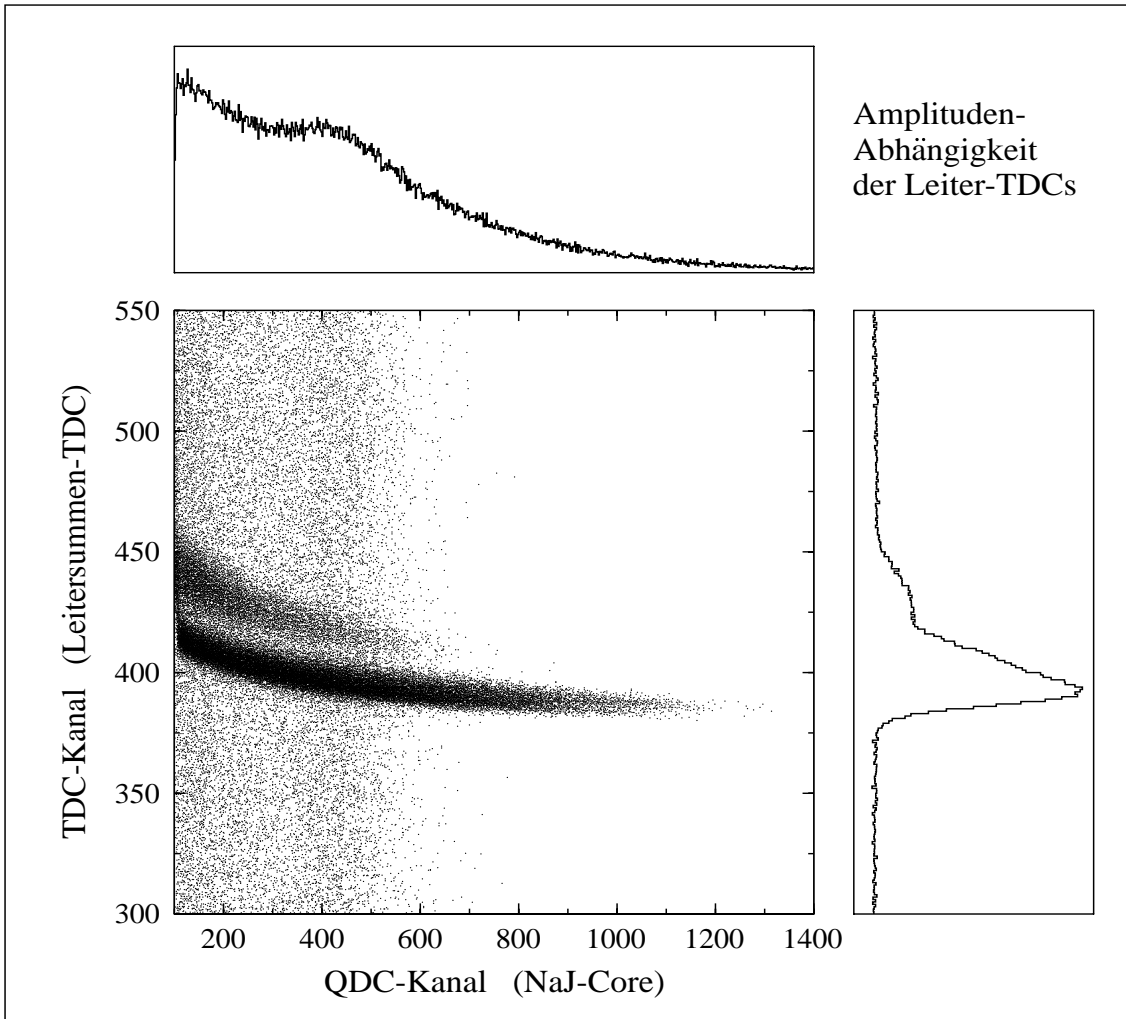


Abb. 5.1.3: Abhängigkeit des X-Trigger-Zeitpunktes (= TDC-Stop) von der Signalamplitude des NaJ-Kernstückes; aufgetragen ist der Leiter-Summen-TDC gegen den QDC des NaJ-Kernstückes.

Diese Abhängigkeit kann durch einen analytischen Ausdruck beschrieben und entsprechend korrigiert werden:

$$TDC_k = TDC - a - \frac{b}{\sqrt{QDC}}$$

$$TDC_k = \text{Amplitudenkorrigierter TDC} - \text{Wert}$$

$$QDC = \text{QDC} - \text{Wert des NaJ-Kernstückes}$$

$$a, b = \text{freie Parameter}$$

Die Parameter a und b sind durch ein Fitverfahren aus der Abb. 5.1.3 zu bestimmen.

Ein mit diesem Verfahren korrigiertes Leiter-Summen-TDC-Spektrum zeigt Abb. 5.1.4, zum Vergleich ist auch das unkorrigierte Spektrum eingezeichnet. Es wird deutlich, daß das Signal/Rausch-Verhältnis entscheidend verbessert werden konnte. Die Zeitauflösung beträgt nun 1.4 ns (FWHM).

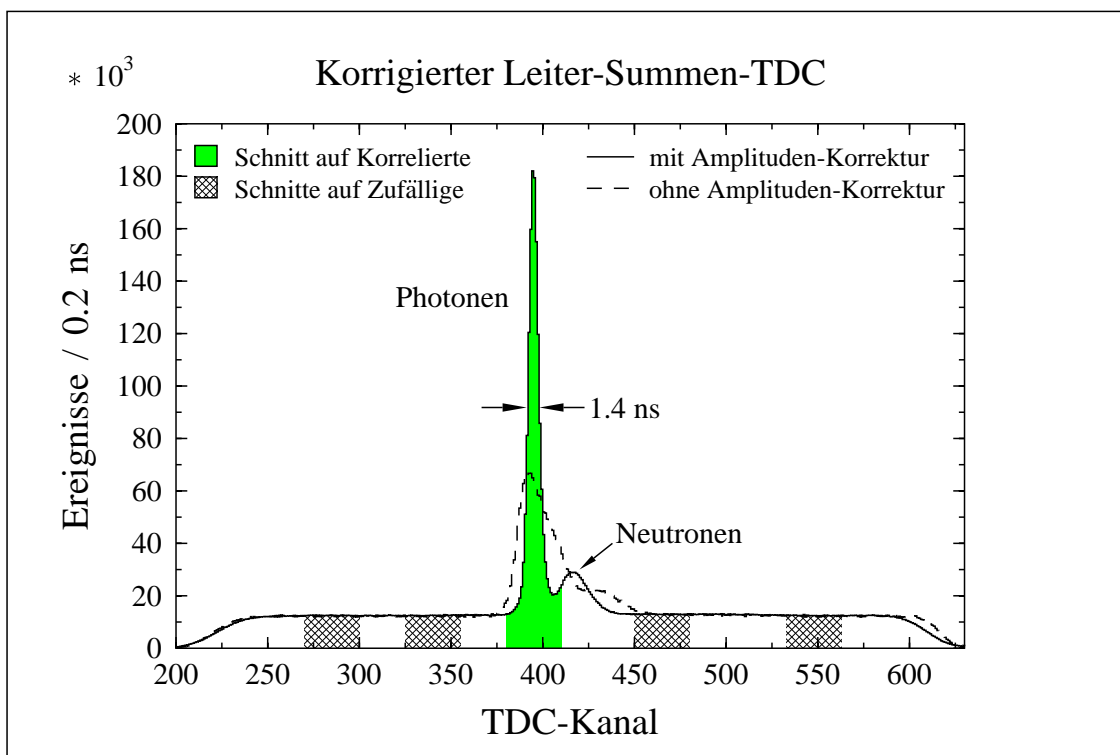


Abb. 5.1.4: Amplitudenkorrigierter Leiter-Summen-TDC, mit Schnitten auf korrelierte und zufällige Ereignisse.

Durch den in Abb. 5.1.4 eingezeichneten Schnitt auf den Koinzidenzpeak können die korreliert mit dem X-Trigger-Signal (=NaJ-Detektor) angesprochenen Elektronenkanäle der Markierungsanlage identifiziert werden.

Dadurch ist auch die Energie des markierten Photons über die Eichung des Magnet-spektrometers festgelegt.

Im weiteren Verlauf der Analyse müssen die unterhalb des prompten Peaks liegenden zufälligen Ereignisse von den Auswertespektren subtrahiert werden. Die zufälligen Ereignisse werden durch vier Schnitte gleicher Breite auf den Untergrund in Abb. 5.1.4 ausgewählt und durchlaufen dann die gleiche Analyse wie die korrelierten Ereignisse. Die vier Zeitfenster für zufällige Ereignisse führen zu einem günstigeren statistischen Fehler bei der Differenzbildung der Ausbeutekurven für korrelierte und zufällige Ereignisse am Ende der Analyse.

Der Plastik-Veto-Detektor des NaJ-Spektrometers und die entsprechende Trigger-Logik, siehe Abschnitt 4.2.1, stellen sicher, daß es sich bei dem vom NaJ-Detektor erzeugten X-Trigger nur um ein Signal von einem neutralen Teilchen handeln kann.

Bei diesem Teilchen kann es sich neben Photonen aber auch um Neutronen aus (γ, n) bzw. (γ, np) Reaktionen an Kohlenstoff oder der quasifreien, geladenen Pionproduktion handeln.

Die Identifikation dieser Neutronen erfolgt im Leiter-Summen-TDC-Spektrum (Abb. 5.1.4) über ihre Flugzeitdifferenz zu den Photonen.

So benötigt z.B. ein Neutron mit der kinetischen Energie $T_{kin} = 100 \text{ MeV}$ eine um $\Delta t = 4.4 \text{ ns}$ längere Zeit für die 97.8 cm lange Strecke zwischen Target und NaJ-Detektoroberfläche als ein Photon.

In Abbildung 5.1.4 wird rechts vom Koinzidenzpeak für Photonen, also zu größeren Zeitdifferenzen, eine kleinere Erhebung sichtbar, die von solchen Neutronen stammt. Durch den Schnitt auf den Koinzidenz-Peak kann dieser Neutronenuntergrund weitgehend unterdrückt werden.

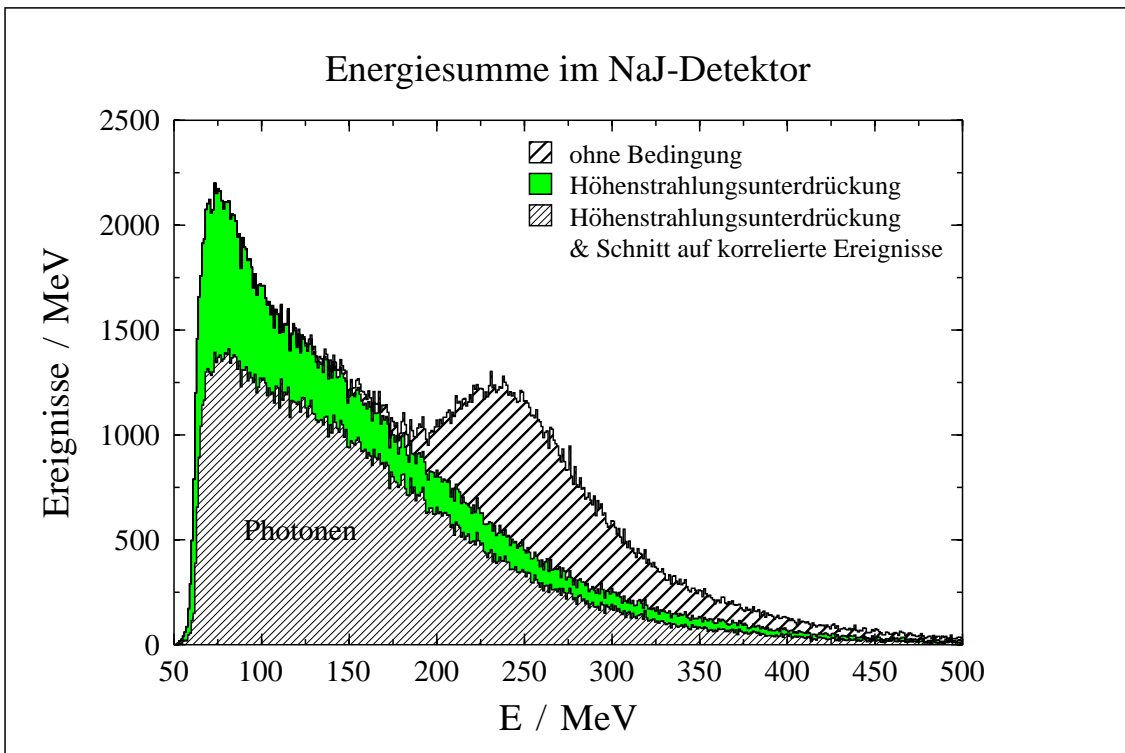


Abb. 5.1.5: Energiesumme im NaJ-Detektor.

Die Energie des im NaJ-Detektor nachgewiesenen Photons ergibt sich aus der Summe der im NaJ-Core und den Segmenten deponierten Energien. Diese Energien werden aus den nach Abschnitt 4.2.2 geeichten NaJ-QDC-Inhalten berechnet.

Abb. 5.1.5 zeigt das Energiespektrum der im NaJ-Detektor nachgewiesenen neutralen Teilchen.

Da bei diesem Experiment bis zu 50% der Zählrate des NaJ-Detektors aus Höhenstrahlungsereignissen stammt, wird ein Teil der zufälligen Koinzidenzen mit der Markierungsanlage durch solche Ereignisse erzeugt. Dies macht sich im NaJ-Energiespektrum durch eine deutliche Erhebung bei $E = 234 \text{ MeV}$ bemerkbar.

Die Höhenstrahlungsereignisse können mit Hilfe des Anti-Cosmic-Shield (siehe Abschnitt 4.2) identifiziert werden.

Wenn mindestens zwei gegenüberliegende Segmente des Anti-Cosmic-Shield oberhalb einer Energieschwelle von $E_{cos}^{thr} = 10 \text{ MeV}$ korreliert zum NaJ-Core angesprochen haben, wird das Ereignis als Höhenstrahlungsereignis verworfen.

Abbildung 5.1.5 zeigt, daß mit dieser Bedingung die Höhenstrahlung effizient unterdrückt werden kann.

Mit der Höhenstrahlungsunterdrückung und dem Schnitt auf die prompten Ereignisse im Leiter-Summen-TDC (Abb. 5.1.4) ergibt sich dann das ebenfalls in Abb. 5.1.5 eingetragene Energiespektrum der nachgewiesenen Photonen.

Die Richtung des Photons wird als zentral auf den Eintrittskollimator des NaJ-Detektors zeigend angenommen. Unter den geometrischen Verhältnissen dieses Experiments ergibt sich damit ein Photonenwinkel von $\vartheta_{ls} = 60 \pm 4.9^\circ$.

Auf eine genauere Bestimmung des Photoneneintrittsortes in den NaJ-Detektor über eine Rekonstruktion des Schauerschwerpunktes wurde für dieses Experiment verzichtet. Eine eindeutige und ereignisweise Schauerschwerpunkt-Rekonstruktion setzt eine ausreichende Energiedeposition in den NaJ-Segmenten voraus. Für Photonenenergien $E_\gamma < 500 \text{ MeV}$ ist dies auf Grund der radialen Ausdehnung des Kernstückes nicht der Fall (siehe hierzu auch [Wis 93] und [Pei 96]). Dies stellt jedoch keinen Nachteil dar, da bei der oben angegebenen geometrischen Winkelauflösung die gute Energieauflösung des NaJ-Detektors die Bestimmung des Impulses asymmetrisch zerfallender π° -Ereignisse dominiert.

Durch die bisher beschriebenen Analyseschritte konnten die Energie des markierten Photons E_γ^{tag} und der Impulsvektor \vec{p}_γ^{NaJ} eines dazu korrelierten Photons im NaJ-Detektor bestimmt werden. Diese Information ist bei schweren Target-Kernen bereits ausreichend, um Ereignisse aus der Comptonstreuung und asymmetrisch zerfallende π° -Ereignisse voneinander zu trennen.

Die Energie E'_γ eines Photons, das unter dem Winkel ϑ_γ im Laborsystem elastisch an einem Kern der Masse m_T gestreut wird, ergibt sich nach der Comptonstreuformel zu:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma^{tag} m_T}{m_T + E_\gamma^{tag}(1 - \cos\vartheta_\gamma)} \quad (5.1.1)$$

Die Energiedifferenz E_γ^{Diff} zwischen der nach Gleichung 5.1.1 berechneten Sollenergie E'_γ und der tatsächlich im NaJ-Detektor gemessenen Photonenergie E_γ^{NaJ} ,

$$E_\gamma^{Diff} = E'_\gamma - E_\gamma^{NaJ}, \quad (5.1.2)$$

ist in Abb. 5.1.6 aufgetragen. Die Energie der markierten Photonen überdeckt dabei den Bereich $115 < E_\gamma^{tag} < 500 \text{ MeV}$; die zufälligen Ereignisse sind in diesem Spektrum bereits subtrahiert.

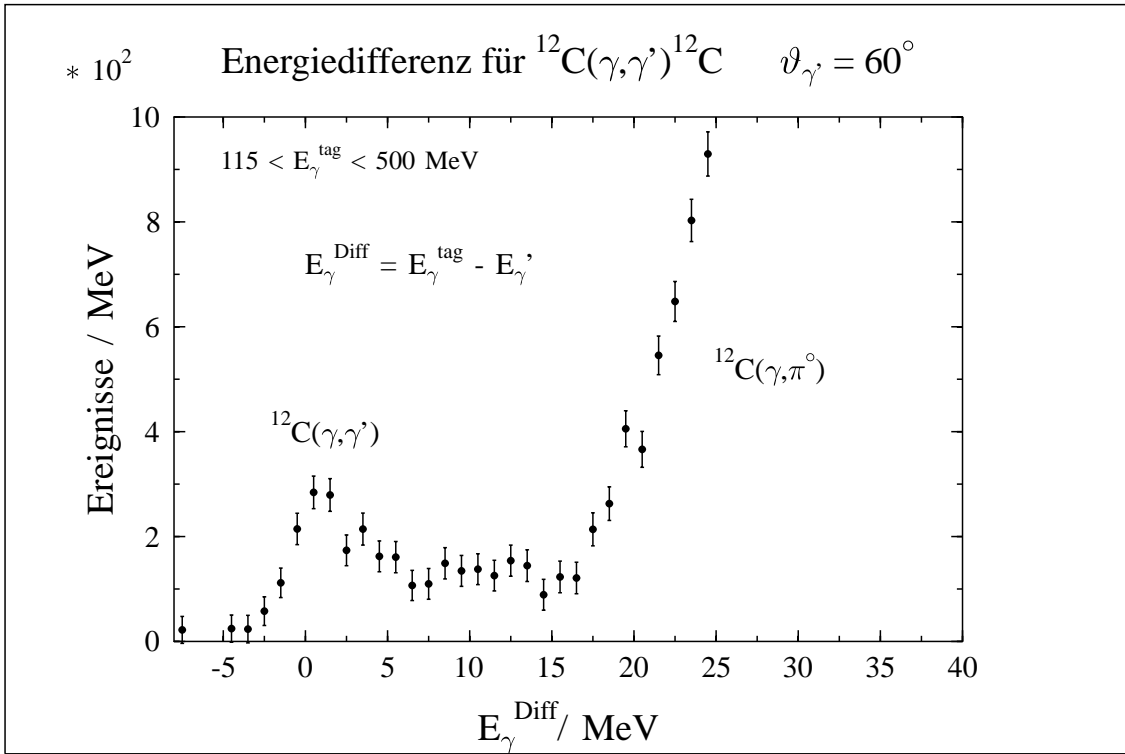


Abb. 5.1.6: Energiedifferenz-Spektrum der im NaJ-Detektor nachgewiesenen Photonen unter Annahme der Reaktion $^{12}\text{C}(\gamma, \gamma')^{12}\text{C}$.

Bei $E_{\gamma}^{\text{Diff}} = 0$ wird eine deutliche Erhebung sichtbar, die Ereignissen aus der Comptonstreuung zugeordnet werden kann.

Der starke Anstieg der Ereigniszahlen oberhalb $E_{\gamma}^{\text{Diff}} = 15 \text{ MeV}$ ist auf asymmetrisch zerfallende neutrale Pionen zurückzuführen. Um diese Ereignisse eindeutig identifizieren und Energie und Impuls des Pions bestimmen zu können, ist der koinzidente Nachweis des niederenergetischen π^0 -Zerfallsphotons in der 2π -BaF₂-Anordnung erforderlich.

Die Koinzidenzanalyse zwischen NaJ-Detektor und BaF₂-Detektorsystem wird mit Hilfe der TDCs der BaF₂-Detektormodule durchgeführt.

Der Aufbau eines BaF₂-Summen-TDC-Spektrums, in dem die TDC-Spektren aller 61 BaF₂-Module übereinandergeschoben werden, erfolgt in Analogie zum Leiter-Summen-TDC (siehe Abb. 5.1.4).

Die BaF₂-TDCs werden mit dem X-Triggersignal des NaJ-Detektors gemeinsam gestartet und von jedem einzelnen Detektormodul gestoppt (siehe Abschnitt 4.2.1); daher ist auch für den BaF₂-Summen-TDC eine Korrektur der Amplitudenabhängigkeit des NaJ-Trigger-Zeitpunktes durchzuführen. Für die BaF₂-Detektoren ist eine solche Korrektur auf Grund der kurzen Signalanstiegszeit nicht erforderlich.

Das BaF₂-Summen-TDC-Spektrum nach allen Korrekturen zeigt Abb. 5.1.7.

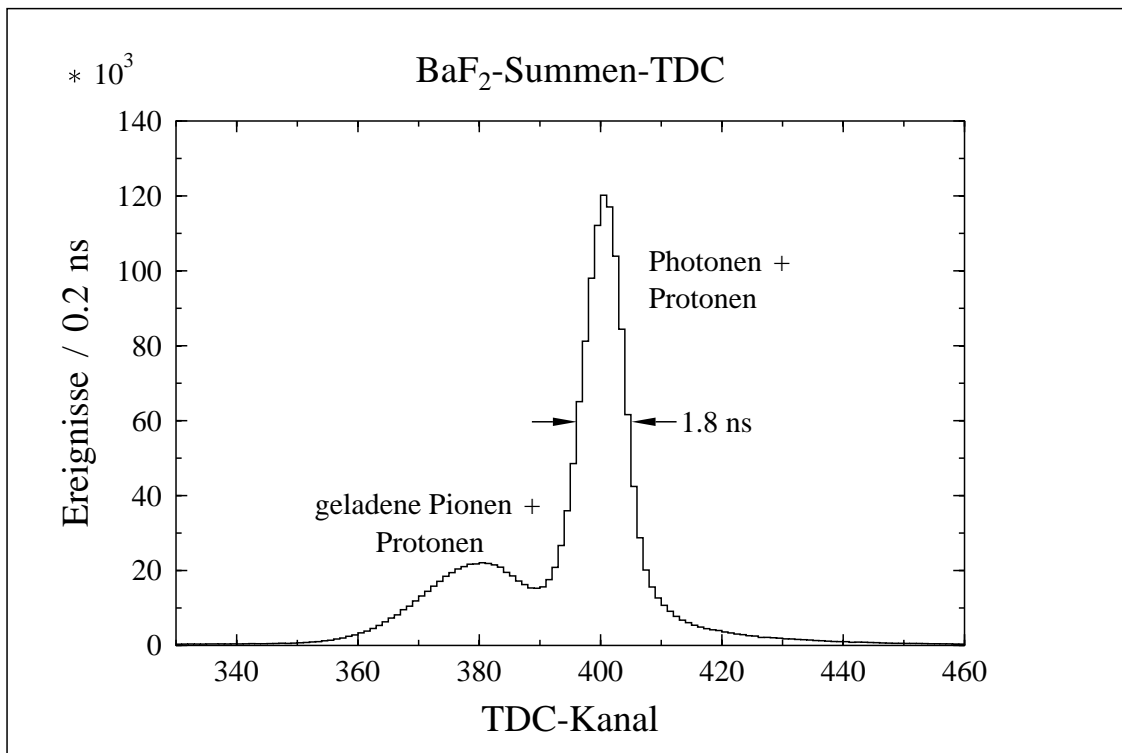


Abb. 5.1.7: BaF₂-Summen-TDC, Überlagerung der 61 BaF₂-TDC-Spektren, Zeitdifferenz zwischen NaJ-Detektor und BaF₂-Detektorsystem.

Der dominante Koinzidenzpeak entspricht dem Photonenpeak im Leiter-Summen-TDC (siehe Abb. 5.1.4). Es handelt sich also um Ereignisse, bei denen ein Photon im NaJ-Detektor einen X-Trigger erzeugt hat und das BaF₂-System z.B. das zweite Photon aus dem π^0 -Zerfall oder ein Rückstoßproton aus der quasifreien Pionproduktion nachweist. Die Breite des Koinzidenzpeaks von 1.8 ns ist nicht durch die Zeitauflösung der BaF₂-Detektoren, sondern durch die Flugzeitdifferenz zwischen Photonen und Protonen bestimmt. Bei einer mittleren Flugstrecke in der 2π -Anordnung von 15 cm beträgt die Zeitdifferenz zwischen Photonen und den um einen Faktor zwei bis drei langsameren Protonen ca. 1 ns.

Der um 4 ns zu geringeren Zeitdifferenzen verschobene, kleinere Peak korrespondiert mit dem Neutronenpeak im Leiter-Summen-TDC, siehe Abb. 5.1.4. Auf Grund der kurzen Distanz zum Target erfolgt die zeitliche Reaktion des BaF₂-Systems unabhängig von der Teilchenart sofort. Die BaF₂-TDCs werden vom X-Trigger-Signal des NaJ-Detektors gemeinsam gestartet. Daher führen Neutronen-Ereignisse im NaJ-Detektor, die immer eine längere Flugzeit als die im BaF₂-System registrierten Teilchen benötigen, zu einer kleineren Zeitdifferenz zwischen NaJ-Detektor und BaF₂-System. Der kleinere Koinzidenzpeak in Abb. 5.1.7 enthält daher Protonen aus (γ, np) Reaktionen an Kohlenstoff und geladene Pionen aus der quasifreien Pionproduktion. Da diese Ereignisse bereits durch den Schnitt im Leiter-Summen-TDC, siehe Abb. 5.1.4, weitestgehend unterdrückt werden und der Beitrag der zufälligen

Ereignisse im BaF₂-Summen-TDC vernachlässigt werden kann, werden hier keine zusätzlichen Schnitte vorgenommen.

Die Rekonstruktion von π^0 -Ereignissen erfordert jedoch die eindeutige Identifikation von Photonen im BaF₂-System. Die im Koinzidenzpeak des BaF₂-Summen-TDCs enthaltenen Protonen können über Flugzeitmessungen nicht identifiziert werden. Selbst bei der Betrachtung einzelner Module der 2π -Anordnung ergeben sich durch Detektor- und Targetgeometrie, siehe auch Abb. 4.3.1, Wegdifferenzen in der Größenordnung der Flugstrecke selbst.

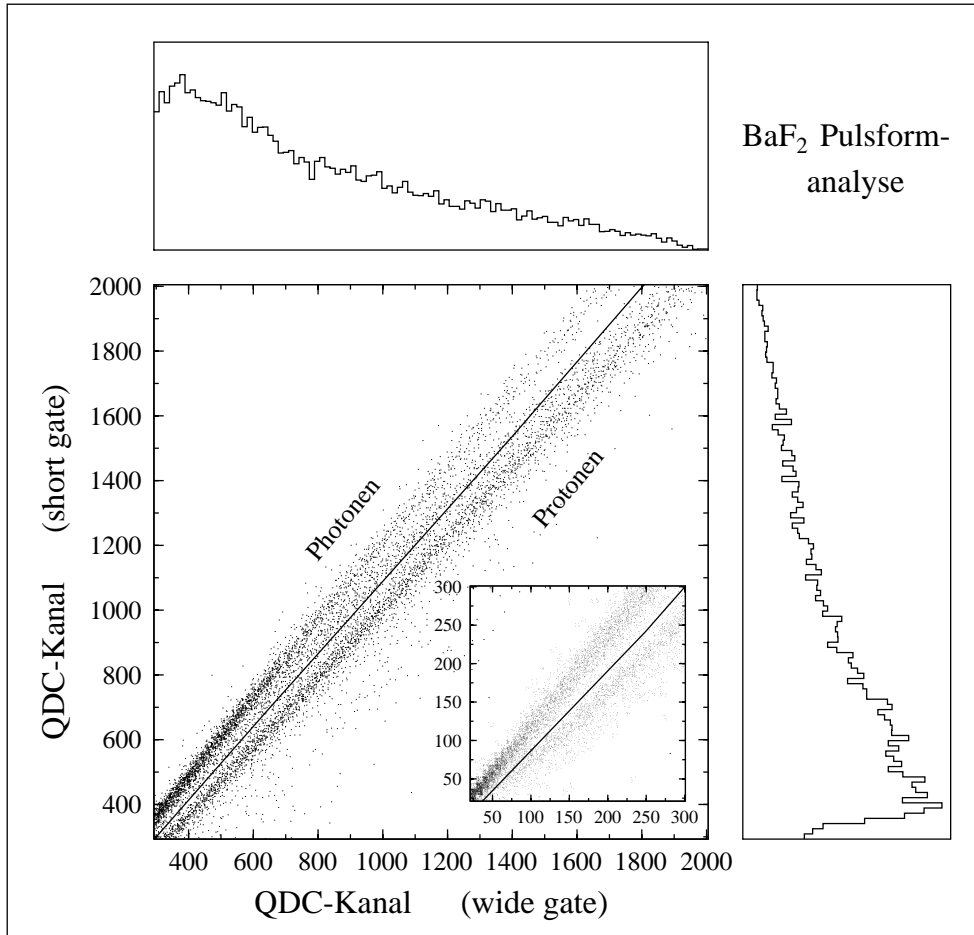


Abb. 5.1.8: BaF₂-Pulsformanalyse, Signal der kurzen Komponente aufgetragen gegen die Gesamtpulshöhe eines BaF₂-Detektors.

Die Teilchenidentifikation im BaF₂-Detektorsystem wird daher mit Hilfe einer Pulsformanalyse durchgeführt (siehe auch Abschnitt 4.3.2). In Abbildung 5.1.8 ist die Pulshöhe der kurzen Szintillationskomponente gegen das Gesamtsignal eines BaF₂-Detektors aufgetragen. Das obere der in Abb. 5.1.8 erkennbaren Bänder kann Photonen- und das untere Protonenereignissen zugeordnet werden. Die Trennung der Photonen von den Protonen erfolgt entlang des eingezeichneten Polygonzuges.

Die Eindeutigkeit dieser Trennung ist jedoch unter bestimmten Bedingungen eingeschränkt:

1. Für Ereignisse, bei denen gleichzeitig ein Proton und ein Photon denselben Detektor treffen, ist keine Unterscheidung möglich.
2. Hochenergetische Protonen, die seitlich die äußeren Detektorringe treffen, können bei einer kinetischen Energie $T_{kin} > 150 \text{ MeV}$ nicht mehr vollständig abgebremst werden. Die zur Minderung der Lichtausbeute in der kurzen Komponente erforderliche hohe Ionisationsdichte im Kristall wird dann nicht mehr erreicht und eine eindeutige Unterscheidung dieser Protonen von Photonen ist nicht mehr möglich.
3. Die in Abb. 5.1.8 eingezeichnete Ausschnittvergrößerung für niedrige QDC-Kanäle zeigt, daß für Energien $E < 5 \text{ MeV}$ Photonen und Protonen ebenfalls nicht mehr eindeutig getrennt werden können.

Da mit der kinematischen Analyse (siehe Abschnitt 5.2) zusätzliche Möglichkeiten zur Abtrennung von Reaktionen mit Protonen im Ausgangskanal zur Verfügung stehen, wurde der Schnitt für die Photon/Protonseparation in Abb. 5.1.8 so gewählt, daß in keinem Fall Photonen aus dem π° -Zerfall oder dem Zerfall angeregter Kernzustände unterdrückt werden.

Zur Bestimmung der Energie des niederenergetischen Photons aus dem asymmetrischen π° -Zerfall werden die QDC-Inhalte (wide gate) aller BaF_2 -Detektoren herangezogen, die in der Pulsformanalyse als „Photon“ identifiziert wurden. Mit Hilfe der in 4.3.4 beschriebenen Energieeichung ergibt sich aus diesen Pulshöhen die in Abb. 5.1.9 dargestellte Photonen-Energiesumme in der BaF_2 -Anordnung.

Die Überhöhung im Energiebereich $E_\gamma = 10 - 50 \text{ MeV}$ wird durch die gesuchten niederenergetischen Zerfallsphotonen des Pions erzeugt. Der Ausläufer zu höheren Energien stammt aus Zerfällen, bei denen das hochenergetische Photon in den BaF_2 -Detektoren nachgewiesen wird, und aus dem Zerfall von Eta-Mesonen.

Für die weitere Analyse wird in einem ersten Schritt angenommen, daß die gesamte Energie in der BaF_2 -Anordnung lediglich von einem Photon deponiert wurde. Die Richtung dieses Photons wird aus der Koordinate des Detektors mit der maximalen Photonenenergie bestimmt. Die geringe Segmentierung von 61 Detektoren für die 2π -Anordnung und die Ausdehnung des Targets begrenzen die erreichbare Winkelauflösung polar auf $\Delta\vartheta \approx 28^\circ$ und azimuthal auf $\Delta\varphi \approx 20^\circ$. Eine Verbesserung der Winkelauflösung in der 2π -Anordnung über eine genauere Bestimmung des Photoneintrittsortes durch eine Schauerschwerpunktsrekonstruktion ist auf Grund der niedrigen Photonenenergien und der geometrischen Anordnung der Detektoren nicht möglich.

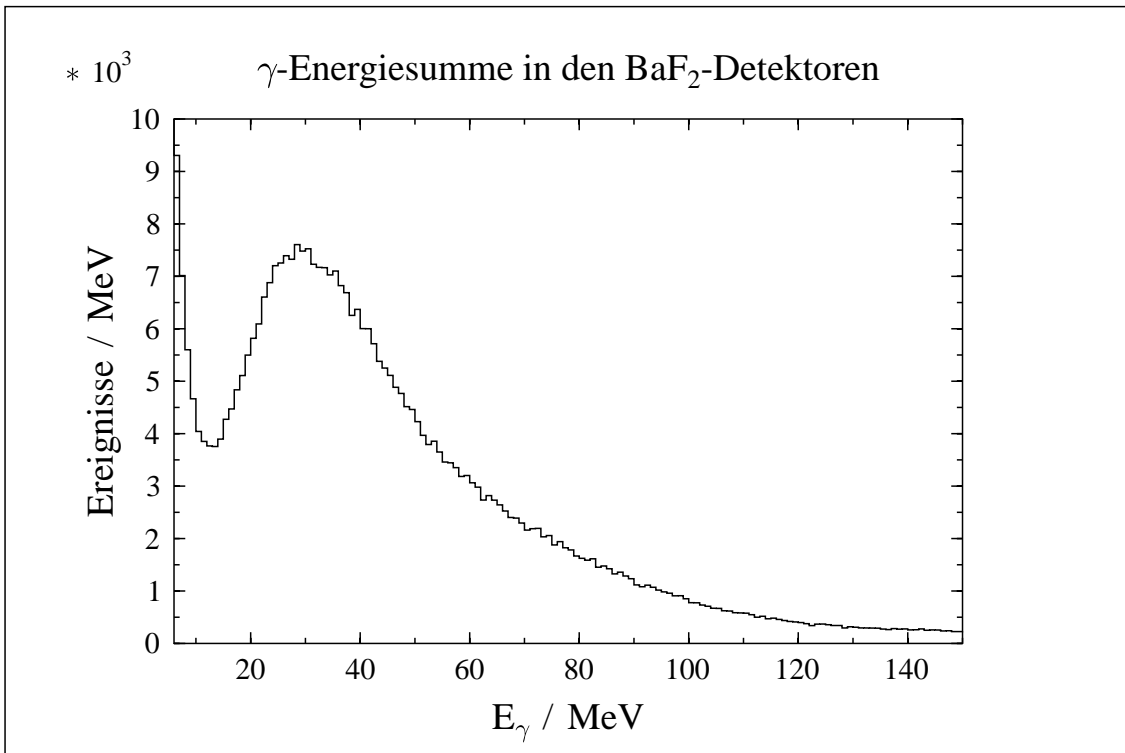


Abb. 5.1.9: Energiesumme für Photonen in der BaF₂-Anordnung.

Befindet sich der Detektor mit dem maximalen Energieeintrag im äußersten Ring der 2π -Anordnung, wird das Ereignis verworfen. Die Detektoren des Außenrings werden nur zur Sammlung des elektromagnetischen Schauers bei Photoneintritts-orten im Innenbereich verwendet. Die Untersuchung der Geometrieeffekte in der BaF₂-Anordnung im markierten Photonenstrahl, siehe Abschnitt 4.3.5, hat gezeigt, daß mit dieser Bedingung die Energieauflösung nicht unter einen Wert von 25% abfällt und so eine ausreichend genaue Bestimmung der kinematischen Parameter des Photons in der BaF₂-Anordnung ($E_{\gamma}^{BaF_2}, \vec{p}_{\gamma}^{BaF_2}$) gewährleistet ist.

5.2 Kohärente und inkohärente π° -Ausbeute

Nach allen in Abschnitt 5.1 beschriebenen Analyseschritten stehen nun die kinematischen Parameter des markierten Photons E_γ^{tag} und zweier in den CATS-Detektoren nachgewiesener Photonen $(E_\gamma^{NaJ}, \vec{p}_\gamma^{NaJ})$, $(E_\gamma^{BaF_2}, \vec{p}_\gamma^{BaF_2})$ zur Verfügung. Mit dieser Information ist die Rekonstruktion von π° -Ereignissen und die kinematische Analyse des π° -Erzeugungsprozesses möglich.

Die invariante Masse $m_{\gamma\gamma}$ der in den CATS-Detektoren nachgewiesenen Photonen

$$m_{\gamma\gamma}^2 = 2 E_\gamma^{NaJ} E_\gamma^{BaF_2} (1 - \cos\Phi_{\gamma\gamma}) \quad (5.2.1)$$

ergibt sich aus den Energien E_γ^{NaJ} , $E_\gamma^{BaF_2}$ und dem aus der Geometrie rekonstruierten Öffnungswinkel $\Phi_{\gamma\gamma}$ der beiden Photonen.

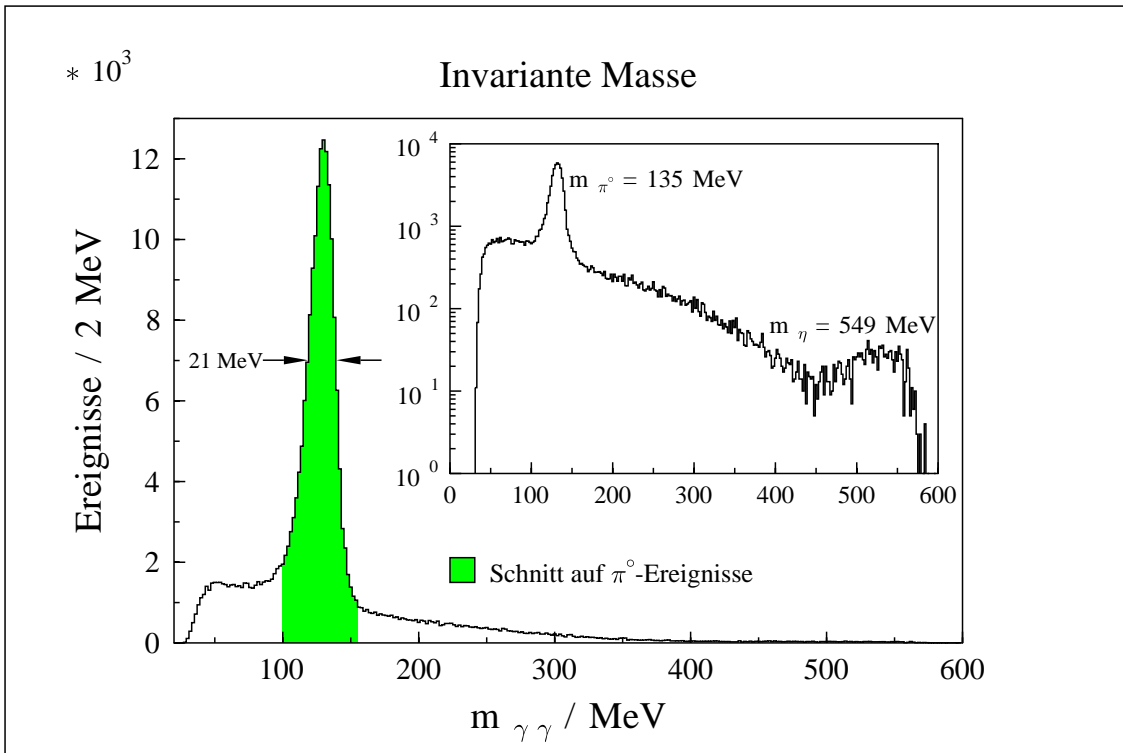


Abb. 5.2.1: Invariante Masse der in den CATS-Detektoren nachgewiesenen Photonen.

Das so berechnete und in Abb. 5.2.1 dargestellte Massenspektrum dient der Identifikation von π° -Ereignissen. Diese werden durch den eingezeichneten Schnitt, $100 < m_{\gamma\gamma} < 155 \text{ MeV}$, in der Umgebung der Ruhemasse des neutralen Pions von $m_{\pi^\circ} = 135 \text{ MeV}$ selektiert.

Die verkleinerte logarithmische Darstellung zeigt, daß auch η -Mesonen mit einer Ruhemasse von $m_\eta = 549 \text{ MeV}$ nachgewiesen werden. Für die logarithmische Darstellung wurde aus Gründen der Energieauflösung der Schwerpunkt der Energie-deposition in der 2π -Anordnung auf die beiden innersten Detektorringe beschränkt.

Für die π° -Identifikation selbst müssen jedoch lediglich die Ereignisse mit dem maximalen Energieeintrag im äußersten Ring der 2π -Anordnung verworfen werden, siehe auch Abschnitt 5.1.

Die Beschränkung der Photoneneintrittsorte auf die innersten Detektorringe der BaF_2 -Anordnung bedeutet gleichzeitig eine Einschränkung der möglichen Öffnungswinkel $\Phi_{\gamma\gamma}$ zwischen den Zerfallsphotonen eines neutralen Pions auf $\Phi_{\gamma\gamma} > 100^\circ$. Aus Gl. 5.2.1 ergibt sich auch, daß bei solchen Öffnungswinkeln und einer Energieschwelle im NaJ-Detektor von $E_\gamma^{\text{NaJ}} > 60 \text{ MeV}$ nur Pionen mit einer Energie $E_{\pi^\circ} < 200 \text{ MeV}$ so zerfallen können, daß das hochenergetische Photon nicht im NaJ-Detektor, sondern in der 2π -Anordnung nachgewiesen wird.

Der asymmetrische Zerfallsmodus mit dem Nachweis des hochenergetischen Photons im NaJ-Detektor ist daher für den größten Teil der Ereignisse bereits durch die geometrische Anordnung der Detektoren und deren Energieschwelle sichergestellt. Da das hochenergetische Photon den größten Teil der kinematischen Information des Pions trägt, kann die wesentlich bessere Energie- und Winkelauflösung des NaJ-Detektors beim Nachweis dieses π° -Zerfallsphotons auf das rekonstruierte Pion übertragen werden.

Die kinematischen Parameter der durch den Schnitt auf die invariante Masse $m_{\gamma\gamma}$ in Abb. 5.2.1 identifizierten π° -Ereignisse werden wie folgt berechnet:

$$E_{\pi^\circ} = E_\gamma^{\text{NaJ}} + E_\gamma^{\text{BaF}_2} \quad \vec{p}_{\pi^\circ} = \vec{p}_\gamma^{\text{NaJ}} + \vec{p}_\gamma^{\text{BaF}_2} \quad (5.2.2)$$

Aus dem Pionimpulsvektor \vec{p}_{π° ergibt sich dann die in Abb. 5.2.2 dargestellte Winkelverteilung der π° -Ereignisse im Laborsystem.

Der bevorzugt detektierte asymmetrische Zerfall des Pions mit dem Nachweis des hochenergetischen Photons im NaJ-Detektor führt dazu, daß überwiegend Pionen, deren Impulsvektor in Richtung des NaJ-Detektors zeigt, also mit einem Laborwinkel $\vartheta_{ls} = 60^\circ$ nachgewiesen werden.

Die Fokussierung in Richtung NaJ-Detektor wird jedoch mit sinkender Pionenergie E_{π° schwächer, da der Anteil des hochenergetischen Photons am Pionimpuls abnimmt, siehe auch Anhang A.1.1. Wie bereits erläutert, werden für Pionenergien $E_{\pi^\circ} < 200 \text{ MeV}$ auch Zerfälle mit dem Nachweis des hochenergetischen Photons in der 2π -Anordnung registriert. Für diese Ereignisse bewegt sich das Pion vom NaJ-Detektor weg. Die stark von $\vartheta_{ls} = 60^\circ$ verschiedenen Produktionswinkel in Abb. 5.2.2 werden daher von niederenergetischen Pionen in der Nähe der Erzeugungsschwelle verursacht.

Die dem Spektrum überlagerte Struktur mit der Unterdrückung einzelner Pionwinkel ergibt sich aus der in Abschnitt 5.1 erläuterten Bestimmung der Photonenimpulse mit diskreten Winkeln in der 2π -Anordnung.

Für die weitere Analyse werden durch den in Abb. 5.2.2 eingezeichneten Schnitt Ereignisse mit einem Pionproduktionswinkel von $\vartheta_{ls} = 60 \pm 10^\circ$ selektiert.

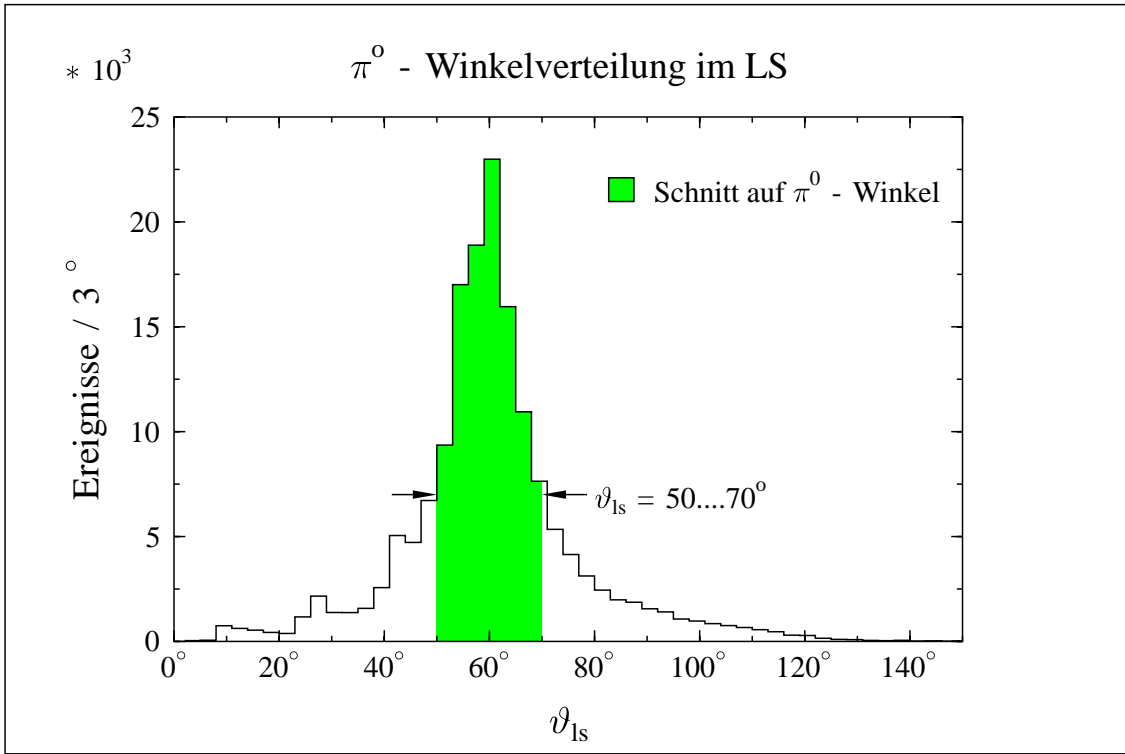


Abb. 5.2.2: Winkelverteilung der gemessenen Pionen im Laborsystem.

Für den Fall, daß die so ausgewählten Pionen kohärent produziert wurden, also aus der Reaktion $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^0)^{12}\text{C}$ stammen, handelt es sich um eine Zweikörperkinematik. Die Reaktion ist dann mit Kenntnis der gemessenen Pionenergie $E_{\pi^0}^{Mess}$, des Pionproduktionswinkels $\vartheta_{\pi^0}^{ls}$ und der Photoneinschußenergie E_{γ}^{tag} kinematisch einfach überbestimmt. In einer Energiedifferenzanalyse kann daher die Hypothese kohärenter Produktion überprüft werden.

Mit Hilfe der Meßgrößen E_{γ}^{tag} und $\vartheta_{\pi^0}^{ls}$ wird die Sollenergie des Pions für kohärente Produktion $E_{\pi^0}^{Soll}$ berechnet, siehe auch Anhang A.1.2, und durch Subtraktion der gemessenen Pionenergie $E_{\pi^0}^{Mess}$ die Energiedifferenz $E_{\pi^0}^{Diff}$ gebildet:

$$E_{\pi^0}^{Diff} = E_{\pi^0}^{Soll} - E_{\pi^0}^{Mess} = E_{\pi^0}^{Soll}(E_{\gamma}^{tag}, \vartheta_{\pi^0}^{ls}) - (E_{\gamma}^{NaJ} + E_{\gamma}^{BaF_2}) \quad (5.2.3)$$

Die so berechneten Energiedifferenzspektren zeigt Abb. 5.2.3 für zwei unterschiedliche Photonen-Einschußenergiebereiche. Für Photonenenergien in der Nähe der π^0 -Produktionsschwelle, $133 < E_{\gamma}^{tag} < 150 \text{ MeV}$, ist nur kohärente bzw. inkohärente Produktion zu den niedrig liegenden Zuständen des Kohlenstoffkerns möglich, daher konzentrieren sich die Ereignisse hier um $E_{\pi^0}^{Diff} = 0$.

Die unphysikalischen Einträge mit $E_{\pi^0}^{Diff} \ll 0$, hier ist die gemessene Pionenergie größer als die berechnete Sollenergie, werden durch zufällige Mehrfachtrefferereignisse in der Elektronenleiter mit falsch berechneten Photon- und Pionsollenergien verursacht. Diese Ereignisse werden am Ende der Analyse von der korrelierten π^0 -Ausbeute subtrahiert.

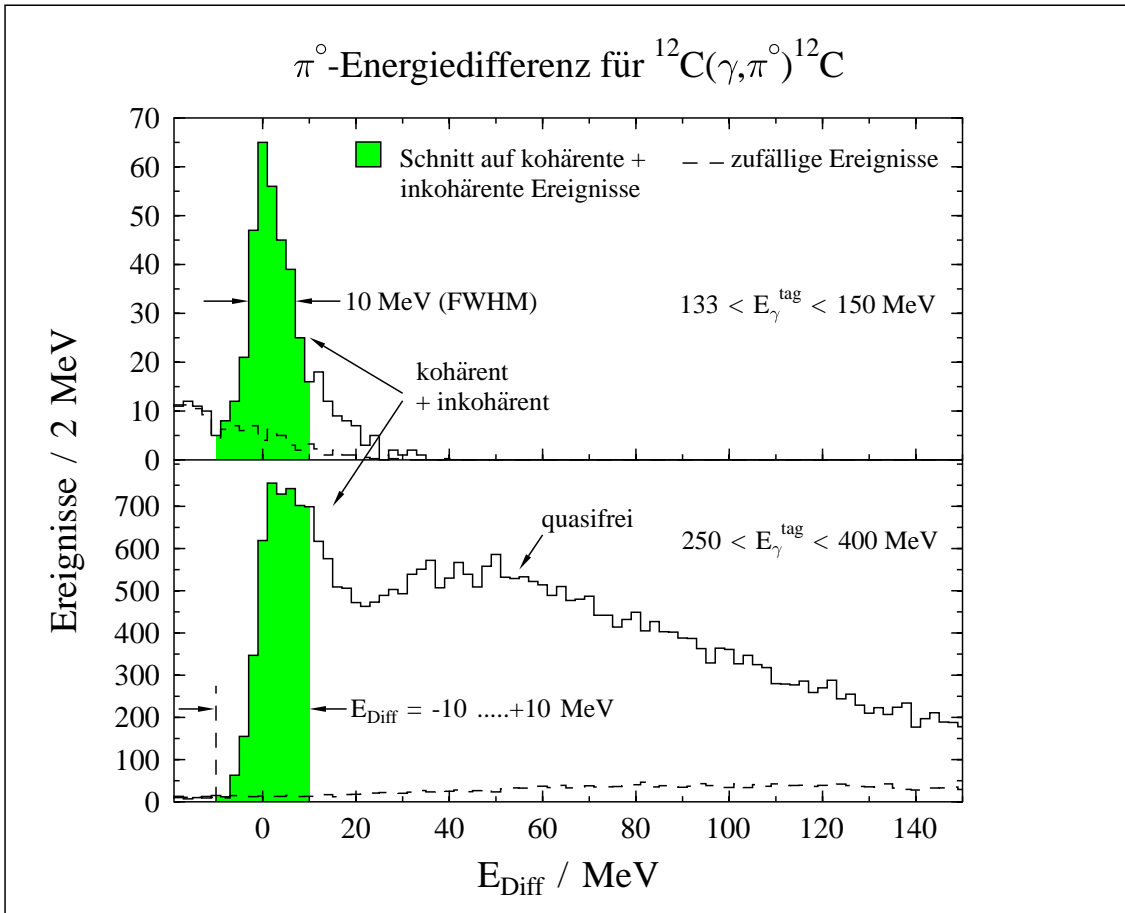


Abb. 5.2.3: Energiedifferenzspektrum der Pionen unter der Annahme kohärenter Produktion.

Für große Einschußenergien, $250 < E_\gamma^{tag} < 400 \text{ MeV}$, wird der Impulsübertrag auf den Kern so groß, daß er nach der Reaktion nur selten im Grundzustand oder in einem der niedrig liegenden angeregten Zustände verbleibt.

Wie Abb. 5.2.3 zeigt, dominiert dann die quasifreie Pionproduktion an den Nukleonen des Kerns, z.B. die Reaktion $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^\circ p)^{11}\text{B}^*$. Die in dieser Reaktion auf das Proton übertragene Energie fehlt dem Pion. Dies führt im Vergleich zur kohärenten Produktion zu kleineren Werten für E_π^{Mess} und damit zu großen positiven Werten von E_π^{Diff} .

Die in Schwellennähe erreichte Energieauflösung von $\Delta E_\pi^{Diff} = 10 \text{ MeV}$ (FWHM) ist offensichtlich nicht ausreichend zur Trennung von kohärenten, inkohärenten und quasifreien Ereignissen. In der quasifreien π° -Produktion ist jedoch zusätzlich die Separationsenergie S_p des Protons aus dem Kohlenstoffkern aufzubringen. Daher sind die quasifreien Ereignisse im Energiedifferenzspektrum um den Wert $S_p = 15.9 \text{ MeV}$ gegenüber den kohärenten Ereignissen verschoben.

Der in Abb. 5.2.3 eingezeichnete Schnitt, $-10 < E_\pi^{Diff} < 10 \text{ MeV}$, ermöglicht es daher, die quasifreien Ereignisse weitestgehend abzutrennen.

Die durch diesen Schnitt ausgewählten Ereignisse werden im folgenden als kohärente+inkohärente π° -Ausbeute bezeichnet.

Die Unterdrückung der quasifreien Ereignisse innerhalb des Schnittes im π° -Energiedifferenzspektrum wird durch die asymmetrische Form der π° -Energieantwort bei fester Pionenergie unterstützt, siehe auch Abb. 5.2.3 für $133 < E_\gamma^{tag} < 150 \text{ MeV}$.

Energieverluste beim Nachweis der π° -Zerfallsphotonen führen zu Ausläufern nach positiven Werten von $E_{\pi^\circ}^{Diff}$ und damit zu Verlusten an kohärenten+inkohärenten Ereignissen aus dem Schnittbereich. Der durch die gute intrinsische Energieauflösung der CATS-Detektoren erzeugte steile Anstieg der π° -Energieantwort sorgt jedoch andererseits für eine Begrenzung des quasifreien Untergrunds innerhalb des Schnittbereiches.

Die Wahl der Schnittgrenzen stellt daher einen Kompromiß zwischen einer möglichst perfekten Abtrennung der quasifreien Ereignisse und einer ausreichenden Statistik für die kohärente+inkohärente π° -Ausbeute dar.

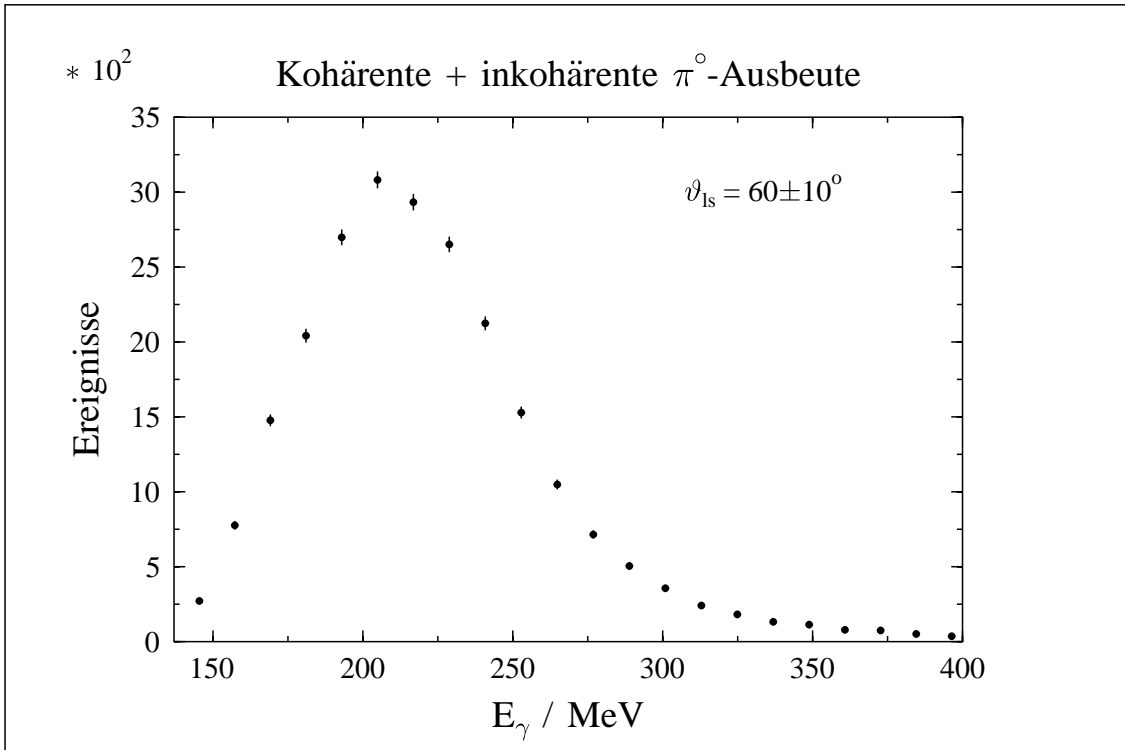


Abb. 5.2.4: Kohärente+inkohärente π° -Ausbeute.

Die unter diesen Bedingungen erzielte Ausbeute an kohärenten+inkohärenten π° -Ereignissen im Laborwinkelbereich $\vartheta_{ls} = 60 \pm 10^\circ$ ist in Abb. 5.2.4 als Funktion der Energie der markierten Photonen dargestellt. Der Untergrund aus den zufälligen Ereignissen wurde dabei subtrahiert.

5.3 Identifikation inkohärenter π° -Ereignisse

Die Pionenergieauflösung reicht nicht aus, um in den Energiedifferenzspektren, siehe Abb. 5.2.3, den inkohärenten Anteil der π° -Ausbeute bestimmen zu können.

Der große Raumwinkel der 2π -BaF₂-Anordnung bietet jedoch die Möglichkeit, die Zerfallsprodukte angeregter Kernzustände effizient zu spektroskopieren. Durch den Nachweis dieser Zerfallsprodukte in Koinzidenz mit den π° -Zerfallsphotonen kann der Endzustand in der Reaktion $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^\circ)^{12}\text{C}^*$ festgelegt werden.

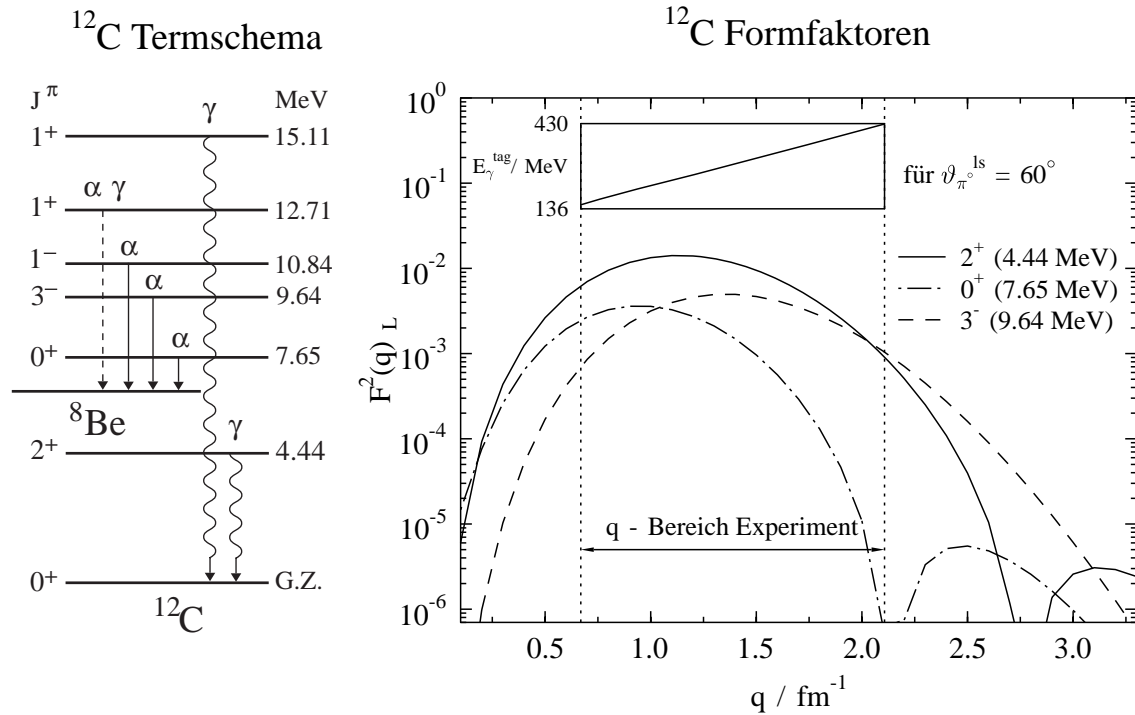


Abb. 5.3.1: Vereinfachtes Termschema für ^{12}C , eingezeichnet ist jeweils der dominierende Zerfall des Niveaus; Formfaktoren der ersten drei angeregten Zustände.

Das vereinfachte Termschema des Kohlenstoffkerns nach Abb. 5.3.1 zeigt, daß innerhalb des Schnittes in der π° -Energiedifferenz, $E_{\pi^\circ}^{\text{Diff}} < 10 \text{ MeV}$, neben dem Grundzustand die ersten drei Zustände bis zu einer Anregungsenergie $E_x = 9.64 \text{ MeV}$ zur kohärenten+inkohärenten π° -Ausbeute beitragen können. Der relative Anteil der angeregten Zustände zur inkohärenten Ausbeute kann durch folgende Überlegung grob abgeschätzt werden:

Unabhängig davon, mit welcher Wahrscheinlichkeit in der π° -Produktion der Übergang zu einem bestimmten Spin-Isospinzustand erfolgt, muß der Kern den mit dem Produktionsprozeß verbundenen Impulsübertrag q aufnehmen können.

Ein Maß für diese Fähigkeit sind die in der Elektronenstreuung zugänglichen Formfaktoren $F(q)$ (siehe auch Abschnitt 2.2). Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die kohärente π° -Produktion ist daher nach Gl. 2.2.4 proportional zu $F^2(q)$.

Der in der Pionproduktion dominierende longitudinale Anteil des Formfaktors ist in Abb. 5.3.1 für die ersten drei angeregten Zustände des Kohlenstoffkerns aufgetragen. Bei Photonenenergien von der π° -Produktionsschwelle bis zu $E_\gamma^{tag} = 430 \text{ MeV}$ und einem Pionwinkel von $\vartheta_{1s} = 60^\circ$ ergibt sich der in Abb. 5.3.1 eingetragene Impulsübertragsbereich (siehe auch Anhang A.1.2).

Es wird deutlich, daß über den gesamten in diesem Experiment betrachteten Bereich der $2^+, T = 0 (4.4 \text{ MeV})$ Zustand dominiert. Dieser Zustand zerfällt ausschließlich durch Emission eines Photons in den Grundzustand. Dieses Photon kann in der BaF_2 -Anordnung detektiert werden.

Die überwiegend durch α -Emission zerfallenden Zustände sind in diesem Experiment nicht identifizierbar, da die α -Teilchen auf Grund ihrer niedrigen Energie das Target nicht verlassen können. Abb. 5.3.1 zeigt jedoch, daß insbesondere der Formfaktor des $0^+, T = 0 (7.65 \text{ MeV})$ Zustandes im größten Teil des betrachteten Impulsübertragsbereiches mindestens eine Größenordnung kleiner als der des 4.4 MeV Zustandes ist. Der Formfaktor des 9.64 MeV Zustandes erreicht bei höheren Photonenenergien bzw. größeren Impulsüberträgen die gleiche Größenordnung wie der des 4.4 MeV Zustandes. Da sich für Photonenenergien $E_\gamma^{tag} > 300 \text{ MeV}$ der Schwerpunkt des π° -Energiedifferenzspektrums zu positiven Werten verschiebt, kann bei einem Schnitt von $E_\pi^{Diff} < 10 \text{ MeV}$ jedoch davon ausgegangen werden, daß der $3^-, T = 0 (9.64 \text{ MeV})$ Zustand hier bereits nicht mehr in der kohärenten+inkohärenten π° -Ausbeute enthalten ist.

Die inkohärente π° -Ausbeute ist in diesem Experiment daher durch die Anregung des $2^+, T = 0 (4.4 \text{ MeV})$ Zustandes bestimmt. Dieser Zustand zerfällt ausschließlich durch Emission eines Photons. Zur Identifikation dieses Prozesses werden daher die Ereignisse aus der kohärenten+inkohärenten π° -Ausbeute (siehe Abschnitt 5.2) daraufhin untersucht, ob neben dem Photon aus dem π° -Zerfall mit einer Energie von $E_\gamma = 10 - 30 \text{ MeV}$ ein weiteres Photon mit $E_\gamma = 4.4 \text{ MeV}$ nachgewiesen werden kann.

Dabei wird die Energiesumme in einer Gruppe geometrisch unmittelbar benachbarter BaF_2 -Detektoren jeweils einem Photon zugeordnet. Die Energiedeposition in allen Detektoren einer solchen Gruppe muß dabei in der Pulsformanalyse (siehe Abschnitt 5.1) als von einem Photon stammend identifiziert worden sein. Eine solche Gruppe, im folgenden als Photon-Cluster bezeichnet, ist von einem eventuell vorhandenen zweiten Cluster durch mindestens einen Detektor ohne Energieeintrag getrennt. Ein einzelner Detektor wird unter diesen Bedingungen ebenfalls als Photon-Cluster bezeichnet.

Für die Ereignisse aus der kohärenten+inkohärenten π° -Ausbeute wird in ca. 20% der Fälle ein zweites Photon-Cluster in der BaF_2 -Anordnung nachgewiesen. Bezeichnet man das Cluster mit der größten Energie als Photon 1 und entsprechend das niederenergetische als Photon 2, so ergeben sich die in Abb. 5.3.2 dargestellten Energiespektren der Photonen in der BaF_2 -Anordnung.

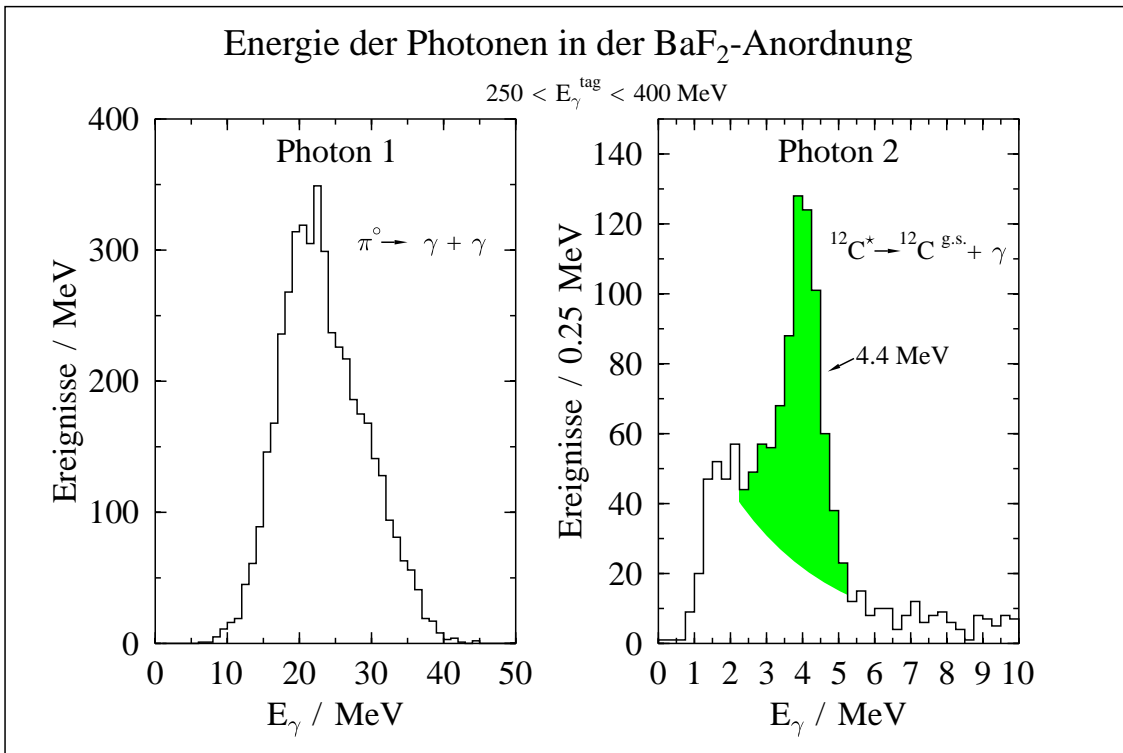


Abb. 5.3.2: Energie der Photonen-Cluster in der BaF₂-Anordnung.

Das Spektrum für Photon 1 zeigt die erwartete Energieverteilung der niederenergetischen Zerfallsphotonen aus dem asymmetrischen π^0 -Zerfall. Im Energiespektrum für Photon 2 ist bei 4 MeV eine deutliche Überhöhung sichtbar, die den Zerfallsphotonen aus dem ersten angeregten Zustand des Kohlenstoffkerns zugeordnet werden kann.

Für den gesamten in diesem Experiment betrachteten Energiebereich zeigt Abb. 5.3.3 das Energiespektrum des zweiten Photons in der BaF₂-Anordnung. Es wird deutlich, daß der 4.4 MeV Peak auf einem exponentiell abfallenden Untergrund sitzt. Der Untergrund stammt jedoch nicht von den hier vernachlässigbaren zufälligen Ereignissen. Die Computersimulation des Experiments, siehe Abschnitt 5.4, hat gezeigt, daß dieser Untergrund durch die Zerfallsphotonen kohärent produzierter Pionen erzeugt wird.

Bei der Entwicklung des elektromagnetischen Schauers eines einzelnen Photons in der komplexen Geometrie der 2π -Anordnung kann durch die folgenden Effekte ein zweites Detektor-Cluster entstehen:

1. Ein Teil der Energie kann durch Sekundärphotonen aus dem Schauer in einen abseits vom Schauerschwerpunkt gelegenen Teil der 2π -Anordnung getragen werden, so daß zwischen dem Schwerpunkt und dieser Energiedeposition ein oder mehrere Detektoren ohne Energieeintrag liegen.

- Bei Detektoren in direkter Nachbarschaft zum Schauerschwerpunkt kann der Energieeintrag unterhalb der Nachweisschwelle liegen, während im nächsten, nicht mehr mit dem Schwerpunktsdetektor direkt zusammenhängenden Modul wieder genügend Energie deponiert wird.

Da jedes Detektor-Cluster einem Photon zugeordnet wird, entsteht so der in Abb. 5.3.3 angedeutete, exponentiell abfallende Untergrund unter dem 4.4 MeV Peak.

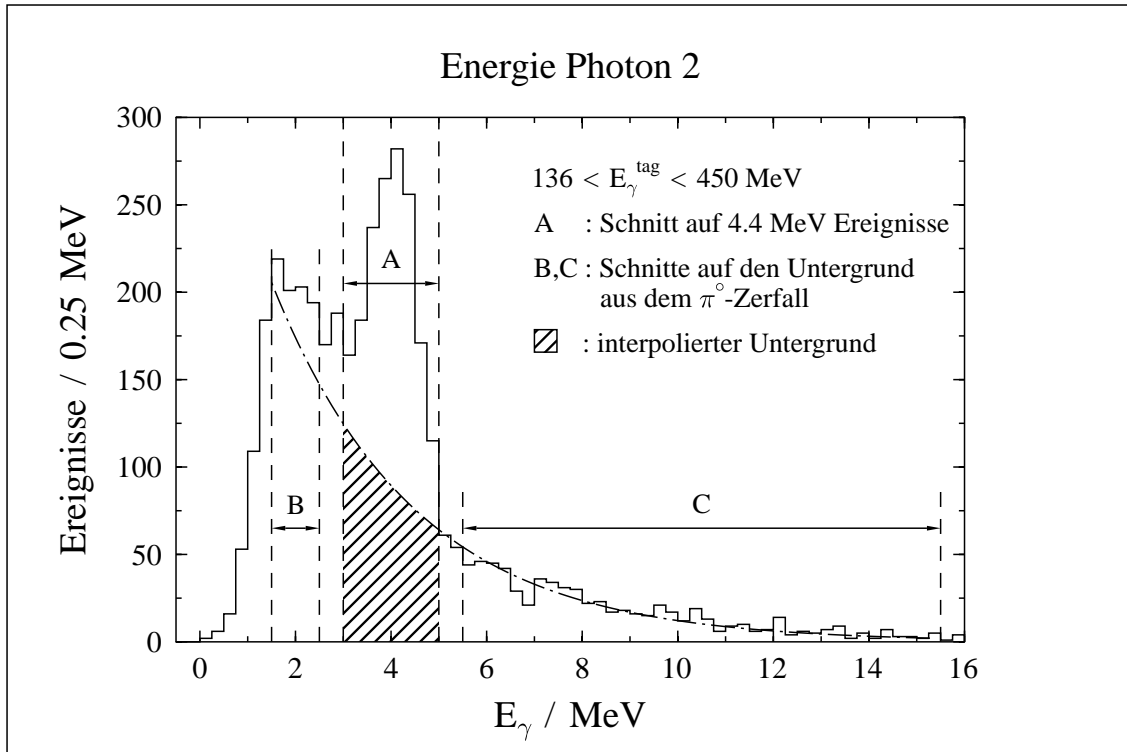


Abb. 5.3.3: Bestimmung des Untergrunds im Energiespektrum des zweiten Photons in der BaF₂-Anordnung.

Ereignisse aus der inkohärenten π^0 -Produktion, die zu einer Anregung des Kohlenstoffkerns in den 4.4 MeV Zustand führen, werden durch den in Abb. 5.3.3 eingezeichneten Schnitt A, $3 < E_\gamma < 5 \text{ MeV}$ selektiert.

Der schraffiert eingetragene Untergrund wird mit Hilfe der Ereignisse in den Schnitten B ($1.5 < E_\gamma < 2.5 \text{ MeV}$) und C ($5.5 < E_\gamma < 15.5 \text{ MeV}$) berechnet.

Die Anzahl der Ereignisse aus dem 4.4 MeV Peak und der Untergrund aus dem Zerfall kohärent produzierter Pionen sind in Abb. 5.3.4 als Funktion der Einschußenergie dargestellt.

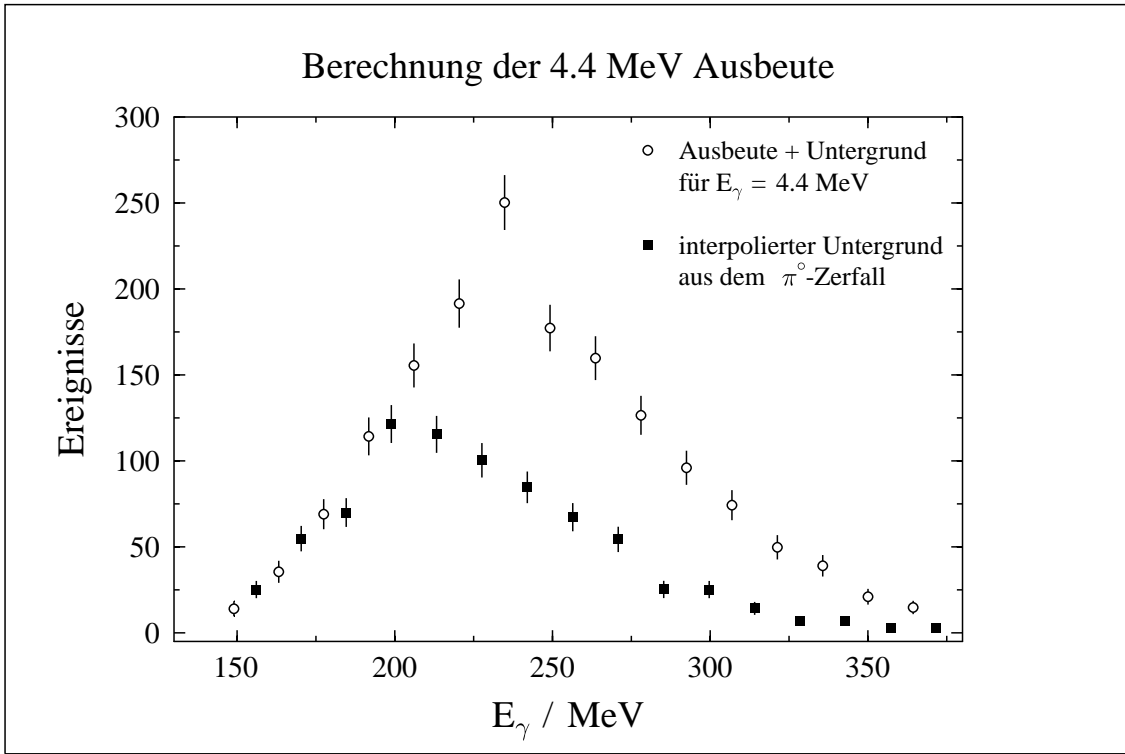


Abb. 5.3.4: Ereignisse aus der kohärenten+inkohärenten π^0 -Ausbeute mit einem zusätzlichen 4.4 MeV Photon und der Untergrund aus dem π^0 -Zerfall.

Die Berechnung der 4.4 MeV Ausbeute erfolgt durch die Subtraktion der beiden Kurven. Es wird deutlich, daß für Einschußenergien $E_\gamma^{tag} < 200 \text{ MeV}$ kein Nettosignal von Zerfallsphotonen aus dem 4.4 MeV Zustand des Kohlenstoffkerns registriert wird.

5.4 Ansprechwahrscheinlichkeit des CATS-Spektrometers für π^0 - Ereignisse

Zur Berechnung differentieller Wirkungsquerschnitte für die kohärente und inkohärente π^0 -Produktion ist die Kenntnis der Nachweiswahrscheinlichkeiten für diese Reaktionen im CATS-Spektrometer erforderlich. Die Ansprechwahrscheinlichkeit von CATS für die Reaktion $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^0)^{12}\text{C}$ wird definiert als:

$$\epsilon_{\pi^0}(E_\gamma, \Delta\vartheta_{ls}, \Delta E_{Diff}) = \frac{N_{\pi^0}^{ko+iko}(E_\gamma, \Delta\vartheta_{ls}, \Delta E_{Diff})}{N_{\pi^0}^{12C}(E_\gamma, \Delta\vartheta_{ls})} \quad (5.4.1)$$

Dabei ist $N_{\pi^0}^{ko+iko}$ die Anzahl der innerhalb des Schnittes $\Delta E_{Diff} = \pm 10 \text{ MeV}$ im Energiedifferenzspektrum und im Winkelbereich $\Delta\vartheta_{ls} = 60 \pm 10^\circ$ in CATS nachgewiesenen Pionen. $N_{\pi^0}^{12C}$ ist die Gesamtzahl der durch die Reaktion $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^0)^{12}\text{C}$ in diesen Winkelbereich emittierten Pionen.

$N_{\pi^{\circ}}^{k_{\circ}+ik_{\circ}}$ ist über den von CATS akzeptierten $\varphi_{\pi^{\circ}}$ -Winkelbereich und $N_{\pi^{\circ}}^{12C}$ über den gesamten Azimut integriert, so daß in $\epsilon_{\pi^{\circ}}$ auch die Akzeptanz im Azimut enthalten ist. Diese Größe beschreibt also die Wahrscheinlichkeit, daß ein im Winkelbereich $\Delta\vartheta$ kohärent produziertes Pion zur kohärenten+inkohärenten π° -Ausbeute in CATS beiträgt (siehe Abschnitt 5.2).

Die so definierte Effizienz hängt von der π° -Zerfallskinetik, der geometrischen Anordnung der Detektoren, deren Energie- und Winkelauflösung und den Parametern der kinematischen Schnitte bei der Datenauswertung ab. Da diese Größen die Ansprechwahrscheinlichkeit in komplizierter Weise beeinflussen, wurde zu deren Berechnung das Monte-Carlo-Simulationsprogramm EVEPIO entwickelt.

Nach Eingabe der Parameter für die Ereignisgenerierung und zur Beschreibung der Detektorkonfiguration gliedert sich das Programm in drei Hauptteile, die Ereignis für Ereignis durchlaufen werden:

1. Ereignisgenerator

Der Ereignisgenerator erzeugt die Impulse und den Entstehungsort der Teilchen im Laborsystem, die an den Reaktionen $^{12}C(\gamma, \pi^{\circ})^{12}C$ und $^{12}C(\gamma, \pi^{\circ})^{12}C^*$ (4.4 MeV) beteiligt sind, insbesondere die Vertizes der π° -Zerfallsphotonen und des $E_{\gamma} = 4.4\text{ MeV}$ Photons aus dem angeregten Kohlenstoffkern.

Für die effiziente Berechnung der Ansprechwahrscheinlichkeit wird das Energiespektrum der einlaufenden Photonen als gleichverteilt angenommen. Der Reaktionsort im Target wird entsprechend der Bremsstrahlwinkelverteilung und der Experimentgeometrie gewürfelt.

Die Pionen werden nach einer isotropen Winkelverteilung im Schwerpunktsystem erzeugt. Für den Fall inkohärenter Produktion gilt dies auch für das 4.4 MeV Photon. Nach Berechnung der Reaktionskinematik und dem Zerfall des Pions in zwei Photonen werden alle Teilchenimpulse ins Laborsystem transformiert.

2. Nachweis der erzeugten Teilchen in CATS

In einem ersten Schritt werden die Spuren der π° -Zerfallsphotonen und des 4.4 MeV Photons im CATS-Aufbau verfolgt. Für die Spurverfolgung in der komplexen Geometrie der BaF_2 -Anordnung wurde hierzu eigens ein effizienter Algorithmus entwickelt.

Der Triggerbedingung im Experiment folgend wird das Ereignis nur dann weiter verarbeitet, wenn mindestens ein Teilchen jeweils den NaJ-Detektor und die BaF_2 -Anordnung getroffen haben. Die Simulation der Detektorantwort erfolgt für den NaJ-Detektor durch Verwürfelung der Photonenenergie innerhalb der nach Abschnitt 4.2 bestimmten Energieauflösung.

Die Entwicklung des elektromagnetischen Schauers eines Photons in der Geometrie der BaF_2 -Anordnung kann dazu führen, daß der Eintrittsort des Photons und der Schwerpunkt der Energiedeposition nicht im selben Detektor liegen. Dieser Effekt führt zusammen mit dem Schnitt auf die inneren Detektorringe zu analytisch nicht berechenbaren Effizienzverlusten. In den BaF_2 -Detektoren wird daher eine ereignisweise Schauersimulation durchgeführt.

Für diesen Programmabschnitt wurden Teile der GEANT 3.15 Progammbibliothek entsprechend adaptiert [Lis 94].

3. Analyse der simulierten Daten

Am Ende der Detektorsimulation werden die so gewonnenen Daten in die gleichen Datenstrukturen einsortiert wie bei der Experimentdatenanalyse. Dieses Verfahren ermöglicht die direkte Einbindung der entsprechenden Programmteile aus der Experimentdatenanalyse in die Ereignisschleife des Simulationsprogramms. Die simulierten Daten werden also mit der gleichen Software und damit auch unter den gleichen Bedingungen wie die Experimentdaten analysiert. Darüber hinaus werden zusätzliche Histogramme für die primär erzeugten Ereignisse akkumuliert, z.B. die Anzahl der primär in den Laborwinkelbereich $\vartheta_{ls} = 60 \pm 10^\circ$ emittierten Pionen.

Mit Hilfe dieses Spektrums und der simulierten π° -Ausbeute in CATS kann dann die nach Gl. 5.4.1 definierte Effizienz für den π° -Nachweis aus der Reaktion $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^\circ)^{12}\text{C}$ berechnet werden. Diese π° -Ansprechwahrscheinlichkeit ist in Abb. 5.4.1 als Funktion der Einschußenergie dargestellt.

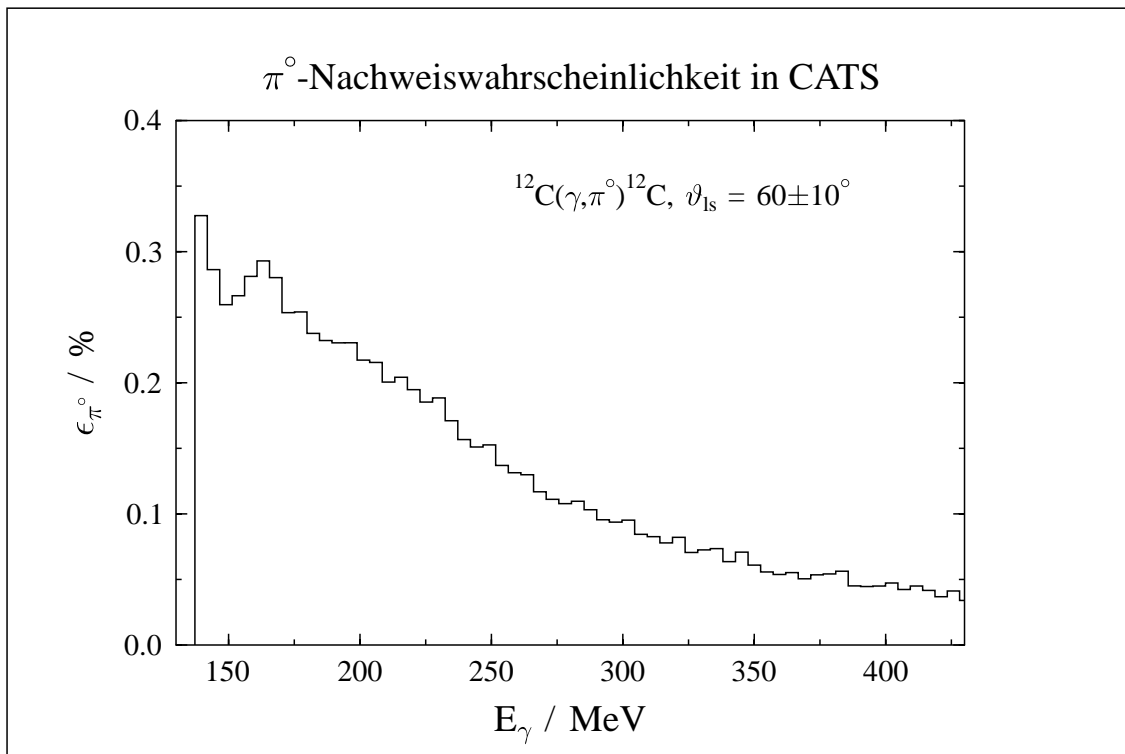


Abb. 5.4.1: π° -Nachweiswahrscheinlichkeit in CATS.

Im Schwerpunktsystem und direkt an der Produktionsschwelle auch im Laborsystem werden die π° -Zerfallsphotonen unter einem Winkel $\Phi_{\gamma\gamma} \approx 180^\circ$ emittiert. Eine obere Grenze für die π° -Nachweiswahrscheinlichkeit in CATS ist dann durch den kleineren

Raumwinkel des NaJ-Detektors (siehe Tabelle 5.1) gegeben:

$$\epsilon_{\pi^0}(E_\gamma = 137 \text{ MeV}) < \frac{2 * \Omega_{NaJ}}{4\pi} = 0.36\% \quad (5.4.2)$$

Der Faktor 2 in Gl. 5.4.2 berücksichtigt die Tatsache, daß jedes der beiden Photonen den NaJ-Detektor treffen kann.

Der Übergangsbereich in Abb. 5.4.1 von der Produktionsschwelle bis $E_\gamma = 200 \text{ MeV}$ ist auf Grund des komplexen Zusammenwirkens der π^0 -Zerfallskinetik, der Energieschwellen der Detektoren und der Schnitte in der Datenauswertung nur schwer einer anschaulichen Interpretation zugänglich. Für die höheren Einschußenergien führt der ausschließliche Nachweis von Öffnungswinkeln $\Phi_{\gamma\gamma} > 100^\circ$ jedoch dazu, daß mit wachsender Pionenergie und kleiner werdendem minimalen Öffnungswinkel, siehe Abb. 4.1.2, ein immer geringer werdender Anteil der Öffnungswinkelverteilung detektiert wird. Die π^0 -Nachweiswahrscheinlichkeit sinkt daher mit wachsender Einschußenergie stark ab.

Die Simulation wurde getrennt für die Reaktionen $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^0)^{12}\text{C}$ und $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^0)^{12}\text{C}^*$ (4.4 MeV) durchgeführt. Für die nach Gl. 5.4.1 definierte π^0 -Nachweiswahrscheinlichkeit ergaben sich dabei keine signifikanten Unterschiede. Neben der π^0 -Energieauflösung ist dafür auch teilweise das Auswerteverfahren verantwortlich. Für die Berechnung der Pionenenergie wird immer die Gesamtenergie der Photonen in der BaF₂-Anordnung herangezogen, einschließlich eines eventuell detektierten 4.4 MeV Photons. Im π^0 -Energiedifferenzspektrum unterscheiden sich daher viele inkohärente nicht von kohärenten Ereignissen.

Ein als inkohärent identifiziertes π^0 -Ereignis muß jedoch nicht nur die Bedingungen für den Winkel und die Energiedifferenz erfüllen, die an die kohärente+inkohärente π^0 -Ausbeute gestellt werden, sondern auch einen Eintrag im 4.4 MeV Peak des Energiespektrums von Photon 2 in der BaF₂-Anordnung aufweisen (siehe Abschnitt 5.3).

Zur Berechnung der inkohärenten π^0 -Ausbeute aus der experimentell bestimmten Anzahl an 4.4 MeV Photonen (siehe Abb. 5.3.4), ist daher die Kenntnis der Wahrscheinlichkeit $\epsilon_{4.4}$ erforderlich, daß für ein inkohärent produziertes π^0 aus der kohärenten+inkohärenten π^0 -Ausbeute ein 4.4 MeV Photon registriert wird:

$$\epsilon_{4.4} = \frac{N_{\pi^0}^{4.4}(E_\gamma, \Delta\vartheta_{ls}, \Delta E_{Diff})}{N_{\pi^0}^{ko+iko}(E_\gamma, \Delta\vartheta_{ls}, \Delta E_{Diff})} = 32\% \quad (5.4.3)$$

Dabei ist $N_{\pi^0}^{4.4}$ die Anzahl der Ereignisse mit einem registrierten 4.4 MeV Photon aus der kohärenten+inkohärenten π^0 -Ausbeute $N_{\pi^0}^{ko+iko}$. Zur Bestimmung dieses Verhältnisses werden ausschließlich inkohärent produzierte Pionen simuliert.

Diese Wahrscheinlichkeit erweist sich als unabhängig von der Einschußenergie; sie ist deshalb kleiner als der Raumwinkelanteil der 2π -Anordnung, weil die Schauerentwicklung und der Clusteralgorithmus für die Photonenerkennung die 4.4 MeV Ausbeute beeinflussen.

5.5 Berechnung der differentiellen Wirkungsquerschnitte

Aus den experimentell bestimmten π° -Ausbeutekurven (siehe Abschnitte 5.2 u. 5.3) und den in der Simulation berechneten Ansprechwahrscheinlichkeiten (siehe Abschnitt 5.4) lassen sich die korrigierten Ausbeuten und die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen $^{12}C(\gamma, \pi^\circ)^{12}C$ und $^{12}C(\gamma, \pi^\circ)^{12}C^*$ (4.4 MeV) bestimmen.

Alle im folgenden behandelten Ausbeuten beziehen sich auf die Anzahl der π° -Ereignisse innerhalb des Winkelbereichs $\Delta\vartheta_{ls} = 60 \pm 10^\circ$ und innerhalb des Schnittes in der π° -Energiedifferenz $\Delta E_{\pi^\circ}^{Diff} = \pm 10 \text{ MeV}$. Die Gesamtzahl der unter diesen Bedingungen nachgewiesenen π° -Ereignisse wird als kohärente+inkohärente π° -Ausbeute $N_{\pi^\circ}^{ko+iko}$ bezeichnet (siehe Abb. 5.2.4).

Die korrigierten inkohärenten und kohärenten π° -Ausbeuten $N_{\pi^\circ}^{iko}$ und $N_{\pi^\circ}^{ko}$, ergeben sich dann nach:

$$N_{\pi^\circ}^{iko}(E_\gamma) = \frac{N_{\pi^\circ}^{4.4}(E_\gamma)}{\epsilon^{4.4}} \quad N_{\pi^\circ}^{ko}(E_\gamma) = N_{\pi^\circ}^{ko+iko}(E_\gamma) - N_{\pi^\circ}^{iko}(E_\gamma) \quad (5.5.1)$$

$N_{\pi^\circ}^{4.4}$ ist die Anzahl der Ereignisse aus der kohärenten+inkohärenten π° -Ausbeute für die ein 4.4 MeV Photon in CATS registriert wird, siehe Abb. 5.3.4, $\epsilon^{4.4} = 0.32$ ist die Wahrscheinlichkeit für den Nachweis eines solchen Photons unter den Bedingungen dieses Experiments (siehe Abschnitt 5.4).

Da die Photoproduktion mit unpolarisierten Photonen axialsymmetrisch zur Photonenimpulsrichtung ist, werden zunächst die differentiellen Wirkungsquerschnitte als

$$\frac{d\sigma}{d\vartheta}(E_\gamma, \Delta\vartheta = 60 \pm 10^\circ) = \frac{N_{\pi^\circ}(E_\gamma)}{N_T \cdot \epsilon_{\pi^\circ}(E_\gamma) \cdot N_\gamma(E_\gamma) \cdot \Gamma_{\gamma\gamma} \cdot \Delta\vartheta} \quad (5.5.2)$$

bestimmt und dann umgerechnet in

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_\gamma, \Delta\vartheta = 60 \pm 10^\circ) = \frac{1}{2\pi \cdot \sin\vartheta} \cdot \frac{d\sigma}{d\vartheta}. \quad (5.5.3)$$

Die Bedeutung und experimentelle Bestimmung der einzelnen Größen wird im folgenden erläutert:

1. $N_{\pi^\circ}(E_\gamma)$ bezeichnet jeweils die Anzahl der Pionen aus kohärenter bzw. inkohärenter Produktion, die im Winkelbereich $\Delta\vartheta_{ls} = 60 \pm 10^\circ$ nachgewiesen wird.

Für $N_{\pi^\circ}(E_\gamma)$ sind daher die aus den experimentell bestimmten Ausbeuten nach Gl. 5.5.1 berechneten Werte, $N_{\pi^\circ}(E_\gamma) = N_{\pi^\circ}^{ko}(E_\gamma)$ oder $N_{\pi^\circ}(E_\gamma) = N_{\pi^\circ}^{iko}(E_\gamma)$, einzusetzen.

2. $N_\gamma(E_\gamma)$ ist die Gesamtzahl der auf das Target treffenden energiemarkierten Photonen.

$$N_\gamma(E_\gamma) = \sum_i \epsilon_{tag}^i \cdot N_{e^-}^i(E_\gamma) \quad i = \text{Datenfile} \quad (5.5.4)$$

Sie berechnet sich aus der Anzahl der während des Experiments pro Leiterkanal bzw. Photonenenergie im Tagger nachgewiesenen Elektronen $N_{e^-}^i(E_\gamma)$ und der Markierungseffizienz von $\epsilon_{tag}^i \approx 52\%$.

Die Markierungseffizienz ist eine unter anderem von der Lage des Elektronenstrahls auf dem Radiatortarget abhängige Größe. Sie kann sich während des Experiments eventuell verändern. Die zu Beginn des Experiments gemessene Markierungseffizienz $\epsilon_{tag}(E_\gamma)$, siehe Abb. 3.4.2, wird daher durch einen pro Datenfile individuell bestimmten Faktor α_i korrigiert.

$$\epsilon_{tag}^i(E_\gamma) = \alpha^i \cdot \epsilon_{tag}(E_\gamma) \quad (5.5.5)$$

Die Anzahl der im NaJ-Detektor koinzident zum Tagger nachgewiesenen Photonen N_{NaJ}^i , nach Abzug der zufälligen Ereignisse und der Höhenstrahlung, ist proportional zur Anzahl der Photonen auf dem Target.

Bei zeitlich konstantem Wirkungsquerschnitt, konstanter Targetdicke und Detektorschwelle ist daher das über alle Energien gemittelte Verhältnis

$$\epsilon_{mon}^i = \left\langle \frac{N_{NaJ}^i(E_\gamma)}{N_{e^-}^i(E_\gamma)} \right\rangle_{E_\gamma} \sim \langle \epsilon_{tag}^i \rangle_{E_\gamma} \quad (5.5.6)$$

proportional zur mittleren Markierungseffizienz während der Datenaufnahme des Files i . Mit Hilfe dieses Monitorparameters kann dann die Abweichung der Markierungseffizienz relativ zu einem Normierungsfile mit bekannter Effizienz berechnet werden.

$$\alpha^i = \frac{\epsilon_{mon}^i}{\epsilon_{mon}^{norm}} \quad (5.5.7)$$

Diese Korrekturen führen zu einem um insgesamt 5% geringeren Photonenfluß.

3. $\epsilon_{\pi^0}(E_\gamma)$ beschreibt die nach Abschnitt 5.4 berechnete Wahrscheinlichkeit, ein kohärent oder inkohärent produziertes Pion im Winkelbereich $\Delta\vartheta_{ls} = 60 \pm 10^\circ$ unter den in der Datenanalyse gestellten Bedingungen in CATS nachzuweisen (siehe Abb. 5.4.1).
4. N_T ist die Anzahl der Targetkerne pro Flächeneinheit.

$$N_T = (2.153 \pm 0.006) \cdot 10^{23} / cm^2 \quad (5.5.8)$$

5. $\Gamma_{\gamma\gamma}$ ist die Zerfallswahrscheinlichkeit des neutralen Pions in zwei Photonen.

$$\Gamma_{\gamma\gamma} = 0.989 \quad (5.5.9)$$

Für die Reaktionen $^{12}C(\gamma, \pi^0)^{12}C$ und $^{12}C(\gamma, \pi^0)^{12}C^*$ (4.4 MeV) sind die so berechneten Wirkungsquerschnitte in Abb. 5.5.1 als Funktion der Einschubenergie dargestellt.

Dabei wurden die Leiterkanäle so zusammengefaßt, daß der kohärente Wirkungsquerschnitt über Photonenenergiebereiche von jeweils 12 MeV bzw. ab $E_\gamma = 300\text{ MeV}$ über 24 MeV gemittelt wurde. Anhang A.2 enthält eine Tabelle mit den Zahlenwerten der Wirkungsquerschnitte.

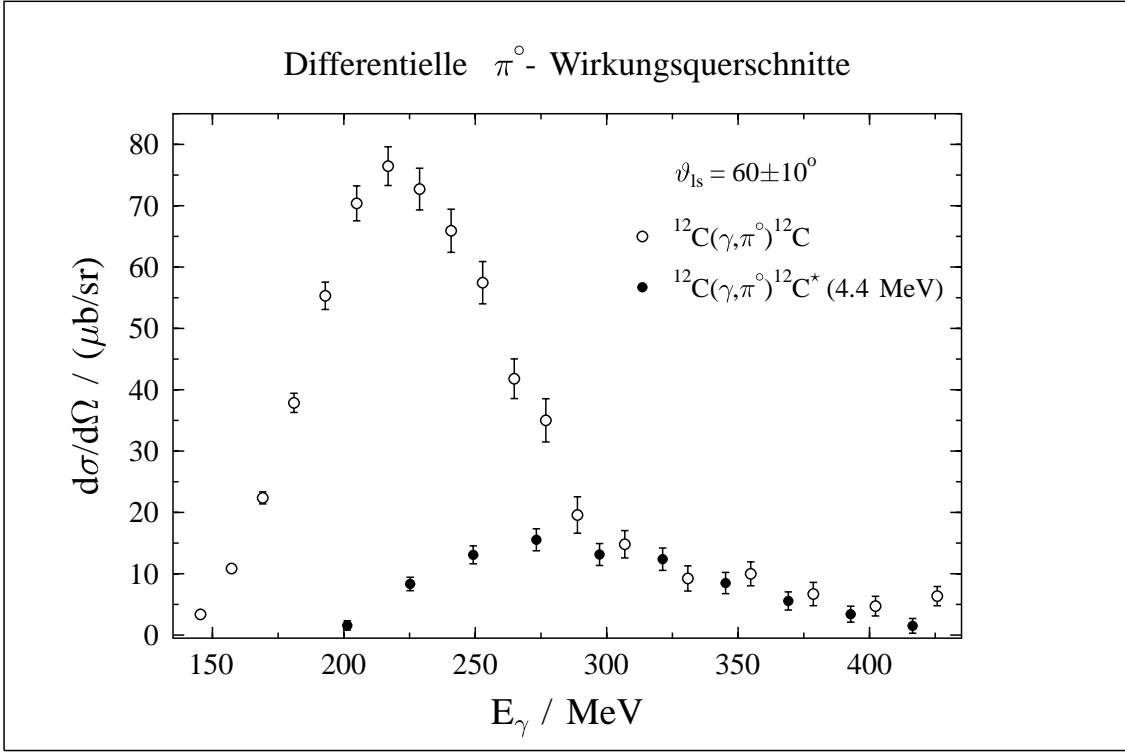


Abb. 5.5.1: Differentielle Wirkungsquerschnitte für die kohärente und inkohärente π^0 -Produktion an Kohlenstoff.

Die in Abb 5.5.1 eingezeichneten Fehlerbalken sind die statistischen Fehler. Diese Fehler sind stark energieabhängig und ergeben sich aus den Fehlern der einzelnen Meßgrößen und der π^0 -Ansprechwahrscheinlichkeit.

Für den inkohärenten Wirkungsquerschnitt beträgt der relative statistische Fehler minimal 13%. Dieser Fehler ist zu über 95% durch den statistischen Fehler in der 4.4 MeV Ausbeute bestimmt.

Auch der Fehler des kohärenten Wirkungsquerschnittes wird über den größten Teil des betrachteten Energiebereiches durch die Statistik in der kohärenten+inkohärenten π^0 -Ausbeute und der 4.4 MeV Ausbeute dominiert. Im Maximum des Wirkungsquerschnittes beträgt der statistische Fehler 4%. Der Fehler wird hier zu ca. 35% durch die Statistik der Markierungseffizienzmessung und zu ca. 25% durch die statistische Unsicherheit der simulierten π^0 -Ansprechwahrscheinlichkeit bestimmt.

Die quantifizierbaren systematischen Fehler der Wirkungsquerschnitte lassen sich auf folgende Fehlerquellen zurückführen:

1. Luminosität.

Durch die Veränderung der Elektronenstrahlage auf dem Radiatortarget sinkt die Markierungseffizienz im allgemeinen während der Meßzeit systematisch ab. Dieser Effekt kann durch das oben beschriebene Verfahren relativ zu einem bekannten Anfangswert korrigiert werden.

Der Vergleich des Monitorparameters ϵ_{mon}^i nach Gleichung 5.5.6 für verschiedene Datenfiles i unter gleichen Strahlbedingungen ergibt, daß das Verfahren mit einem systematischen Fehler von ca. 2 % behaftet ist. Bei einem mittleren Wert für die Markierungseffizienz von $\epsilon_{tag} = 52\%$ ergibt sich ein Relativfehler von $\Delta\epsilon_{tag}/\epsilon_{tag} = 3.8\%$.

Die Fehler bei der Volumen- und Massenbestimmung des Targets führen zu einem Relativfehler für die Anzahl der Targetkerne von $\Delta N_T/N_T = 0.3\%$.

2. π° -Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_{π° .

Die dominierenden Beiträge zum systematischen Fehler der π° -Nachweiswahrscheinlichkeit sind Effekte, die durch den Schnitt in der π° -Energiedifferenz $\Delta E_{\pi^\circ}^{Diff} = \pm 10 MeV$ verursacht werden. Ob der mit diesem Schnitt verbundene Verlust an kohärenten π° -Ereignissen durch das Monte-Carlo-Programm korrekt berücksichtigt wird, hängt davon ab, inwieweit die π° -Energie- und Winkelantwort des CATS-Detektors richtig wiedergegeben wird.

Eine detaillierte Untersuchung dieses Problems erfordert umfangreiche Monte-Carlo-Studien, die im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt werden konnten. Eine erste Abschätzung mit unterschiedlich breiten Schnitten $\Delta E_{\pi^\circ}^{Diff}$ zeigt, daß die durch den Schnitt verursachten Effekte über den größten Teil des betrachteten Energiebereiches einen systematischen Fehler von weniger als 5% für ϵ_{π° bewirken.

Darüber hinaus führen Fehler in der Bestimmung der Detektorgeometrie, z.B. eine Positionsunsicherheit von $\pm 5 mm$ für den NaJ-Detektor, zu einem Beitrag von mindestens 1.5% zum systematischen Fehler in ϵ_{π° .

Eine obere Abschätzung für den gesamten systematischen Relativfehler ergibt sich durch Addition der einzelnen Beiträge zu:

$$\frac{\Delta(d\sigma/d\Omega)}{(d\sigma/d\Omega)} < 11\% .$$

Dieser Wert ist jedoch für den kohärenten Wirkungsquerschnitt nur für Photonenenergien $E_\gamma < 230 MeV$ gültig. Für höhere Energien muß ein erheblich größerer Fehler angenommen werden, da hier das kohärente Signal durch inkohärent oder quasifrei produzierte Pionen „verunreinigt“ ist, die durch den Schnitt in der π° -Energiedifferenz nicht völlig unterdrückt werden konnten, siehe auch Abschnitt 5.2.

Der CATS-Detektor ermöglicht auch die Untersuchung der quasifreien π° -Produktion durch die Spektroskopie der Rückstoßnucleonen in der 2π -Anordnung.

Protonen mit niedrigen Rückstoßenergien verlassen jedoch das Target nicht, so daß für die Bestimmung des quasifrei produzierten Anteils innerhalb des Schnittes in der π^0 -Energiedifferenz eine nicht eindeutig durchführbare Extrapolation der quasifreien Daten zu niedrigen π^0 -Energiedifferenzen hin erforderlich wäre. Eine solche Untersuchung muß deshalb zukünftigen, auf diese Fragestellung hin optimierten Messungen mit dem CATS-Detektor vorbehalten bleiben.

Bis zum Maximum der Anregungsfunktion wird der gemessene kohärente Wirkungsquerschnitt durch die DWIA-Rechnungen befriedigend reproduziert. Oberhalb von $E_\gamma = 230 \text{ MeV}$ gibt es jedoch eine starke Abweichung zwischen Experiment und Theorie. Diese Abweichung kann aber nicht als Überhöhung des experimentell bestimmten Wirkungsquerschnittes gegenüber der theoretischen Vorhersage interpretiert werden. In diesem Energiebereich war die Trennung zwischen kohärenten, inkohärenten und quasifreien Ereignissen nicht vollständig möglich, siehe auch Kapitel 5.2 und 5.3. Daher konnte auch das, nach den DWIA-Rechnungen bei 300 MeV erwartete, erste Formfaktorminimum des Kohlenstoffkerns nicht aufgelöst werden. Zur Bestimmung des inkohärenten Wirkungsquerschnittes zum 2^+ (4.4 MeV) Zustand des ^{12}C -Kerns liegt experimentell ein eindeutig identifizierbares Signal vor, siehe Kapitel 5.3. Trotz aller systematischer Unsicherheiten in der Normierung kann daher davon ausgegangen werden, daß die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes richtig wiedergegeben wird. Die DWIA-Rechnungen zur inkohärenten Produktion reproduzieren diese Energieabhängigkeit mit Ausnahme des Bereiches zwischen $E_\gamma = 300 - 350 \text{ MeV}$. Hier kann die Abweichung zwischen theoretischer Beschreibung und Experiment auch in den Unsicherheiten der in die Rechnung eingehenden Parameter begründet sein. So ist der Verlauf des aus der Elektronenstreuung gewonnenen Formfaktors für den 4.4 MeV Zustand nur unzureichend bekannt.

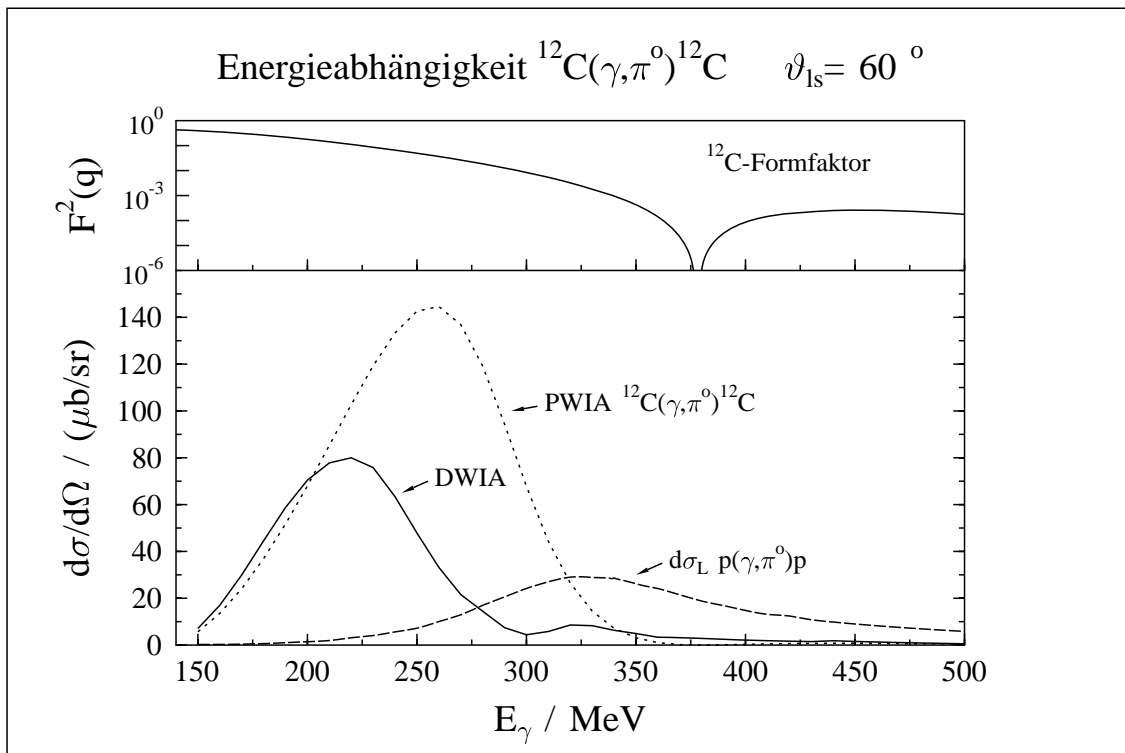


Abb. 6.1.2: Differentielle Wirkungsquerschnitte für $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^0)^{12}\text{C}$ im PWIA- und DWIA-Modell im Vergleich mit dem elementaren Prozeß.

Verglichen mit dem spinunabhängigen Anteil des elementaren Prozesses (siehe Abb. 2.1.2) ist das Maximum des kohärenten π° -Produktionsquerschnittes an Kohlenstoff zu deutlich niedrigeren Photonenenergien hin verschoben. Dies läßt sich anschaulich in einem stark vereinfachten DWIA-Modell erläutern. Wenn man annimmt, daß die Endzustandswechselwirkung des auslaufenden Pions von den anderen Effekten im Kern separierbar ist, dann gibt es einen energieabhängigen Distorsionsfaktor $\eta(E_\gamma)$, der den PWIA- Wirkungsquerschnitt in den DWIA-Querschnitt überführt. Mit Hilfe von Gl. 2.2.4 läßt sich der DWIA Querschnitt dann in vereinfachter Form darstellen:

$$\frac{d\sigma^{cm}}{d\Omega_{\pi^\circ}}(DWIA) \approx \frac{d\sigma^{cm}}{d\Omega_{\pi^\circ}}(PWIA) \cdot \eta(E_\gamma) = A^2 \cdot W_A^2 \cdot \frac{d\sigma_L}{d\Omega} \cdot \frac{F_A^2(Q)}{F_p^2(Q)} \cdot \eta(E_\gamma) \quad (6.1.1)$$

In dieser stark vereinfachten Darstellung sind dann der elementare spinunabhängige Wirkungsquerschnitt am Nukleon $\frac{d\sigma_L}{d\Omega}$, die kinematischen Effekte beim Übergang vom Nukleon zum Kern W_A , der Einfluß des Kernformfaktors $F_A^2(Q)$ und die Pionendzustandswechselwirkung $\eta(E_\gamma)$ separiert.

Abbildung 6.1.2 zeigt in einem Vergleich von $\frac{d\sigma_L}{d\Omega}$ und PWIA- bzw. DWIA-Modellrechnungen, daß die Anregungsfunktion für die Reaktion $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^\circ)^{12}\text{C}$ bei $\vartheta_{\pi^\circ}^{ls} = 60^\circ$ durch den Einfluß des Formfaktors und der Endzustandswechselwirkung dominiert wird. Zum Vergleich ist der Verlauf des ^{12}C -Grundzustandsformfaktors, hier als Funktion der Photonenenergie, ebenfalls in Abb. 6.1.2 dargestellt.

Durch die Einbeziehung der Endzustandswechselwirkung beim Übergang von der PWIA- zur DWIA- Rechnung wird das ^{12}C -Formfaktorminimum zu kleineren Photonenenergien verschoben. Auf Grund von π° -Absorptionseffekten ist der Wirkungsquerschnitt im größten Teil des betrachteten Energiebereiches gegenüber der PWIA-Näherung reduziert.

Die attraktive Pion-Kernwechselwirkung führt jedoch in der Nähe der Produktionsschwelle zu einer Überhöhung des DWIA Wirkungsquerschnittes, die in diesem Energiebereich noch nicht durch Absorptionseffekte kompensiert wird.

Das Fehlen starker π° -Absorptionseffekte im Maximum des betrachteten kohärenten Wirkungsquerschnittes ist auch die Ursache dafür, daß das Δ -Loch-Modell die Daten dieses Experiments nicht mit einem „Standard“-Parametersatz beschreiben kann. Abbildung 6.1.3 zeigt die Daten dieses Experiments im Vergleich mit Δ -Loch-Modellrechnungen von B. Körfgen [Kör 94].

Für den kohärenten Wirkungsquerschnitt können diese Daten nur dann annähernd beschrieben werden, wenn der Imaginärteil des Spreading Potentials vom „Standardwert“ $W_{sp} = -40 \text{ MeV}$ auf $W_{sp} = -10 \text{ MeV}$ reduziert wird. Der Imaginärteil des phänomenologischen Spreading Potentials beschreibt den Verlust an Fluß aus dem π° -Kanal in den Reaktionskanal $\Delta N \rightarrow NN$, siehe auch Kapitel 2.2.

Der Wert $W_{sp} = -40 \text{ MeV}$ wurde aus Pionabsorptionsdaten an Kernen bestimmt und soll nach Horikawa [Hor 80] energieunabhängig sein. Die ersten vorläufigen Ergebnisse der Messungen zur Reaktion $^{12}\text{C}(\gamma, 2N)$, die im Rahmen der A2 Kollabo-

ration an MAMI durchgeführt wurden [Har 96], zeigen jedoch die erwartete starke Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes. Es ist daher nicht zu erwarten, daß der $\Delta N \rightarrow NN$ Absorptionskanal bei $E_\gamma = 150 \text{ MeV}$ mit der gleichen Wahrscheinlichkeit auftritt wie bei $E_\gamma = 300 \text{ MeV}$.

Das Δ -Loch-Modell kann den $\Delta N \rightarrow NN$ Kanal auch mikroskopisch beschreiben. Bisher wurde diese Möglichkeit jedoch noch nicht in die Rechnungen zur kohärenten Pionproduktion einbezogen.

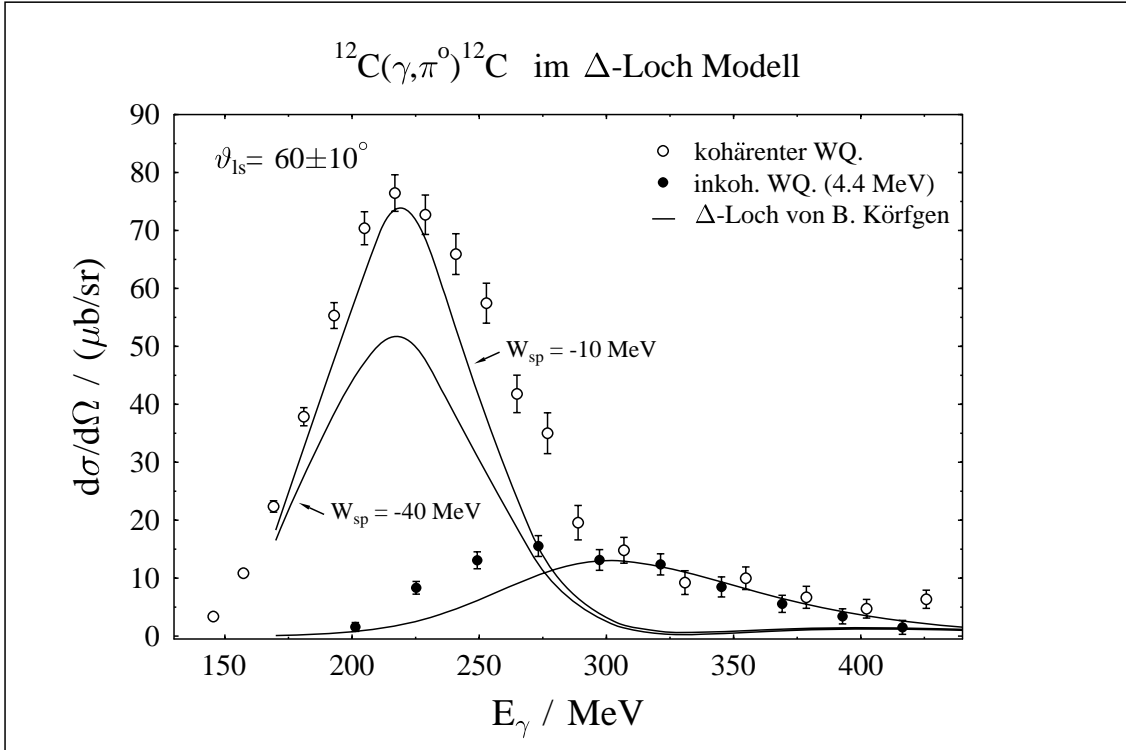


Abb. 6.1.3: Differentielle Wirkungsquerschnitte für $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^0)^{12}\text{C}$ im Vergleich mit dem Δ -Loch-Modell.

Unter den kinematischen Bedingungen dieses Experimentes ist der Einfluß des Formfaktors auf den inkohärenten Wirkungsquerschnitt wesentlich geringer als beim kohärenten Querschnitt, siehe Abb. 6.1.3. Das Maximum des inkohärenten Wirkungsquerschnittes liegt daher in der Nähe der freien Δ -Resonanz. Der „Standard“-Parametersatz des Δ -Loch-Modells ist für diesen Energiebereich optimiert, daher gelingt es auch, den inkohärenten Wirkungsquerschnitt damit besser zu beschreiben als den kohärenten.

6.2 Fazit und Ausblick

Bisher sind keine experimentellen Observablen bekannt, die eine modellunabhängige Untersuchung der Δ -Resonanz in Kernen ermöglichen. Aus einem einzelnen differentiellen π° -Wirkungsquerschnitt lassen sich daher nur sehr bedingt Informationen zu diesem Thema gewinnen.

Für die π° -Produktion sind hierzu systematische Untersuchungen an unterschiedlich dichten Kernen unter verschiedenen kinematischen Bedingungen erforderlich, die einzelne Aspekte der π -Kern- und Δ -Kernwechselwirkung beleuchten. Zusammen mit einer konsistenten theoretischen Beschreibung aller durch die Δ -Anregung im Kern bestimmten Reaktionen über den gesamten Energiebereich der Resonanz kann dann die Frage untersucht werden, ob sich die Eigenschaften der freien Δ -Resonanz im Kern verändern.

Die experimentellen Voraussetzungen für die Durchführung eines solchen Programms wurden durch den Aufbau des CATS-Detektors und seinen ersten erfolgreichen Einsatz geschaffen. Mit CATS war es erstmals möglich, differentielle Wirkungsquerschnitte für die kohärente und inkohärente π° -Produktion an Kohlenstoff in einer einzigen Messung über den gesamten Energiebereich der Δ -Resonanz zu bestimmen. Das bei CATS angewandte π° -Nachweiskonzept ist zusammen mit der Spektroskopie der Zerfallsprodukte aus angeregten Kernzuständen der entscheidende Schritt hin zur Trennung der einzelnen π° -Reaktionskanäle an Kernen. Eine perfekte Trennung von kohärenter, inkohärenter und quasifreier π° -Produktion bedarf jedoch weiterer Verbesserungen der π° -Energie- und Winkelauflösung in CATS.

Der in Kapitel 4.3.5 beschriebene negative Einfluß der geometrischen Anordnung der BaF₂-Detektoren auf die Energie- und Winkelbestimmung der niederenergetischen π° -Zerfallsphotonen kann prinzipiell nicht ganz vermieden werden. Durch den Aufbau des BaF₂-Detektorsystems aus mehr als 61 Modulen ließen sich die Effekte beim Eintritt der Photonen quer zu Längsachse der Detektoren jedoch für den inneren Bereich der 2π -Anordnung minimieren. Damit könnte die π° -Energie- und Winkelauflösung, insbesondere für die niedrigen π° -Energien (= hohe Photonenenergie in der 2π -Anordnung) ohne Raumwinkelverlust verbessert werden. Eine Optimierung der Lichtsammlung in den BaF₂-Modulen kann außerdem zu einer Verbesserung der Energieauflösung beim Eintritt des Photons quer zur Detektorlängsachse beitragen.

Zur Untersuchung der quasifreien π° -Produktion ist die Spektroskopie der Rückstoßnucleonen erforderlich. Die eindeutige Identifikation von Protonen in den BaF₂-Detektoren erfordert neben der Pulsformanalyse (siehe Abschnitt 5.1) den Einsatz von ΔE -Plastiksintillatoren vor den BaF₂-Modulen. Dies läßt sich in der derzeitigen 2π -Konfiguration nur schwer realisieren. Eine Flugzeitspektroskopie von Neutronen ist bei einem mittleren Detektor-Target-Abstand von ca. 15 cm ebenfalls nicht möglich. Bei einer ausreichend vorhandenen Anzahl von BaF₂-Detektoren könnten diese jedoch in kleineren Einheiten von z.B. 19 Modulen zusammen mit vorgelager-

ten ΔE -Zählern in größerem Abstand rund um das Target angeordnet werden.

In dieser Arbeit konnte erstmals über den gesamten Energiebereich der Δ -Resonanz der π^0 -Produktionsquerschnitt zum $2^+, T = 0 (4.4 \text{ MeV})$ Zustand des ^{12}C -Kerns bestimmt und damit die Durchführbarkeit von π^0 -Produktionsexperimenten zu diskreten Kernzuständen gezeigt werden.

Mit Hilfe dieser inkohärenten π^0 -Produktion lassen sich nicht nur spezielle Aspekte der Δ -Kernwechselwirkung untersuchen (siehe auch [Tak 85]), der Kern kann jetzt auch als Spin- und Isospin-Filter für den elementaren π^0 -Produktionsprozeß benutzt werden. Beim Übergang zu verschiedenen Spin- und Isospin-Endzuständen tragen einzelne Anteile des elementaren π^0 -Produktionsprozesses ($\approx \Delta$ -Anregung) unterschiedlich zum Wirkungsquerschnitt bei.

Mit der an MAMI routinemäßig möglichen Verwendung linear und zirkular polarisierter Photonen (siehe [Sch 95] und [Leu 95]) sollte es darüber hinaus möglich sein, diese Beiträge zur Anregung der Δ -Resonanz im Kern voneinander zu trennen und mit den entsprechenden Größen am freien Nukleon zu vergleichen. Auch für die Bestimmung des kohärenten Anteils des Wirkungsquerschnittes kann der Einsatz linear polarisierter Photonen hilfreich sein (siehe [Dit 94]).

Es bleibt daher abschließend zu hoffen, daß diese neuen experimentellen Möglichkeiten eine alte Idee der Kernphysik Realität werden lassen, den Einsatz des Kerns als Labor zur Untersuchung des Nukleons.

A Anhang

A.1 Kinematik

A.1.1 π° -Zerfall

In seinem Ruhesystem zerfällt das neutrale Pion isotrop in zwei Photonen. Auf Grund der Impulserhaltung werden die beiden Photonen mit entgegengesetzt gleichem Impuls emittiert. Die Energie der Photonen entspricht jeweils der Hälfte der π° -Ruhemasse:

$$\vec{p}_{\gamma 1}^* = -\vec{p}_{\gamma 2}^*, \quad E_{\gamma 1}^* = E_{\gamma 2}^* = \frac{m_{\pi^\circ}}{2}, \quad \phi_{\gamma\gamma}^* = 180^\circ \quad (\text{A.1.1})$$

Die Impulsvektoren der Zerfallsphotonen enden dabei auf einer Kugel mit dem Radius $r = m_{\pi^\circ}/2$. Auf Grund der Rotationssymmetrie um den Pionimpuls genügt es, nur eine Zerfallsebene, einen Kreis mit dem Radius r , zu betrachten (siehe Abbildung A.1.1).

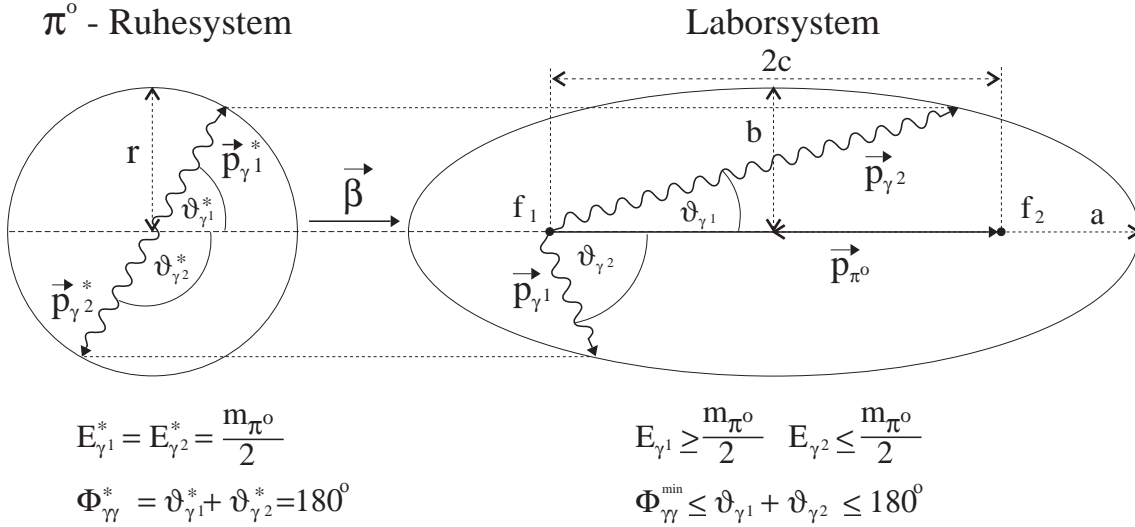


Abb. A.1.1: Der π° -Zerfall im Ruhesystem des Pions und im Laborsystem.

Im Laborsystem bewegt sich das Pion mit der Geschwindigkeit

$$\vec{\beta} = \frac{\vec{p}_{\pi^\circ}}{E_{\pi^\circ}}. \quad (\text{A.1.2})$$

Neben der Ruhemasse des Pions ist hier auch seine kinetische Energie zu berücksichtigen. Die kinematischen Größen im Laborsystem ergeben sich dann durch eine Lorentztransformation:

$$\begin{pmatrix} E \\ \vec{P}_{\parallel} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & \gamma\vec{\beta} \\ \gamma\vec{\beta} & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E^* \\ \vec{P}_{\parallel}^* \end{pmatrix}; \quad \vec{P}_{\perp} = \vec{P}_{\perp}^*$$

$$\vec{P} = \vec{P}_{\perp} + \vec{P}_{\parallel}, \quad \vec{\beta} = \frac{\vec{P}}{E}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (\text{A.1.3})$$

\vec{P}_{\parallel} und \vec{P}_{\perp} sind die Impulskomponenten parallel und senkrecht zu $\vec{\beta}$. Mit der Darstellung von \vec{P}_{\parallel}^* als Projektion von \vec{P}^* auf $\vec{\beta}$

$$\vec{P}_{\parallel}^* = \frac{\vec{P}^* \cdot \vec{\beta}}{\beta} \cdot \frac{\vec{\beta}}{\beta} \quad (\text{A.1.4})$$

ergibt sich aus Gleichung A.1.3 die Energie der Zerfallsphotonen im Laborsystem:

$$E_{\gamma_i} = \gamma (E_{\gamma_i}^* + \vec{\beta} \vec{p}_{\gamma_i}^*) = \gamma \frac{m_{\pi^0}}{2} (1 + \beta \cos \vartheta_{\gamma_i}^*) \quad (\text{A.1.5})$$

Die Winkel $\vartheta_{\gamma_i}^*$ sind die Winkel zwischen den jeweiligen Photonenimpulsen im Schwerpunktsystem und dem Pionimpuls.

Die Lorentztransformation führt den Kreis, auf dem die Photonenimpulse im π^0 -Ruhesystem enden, im Laborsystem in eine Ellipse über. Der Abstand der Brennpunkte $2c$ dieser Ellipse ist durch den Betrag des Pionimpulses im Laborsystem gegeben:

$$2c = |\vec{p}_{\gamma_1} + \vec{p}_{\gamma_2}| = |\vec{p}_{\pi^0}| = \beta \gamma m_{\pi^0} \quad (\text{A.1.6})$$

Die Normalform der Ellipsengleichung lautet:

$$\frac{p_{\gamma_i}^{\parallel 2}}{a^2} + \frac{p_{\gamma_i}^{\perp 2}}{b^2} = 1, \quad c = \sqrt{a^2 - b^2} \quad (\text{A.1.7})$$

$p_{\gamma_i}^{\parallel}$, $p_{\gamma_i}^{\perp}$ sind dabei die Impulskomponenten der π^0 -Zerfallsphotonen parallel bzw. senkrecht zum Pionimpuls. Da die Transversalimpulse der Photonen bei der Lorentztransformation unberührt bleiben, gilt für die Halbachse b

$$b = r = p_{\gamma_i}^* = \frac{m_{\pi^0}}{2}, \quad (\text{A.1.8})$$

und mit A.1.7 ergibt sich dann für die Halbachse a :

$$a = \gamma \frac{m_{\pi^0}}{2}. \quad (\text{A.1.9})$$

Die Impulselipse im Laborsystem beschreibt die mögliche Aufteilung des Pionimpulses auf die beiden Zerfallsphotonen. Diese Aufteilung hängt von der Ausbreitungsrichtung der Photonen im Ruhesystem des Pions relativ zum Pionimpuls im Laborsystem ab. Dabei ergeben sich folgende Extremfälle:

1. Symmetrischer π^0 -Zerfall (siehe Abb. A.1.2.a)).

Werden die Zerfallsphotonen im Ruhesystem des Pions jeweils senkrecht zum Pionimpuls im Laborsystem ausgesandt, so ergibt sich im Laborsystem eine symmetrische Emission der beiden Photonen relativ zum Pionimpuls. Der Öffnungswinkel hat dann einen minimalen, von der Pionenergie abhängigen Wert

$$\phi_{\gamma\gamma}^{\min} = 2 \arcsin \left(\frac{m_{\pi^0}}{E_{\pi^0}} \right), \quad (\text{A.1.10})$$

und die Energie der beiden Zerfallsphotonen ist gleich

$$E_{\gamma_1} = E_{\gamma_2} = \frac{E_{\pi^0}}{2}. \quad (\text{A.1.11})$$

2. Asymmetrischer π^0 -Zerfall (siehe Abb. A.1.2.b).

Erfolgt die Emission der Photonen im Ruhesystem des Pions parallel bzw. antiparallel zum Pionimpuls im Laborsystem, so wird im Laborsystem ein Photon in Richtung des Pionimpulses und das andere in entgegengesetzter Richtung ausgesandt. Der Öffnungswinkel hat einen maximalen energieunabhängigen Wert

$$\phi_{\gamma\gamma}^{max} = 180^\circ, \quad (\text{A.1.12})$$

und die Energie der beiden Zerfallsphotonen nimmt einen minimalen bzw. maximalen Wert an; nach Gl. A.1.5 ergibt sich:

$$\begin{aligned} E_{\gamma}^{min} &= \gamma \frac{m_{\pi^0}}{2} (1 - \beta), \\ E_{\gamma}^{max} &= \gamma \frac{m_{\pi^0}}{2} (1 + \beta). \end{aligned}$$

Die Differenz zwischen E_{γ}^{min} und E_{γ}^{max} , die Asymmetrie des π^0 -Zerfalls, nimmt mit wachsender Pionenenergie zu.

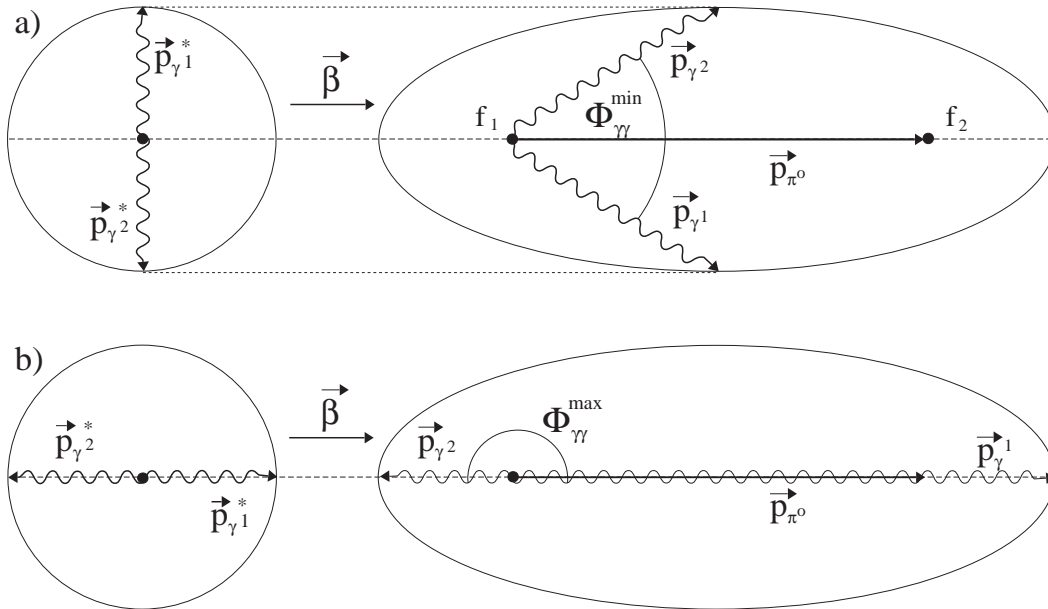


Abb. A.1.2: a: Symmetrischer π^0 -Zerfall, b: Asymmetrischer π^0 -Zerfall.

Der symmetrische Zerfall unter dem minimalen Öffnungswinkel $\phi_{\gamma\gamma}^{min}$ kommt am häufigsten vor (siehe auch Abb. 4.1.2). Für die Verteilung der Öffnungswinkel gilt:

$$W(\phi_{\gamma\gamma}) = \frac{1 - \beta^2}{2\beta} \cdot \frac{\cos\left(\frac{\phi_{\gamma\gamma}}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\phi_{\gamma\gamma}}{2}\right) \sqrt{\beta^2 - \cos^2\left(\frac{\phi_{\gamma\gamma}}{2}\right)}} \text{ für } \phi_{\gamma\gamma} > \phi_{\gamma\gamma}^{min}$$

A.1.2 Kinematik der π° -Photoproduktion

Grundlage für die Trennung der einzelnen Reaktionskanäle bei der π° -Photoproduktion an Kernen ist die Energiedifferenzanalyse nach Kapitel 5.2.

Bei der Reaktion $A(\gamma, \pi^\circ)A$, also bei kohärenter π° -Produktion, handelt es sich um eine Zweikörperkinematik. Die Reaktion ist daher bei Kenntnis der gemessenen Pionenenergie $E_{\pi^\circ}^{Mess}$, des Pionproduktionswinkels ϑ_{π° im Laborsystem und der Photoeinschubenergie E_γ kinematisch einfach überbestimmt.

Wie im folgenden erläutert wird, läßt sich aus E_γ und ϑ_{π° die Energie des Pions im Schwerpunktsystem $E_{\pi^\circ}^*$ und daraus seine Sollenergie im Laborsystem $E_{\pi^\circ} = E_{\pi^\circ}^{Soll}(E_\gamma, \vartheta_{\pi^\circ})$ berechnen. Durch den Vergleich dieser Größe mit der gemessenen Pionenenergie in der Energiedifferenzanalyse (siehe Abschnitt 5.2)

$$E_{\pi^\circ}^{Diff} = E_{\pi^\circ}^{Soll}(E_\gamma, \vartheta_{\pi^\circ}) - E_{\pi^\circ}^{Mess} \quad (\text{A.1.13})$$

kann dann die Hypothese kohärenter Produktion überprüft werden.

Im folgenden sei $P_i = (E_i, \vec{p}_i)$ jeweils der 4er-Impuls des Teilchens i im Laborsystem. Für die Reaktion

$$\gamma + T \rightarrow \pi^\circ + T$$

ergibt sich bei ruhendem Target, $\vec{p}_T = 0$ und $E_T = m_T$, für die Gesamtenergie im Schwerpunktsystem:

$$\begin{aligned} E^{*2} = S &= (P_\gamma + P_T)^2 = \left(\begin{array}{c} E_\gamma + E_T \\ \vec{p}_\gamma + \vec{p}_T \end{array} \right)^2 \\ &= (E_\gamma + m_T)^2 - \vec{p}_\gamma^2 = 2E_\gamma m_T + m_T^2 \end{aligned} \quad (\text{A.1.14})$$

Die lorentzinvariante Größe S läßt sich auch mit den kinematischen Parametern der Teilchen nach der Reaktion im Schwerpunktsystem ausdrücken. Mit $\vec{p}_{\pi^\circ}^* = -\vec{p}_T^*$ gilt:

$$\begin{aligned} S = (P_{\pi^\circ}^* + P_T^*)^2 &= (E_{\pi^\circ}^* + E_T^*)^2 - (\vec{p}_{\pi^\circ}^* + \vec{p}_T^*)^2 = (E_{\pi^\circ}^* + E_T^*)^2 \rightarrow \\ E_T^* &= \sqrt{S} - E_{\pi^\circ}^* \end{aligned} \quad (\text{A.1.15})$$

Für die Energien der Teilchen im Schwerpunktsystem gilt mit $|\vec{p}_{\pi^\circ}^*| = |\vec{p}_T^*| = p^*$:

$$\begin{aligned} E_{\pi^\circ}^{*2} &= p^{*2} + m_{\pi^\circ}^2; \quad E_T^{*2} = p^{*2} + m_T^2 \rightarrow \\ E_{\pi^\circ}^{*2} &= E_{\pi^\circ}^{*2} + m_{\pi^\circ}^2 - m_T^2 \end{aligned} \quad (\text{A.1.16})$$

Daraus ergibt sich mit Gleichung A.1.15 für die Energie des Pions im Schwerpunktsystem:

$$E_{\pi^\circ}^* = \frac{\sqrt{S}}{2} + \frac{m_{\pi^\circ}^2 - m_T^2}{2\sqrt{S}} \quad (\text{A.1.17})$$

Für die Geschwindigkeit des Schwerpunktsystems im Laborsystem gilt bei ruhendem Target:

$$\beta = \left| \frac{\vec{p}_\gamma + \vec{p}_T}{E_\gamma + m_T} \right| = \frac{E_\gamma}{E_\gamma + m_T}; \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (\text{A.1.18})$$

Die Energie des Pions im Laborsystem E_{π° läßt sich dann mit Hilfe der Lorentztransformation berechnen (siehe auch Abschnitt A.1.1):

$$\begin{aligned} E_{\pi^\circ}^* &= \gamma \left(E_{\pi^\circ} - \beta p_{\pi^\circ} \cos \vartheta_{\pi^\circ} \right) \rightarrow \\ (E_{\pi^\circ}^* - \gamma E_{\pi^\circ})^2 &= \gamma^2 \beta^2 \left(E_{\pi^\circ}^2 - m_{\pi^\circ}^2 \right) \cos^2 \vartheta_{\pi^\circ} \end{aligned} \quad (\text{A.1.19})$$

Die Auflösung der quadratischen Gleichung nach der Pionenergie im Laborsystem E_{π° ergibt:

$$E_{\pi^\circ} = \frac{E_{\pi^\circ}^* \pm \beta \cos \vartheta_{\pi^\circ} \sqrt{E_{\pi^\circ}^{*2} - \gamma^2 m_{\pi^\circ}^2 (1 - \beta^2 \cos^2 \vartheta_{\pi^\circ})}}{\gamma (1 - \beta^2 \cos^2 \vartheta_{\pi^\circ})} \quad (\text{A.1.20})$$

Die Zweideutigkeit der Lösung gilt nur unmittelbar an der π° -Erzeugungsschwelle, diese liegt für die kohärente Produktion an Kohlenstoff bei:

$$E_\gamma^{th} = \frac{m_{\pi^\circ}^2 + 2m_{\pi^\circ} m_T}{2m_T} = 135.74 \text{ MeV} \quad (\text{A.1.21})$$

Hier gibt es pro Pionwinkel zwei mögliche Pionenenergien. Für höhere Energien ist jedoch in Gleichung A.1.20 nur die Lösung mit dem positiven Vorzeichen physikalisch sinnvoll.

Nach Gleichung 2.2.4 ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für die kohärente π° -Photoproduktion abhängig vom Kernformfaktor $F_A^2(q^*)$ und damit vom 3er-Impulsübertrag q^* auf den Kern im Schwerpunktsystem. Dieser Impulsübertrag kann als Funktion der Photoneneinschußenergie und des Pionproduktionswinkels ϑ_{π° im Laborsystem wie folgt berechnet werden.

Für den lorentzinvarianten 4er-Impulsübertrag Q im Schwerpunktsystem gilt:

$$\begin{aligned} Q^2 &= (P_\gamma - P_{\pi^\circ})^2 = (P_\gamma^* - P_{\pi^\circ}^*)^2 \\ &= (E_\gamma - E_{\pi^\circ})^2 - (\vec{p}_\gamma - \vec{p}_{\pi^\circ})^2 = (E_\gamma^* - E_{\pi^\circ}^*)^2 - (\vec{p}_\gamma^* - \vec{p}_{\pi^\circ}^*)^2 \end{aligned} \quad (\text{A.1.22})$$

Daraus ergibt sich für den 3er-Impulsübertrag im Schwerpunktsystem:

$$\begin{aligned} q^{*2} &= (\vec{p}_\gamma^* - \vec{p}_{\pi^\circ}^*)^2 = (E_\gamma^* - E_{\pi^\circ}^*)^2 - (E_\gamma - E_{\pi^\circ})^2 + (\vec{p}_\gamma - \vec{p}_{\pi^\circ})^2 \\ &= (E_\gamma^* - E_{\pi^\circ}^*)^2 + 2E_\gamma (E_{\pi^\circ} - \sqrt{E_{\pi^\circ}^2 - m_{\pi^\circ}^2} \cos \vartheta_{\pi^\circ}) - m_{\pi^\circ}^2 \end{aligned} \quad (\text{A.1.23})$$

Die Pionenergie im Schwerpunktsystem $E_{\pi^\circ}^*$ kann nach Gleichung A.1.17 und die Energie des Pions im Laborsystem E_{π° nach Gl. A.1.20 berechnet werden. Für die Photonenenergie im Schwerpunktsystem ergibt sich aus der Lorentztransformation bei $\vec{p}_\gamma \parallel \vec{\beta}$:

$$E_\gamma^* = \gamma (E_\gamma - \vec{p}_\gamma \vec{\beta}) = E_\gamma \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}} \quad (\text{A.1.24})$$

In Abb. A.1.3 ist der Impulsübertrag als Funktion der Photoneneinschubenergie bei verschiedenen Pionproduktionswinkeln dargestellt.

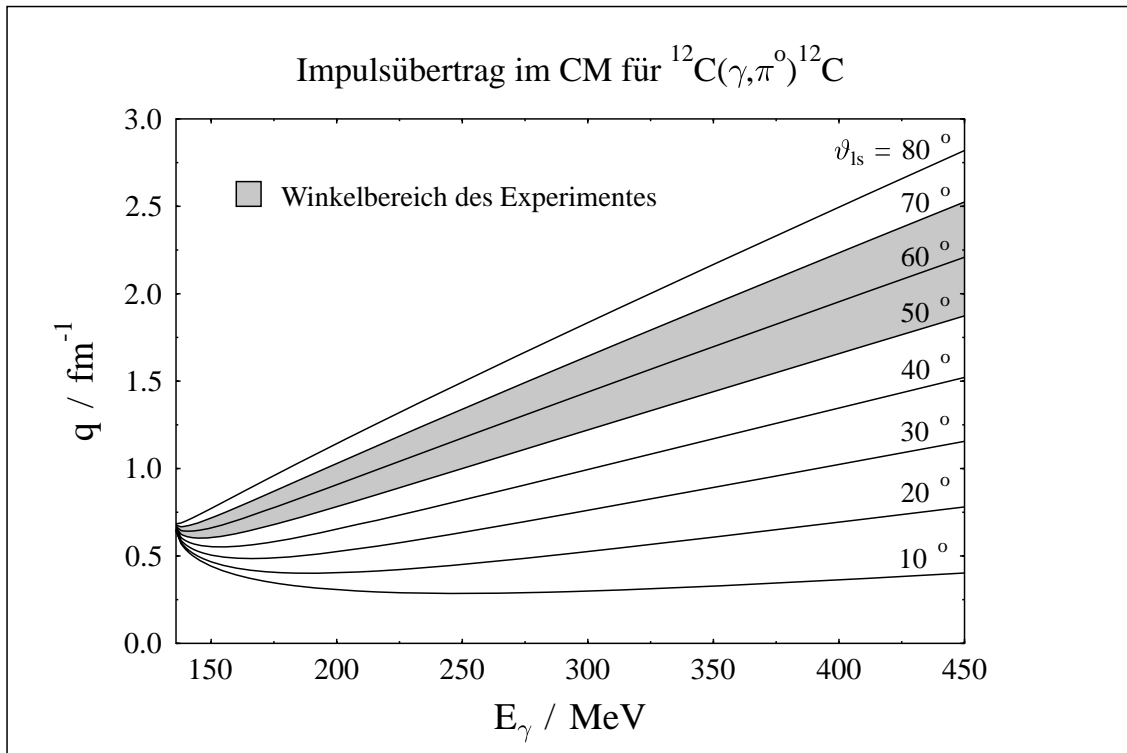


Abb. A.1.3: Impulsübertrag auf den Kern im Schwerpunktsystem bei der Reaktion $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^0)^{12}\text{C}$ für verschiedene Pionproduktionswinkel im Laborsystem.

Aus Abb. A.1.3 wird deutlich, daß unter den kinematischen Bedingungen des in dieser Arbeit beschriebenen Experimentes der Impulsübertrag auf den Kohlenstoffkern von 0.6 fm^{-1} bis 2.2 fm^{-1} variiert.

A.2 Tabellen der Wirkungsquerschnitte

Die folgenden Tabellen enthalten die in dieser Arbeit bestimmten differentiellen Wirkungsquerschnitte für die kohärente und inkohärente π^0 -Photoproduktion an Kohlenstoff unter einem Laborwinkel $\vartheta_{ls} = 60^\circ$. Die angegebene Photonenenergie E_γ ist jeweils die Mitte des Energieintervalls, über das der Wirkungsquerschnitt gemittelt wurde. Es sind die statistischen Fehler angegeben.

$$^{12}\text{C}(\gamma, \pi^0)^{12}\text{C}$$

E_γ/MeV	$d\sigma/d\Omega / (\mu\text{b}/\text{sr})$
145.5	3.4 ± 0.3
157.3	10.9 ± 0.6
169.1	22.4 ± 1.0
181.0	37.9 ± 1.6
192.9	55.3 ± 2.2
204.9	70.4 ± 2.8
216.8	76.5 ± 3.2
228.8	72.7 ± 3.4
240.8	65.9 ± 3.5
252.8	57.4 ± 3.4
264.8	41.8 ± 3.2
276.9	35.0 ± 3.5
288.9	19.6 ± 3.0
306.9	14.8 ± 2.2
330.9	9.2 ± 2.1
354.8	10.0 ± 2.0
378.6	6.7 ± 1.9
402.3	4.7 ± 1.6
425.8	6.4 ± 1.6

$$^{12}\text{C}(\gamma, \pi^0)^{12}\text{C}^* 2^+(4.4 \text{ MeV})$$

E_γ/MeV	$d\sigma/d\Omega / (\mu\text{b}/\text{sr})$
201.3	1.6 ± 0.8
225.2	8.3 ± 1.1
249.2	13.1 ± 1.5
273.2	15.5 ± 1.8
297.3	13.1 ± 1.8
321.3	12.4 ± 1.8
345.2	8.5 ± 1.7
369.1	5.6 ± 1.5
392.8	3.4 ± 1.3
416.4	1.5 ± 1.2

Literaturverzeichnis

- [Ahr 85] *J. Ahrens*: The Total Absorption of Photons by Nuclei
Nuclear Physics A446(1985)229c-239c
- [AMA 81] *U. Amaldi*: Fluctuations in Calorimetry Measurement
Physica Scripta Vol. 23 (1981)409-424
- [Ant 91] *I. Anthony et al.*: Design of a tagged photon spectrometer for use with the Mainz 840 MeV microtron
Nucl. Instr. Meth. A301(1991)230
- [Are 83] *J. Arends et al.*: Experimental Investigation of the reaction $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^0)\text{X}$ in the Photon Energy Range Between Threshold and 450 MeV
Z. Phys. A311(1983)367-374
- [BD 75] *F. A. Berends et al.*: A Multipole Analysis of Pion Photoproduction in the First Resonance Region
Nuclear Physics B84(1975)342-361
- [BDW 67] *F. A. Berends et al.*: Photoproduction and Electroproduction of Pions
Nuclear Physics B4(1967)1-83
- [Bec 89] *R. Beck*: Photoproduktion neutraler Pionen am Proton nahe der Erzeugungsschwelle
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz 1989
R. Beck et al.: Measurement of the $p(\gamma, \pi^0)p$ Cross Section at Threshold
Phys. Rev. Lett. 65(1990)1841
- [BLa 77] *I. Blomqvist, J.M. Laget*: A Non-relativistic Operator Convenient for Analysis of Pion Photoproduction on Nuclei in the $\Delta(1236)$ -Region
Nuclear Physics A280(1977)405-438
- [Car 76] *A.S. Carroll et al.*:
Pion-nucleus total cross sections in the (3,3) resonance region
Physical Review C14(1976)635
- [CGLN 57] *G.F. Chew, M.L. Goldberger, F.E. Low, Y. Nambu*: Relativistic Dispersion Relation Approach to Photomeson Production
Physical Review 106(1957)1345
- [ChK 87] *A.A. Chumbalov, S.S. Kamalov*:
Off-shell Effects in the Coherent π^0 -Photoproduction
Phys. Lett. B196(1987)23-27 und private Mitteilung

- [Dit 94] *U. Dittmayer*: Experimentelle Untersuchung der Elektroproduktion neutraler Pionen an ${}^4\text{He}$ im Bereich der Δ -Resonanz
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz 1994
- [Got 90] *R. Gothe*: Kohärente und Inkohärente Photoproduktion neutraler Pionen in ${}^{12}\text{C}$ und in ${}^{13}\text{C}$
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz 1990
R. Gothe et al.: Measurement of the elastic π^0 photoproduction cross sections on ${}^{12}\text{C}$ and ${}^{13}\text{C}$
Physics Letters B355(1995)59-64
- [Gra 85] *H. Grassmann et al.*: Results from a CsI(Tl) test calorimeter with photodiode readout between 1 and 20 GeV
Nucl. Instr. Meth. A235(1985)319-325
- [Hae 92] *F. Härter*: Aufbau eines Kryo-Target-Systems
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz 1991
- [Hal 96] *S. Hall et al.*: A focal plane system for the 855 MeV tagged photon spectrometer at MAMI B
Nucl. Instr. Meth. A368(1996)698-708
- [Har 96] *P.D. Harty et al.*: Identification of 2N photo absorption in ${}^{12}(\gamma, 2N)$ reactions from 150 to 400 MeV
Eingereicht zur Veröffentlichung
- [Hay 84] *E. Hayward*: Photon scattering from ${}^{12}\text{C}$ and ${}^{208}\text{Pb}$ in the Δ -region
Nuclear Physics A414(1984)333-346
- [Herm 90] *H. Herminghaus*:
Proceedings 1990 Linear Accelerator Conference Albuquerque, USA
- [Holl 89] *R.W. Hollander et al.*:
Recent Developments for a BaF₂/TMAE PET-Camera
Nucl. Instr. Meth. A283(1989)448-453
- [Hor 80] *Y. Horikawa et al.*:
The Δ -nucleus spin-orbit interaction in π -nucleus scattering
Nuclear Physics A345(1980)386-408
- [Jah 94] *J. Ahrens*: Experimente mit reellen Photonen
Jahresbericht 1993/94, Institut für Kernphysik, Universität Mainz
- [Ko 84] *J. H. Koch et al.*: Nuclear Photoabsorption and Compton Scattering at Intermediate Energy
Ann. Phys. 154(1984)99-160

- [Koc 88] *G. Koch*: Photoproduktion von neutralen Pionen an Kohlenstoff und Calcium im Bereich der Produktionsschwelle
Dissertation, Giessen(1988)
- [Kör 94] *B. Körfggen et al.*: Longitudinal and transverse spin response of ^{12}C in the Δ resonance region
Phys. Rev. C 50(1994)1637-1647
- [Leu 95] *R. Leukel*: Aufbau und Test eines Möllerpolarimeters für den reellen Photonenstrahl an MAMI
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz 1995
- [Lis 94] *V. Lisin*: Schauersimulation für die CATS-Detektoren
private Mitteilung
- [Nov 91] *R. Novotny*: The BaF_2 Photon Spectrometer TAPS
IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol.38, No.2, April 1991
- [PDG 88] *Particle Data Group*: Review of Particle Properties
Physics Letters B204(1988)1
- [Pei 96] *J. Peise*: Dissertation in Vorbereitung
Institut für Kernphysik, Universität Mainz 1996
- [Sch 95] *A. Schmidt*: Aufbau und Inbetriebnahme einer Apparatur zu Erzeugung linear polarisierter Photonen
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz 1995
- [Schn 89] *M. Schneider*:
Test von BaF_2 -Detektoren zum Aufbau eines π^0 -Spektrometers
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz 1989
- [Schn 94] *M. Schneider*:
Photoproduktion neutraler Pionen am Proton unter einem Laborwinkel von 60° im Energiebereich der ersten und zweiten Resonanz
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz 1994
- [Str 88] *H. Ströher et al.*: A Spectrometer for Near Threshold Photoproduction of Neutral Mesons
Nucl. Instr. Meth. A269(1988)568
- [Tak 85] *T. Takaki et al.*:
Photoproduction of neutral pions to discrete nuclear states
Nuclear Physics A443(1985)570-588
- [Tia 80] *L. Tiator*: Kohärente Photo- und Elektropionproduktion an ^3He
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz 1980

- [Tie 84] *R. Tieger et al.*: Measurement of the Reaction ${}^4\text{He}(\gamma, \pi^0){}^4\text{He}$
Phys. Rev. Lett. 53(1984)755
- [Vog 87] *J. Vogt*: Messung der (γ, np) -Reaktion an ${}^6\text{Li}$ mit markierten Photonen
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz 1987
- [Wak 84] *K. Wissak and F. Käppeler*: Large Barium Fluoride Detectors
Nucl. Instr. Meth. A227(1984)91-96
- [Wis 93] *F. Wissmann*: Elastische und inelastische Streuung von Photonen an
 ${}^{12}\text{C}$ im Bereich der Δ -Resonanz
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz 1993

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denen danken, die durch ihre Mitarbeit und Unterstützung, durch Ratschläge und Hinweise zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

An erster Stelle danke ich Herrn Prof. Dr. Th. Walcher und Herrn Dr. J. Ahrens für die intensive Betreuung und umfassende Förderung dieser Arbeit.

Neben der Bereitstellung optimaler materieller Voraussetzungen möchte ich hier besonders den mir eingeräumten großen Freiraum bei der Bearbeitung des Themas und die Entscheidungsfreiheit bei der Lösung von Detailproblemen dankend erwähnen.

Herrn Prof. Walcher danke ich besonders für sein stetiges, motivierendes Interesse am Fortgang der Arbeit und seine große Geduld während ihrer Fertigstellung.

Herrn Dr. Ahrens danke ich besonders herzlich für seine ständige, vorbehaltlose Diskussionsbereitschaft bei allen anstehenden Fragen und seine umfassende Unterstützung bei der Lösung zahlreicher Probleme in allen Phasen dieser Arbeit.

Bedanken möchte ich mich auch bei Herrn Prof. Dr. H.-J. Arends für die sehr gute Zusammenarbeit in der A2 Kollaboration.

Allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe danke ich für die hervorragende und freundschaftliche Zusammenarbeit.

Besonderen Dank schulde ich dabei den Erbauern des CATS-Detektors. Die Herren J. Peise, Dr. M. Schneider, Dr. F. Wissmann und F. Härter haben durch ihre tatkräftige Hilfe, ihr Wissen, ihre guten Ideen und die ständige Bereitschaft, sich auch über den eigenen Verantwortungsbereich hinaus zu engagieren, diese Arbeit erst möglich gemacht.

In diesen Dank einbeziehen möchte ich auch die Herren Dr. R. Beck, Dr. U. Dittmayer und Dr. F. Kalleicher. Ihre Unterstützung bei der Experimentdurchführung, ihre konstruktive Kritik und zahlreiche Diskussionen über physikalische und andere Fragestellungen haben wesentlich zum Abschluß dieser Arbeit beigetragen.

Herrn Dr. P. Jennewein danke ich für seine fachmännische und engagierte Unterstützung auf allen Gebieten der Elektronik. Seine Empfehlungen waren stets eine wertvolle Hilfe bei der Fehlersuche, und seine Fähigkeit, neuentwickelte Elektronikmodule auch kurzfristig zu reparieren, hat manche Strahlzeit erst möglich gemacht.

Mein ganz besonderer Dank gilt allen Mitarbeitern des Instituts für Kernphysik der Universität Mainz, die für den Bau und den Betrieb des Mainzer Mikrotrons verantwortlich waren. Die Summe ihrer exzellenten Arbeit ist die eigentliche Grundlage für die Ergebnisse dieser Dissertation.

Herrn Dr. K. H. Kaiser und der Beschleunigergruppe danke ich besonders für ihre Bereitschaft, mich in den Betrieb der Maschine einzuarbeiten. Weiterhin gilt mein Dank Herrn Luzius und seinem Werkstatt-Team, die auch in Zeiten großer Überlastung alle Aufträge in hervorragender Qualität ausgeführt haben.

Für die Unterstützung und den Rat beim Aufbau der BaF₂-Anordnung und die Montage der Detektormodule bin ich Herrn Dr. Novotny vom II. Physikalischen Institut der Universität Giessen und seinen Mitarbeitern zu besonderem Dank verpflichtet.

Den schottischen Kollegen aus Glasgow danke ich für die Bereitstellung der Energiemarkierungsanlage und die stets harmonische Zusammenarbeit. Hier gilt mein Dank besonders Dr. S. Hall für die vielen interessanten Diskussionen in der Entwicklungs- und Aufbauphase der Markierungsanlage.

Ferner gilt mein Dank den russischen Kollegen V. Lisin und A. Polonski für ihre Unterstützung bei der Schauersimulation in den BaF₂-Detektoren und zahlreiche hilfreiche Diskussionen bei der Datenanalyse.

Den Herren Dr. B. Körfgen und S. Kamalov danke ich herzlich für die Überlassung ihrer Modellrechnungen und ihre hilfreiche Diskussionsbereitschaft bei der Interpretation der Daten.

Schließlich habe ich ganz besonders meinen Eltern und der gesamten Familie zu danken; ohne ihre Unterstützung und ständigen Zuspruch wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.