

Compton-Streuung am Proton
im Bereich der Δ -Resonanz

Dissertation

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

Jörg Peise
geboren in Kirberg

Mainz 1996

Dekan:

Prof. Dr. G. Huber

1. Berichterstatter:

Prof. Dr. Th. Walcher

2. Berichterstatter:

Tag der mündlichen Prüfung:

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen der Compton-Streuung	7
2.1. Die Kinematik der Compton-Streuung	7
2.2. Die Streuung am punktförmigen Teilchen	8
2.3. Die Niederenergiethoreme der Compton-Streuung	10
2.4. Die Polarisierbarkeiten des Nukleons	11
2.5. Dispersionsrelationen und Summenregeln der Compton-Streuung	13
2.6. Die invarianten Amplituden der Compton-Streuung am Nukleon	15
2.6.1. Die Partialwellenzerlegung der Helizitätsamplituden	16
2.7. Die Unitaritätsgrenze in der Compton-Streuung	17
2.8. Der differentielle Wirkungsquerschnitt	19
2.9. Die Kinematik der Compton-Streuung und der π^0 -Photoproduktion	24
3. Experimenteller Aufbau	31
3.1. Der Elektronenbeschleuniger	31
3.2. Die Photonenmarkierungsanlage	32
3.3. Das Prinzip der Photonenmarkierung	34
3.4. Das Photonenspektrometer CATS	35
3.4.1. Das NaJ(Tl)-Spektrometer	35
3.4.2. Die Energieauflösung des NaJ(Tl)-Detektors	38
3.4.3. Die Ortsauflösung des NaJ(Tl)-Detektors	40
3.4.4. Die Zeitauflösung des NaJ(Tl)-Detektors	43
3.5. Das BaF ₂ -Detektorsystem	43
3.6. Die Meßelektronik	46
3.6.1. Die Elektronik der Photonenmarkierungsanlage	47
3.6.2. Die Elektronik des CATS-Detektors	49
4. Datenerfassung	51
4.1. Das Konzept des Datenerfassungssystems MECDAS	51
4.1.1. Die VMEbus-Rechner als Frontend-Systeme	52
4.1.2. Konfiguration und Auslese auf dem Frontend	53
4.1.3. Der Experiment-Treiber	56
4.1.4. Datenarchivierung und -analyse auf dem Frontend	57
4.2. Die Analyse auf der Workstation mit GOOSY	57
5. Durchführung der Messung	61
6. Auswertung der Daten	63
6.1. Die Bestimmung des Photonенflusses	63
6.2. Das Flüssigwasserstoff-Target	66
6.3. Der effektive Raumwinkel des CATS-Detektors	68
6.4. Die Anzahl der gestreuten Photonen	68

6.4.1.	Die Reduktion der Daten	72
6.4.2.	Die Analyse der Missing-Energy-Spektren	73
6.5.	Die Korrektur und Fehlerbetrachtung der Meßgrößen	78
6.6.	Der Wirkungsquerschnitt	79
7.	Ergebnisse	81
8.	Zusammenfassung	91
	Anhang	95
A.	Linear polarisierter Photonenstrahl an MAMI	95
B.	Der differentielle Wirkungsquerschnitt	100
	Literatur	103

1. Einleitung

Die moderne Kernphysik befaßt sich mit dem Aufbau der Nukleonen und deren Wechselwirkungen untereinander im Kernverband. Im Rahmen der Quantenchromodynamik wird das Nukleon als aus Quarks zusammengesetzt beschrieben, deren Wechselwirkung durch den Austausch von masselosen Bosonen, den Gluonen, vermittelt wird.

Demgegenüber ist der Kern in den meisten Modellen aus Nukleonen zusammengesetzt, die durch den Austausch von Mesonen miteinander wechselwirken. Der Übergang vom einzelnen Nukleon im Quarkbild zum Kern im Mesonbild, d.h. der Einfluß der inneren Freiheitsgrade des Nukleons auf den Kern, ist eine wesentliche, noch ungeklärte Frage in der Kernphysik, die durch Streuexperimente an gebundenen Nukleonen erforscht werden kann.

Die Compton-Streuung ist für das Studium der Struktur der Nukleonen und Kerne besonders geeignet, da das rein elektromagnetisch wechselwirkende Photon keiner starken Anfangs- und Endzustandswechselwirkung unterliegt. Desweiteren durchdringt das Photon den ganzen Kern, da die elektromagnetische Wechselwirkung so schwach ist, daß die freie Weglänge des Photons in Kernmaterie im Vergleich zu den Kerndimensionen groß ist.

Mit niederenergetischer Compton-Streuung ($E_\gamma < 200$ MeV) können die elektrische Polarisierbarkeit und die magnetische Suszeptibilität des Nukleons einzeln bestimmt werden. Die Summe dieser Polarisierbarkeiten ist über eine Summenregel mit dem totalen Absorptionsquerschnitt verbunden. Bei höheren Photonenenergien kann durch die Compton-Streuung das Anregungsspektrum des Nukleons untersucht werden, welches durch die Δ -Resonanz als der niederenergetischsten Resonanz dominiert wird. Da die Δ -Resonanz kaum mit höheren Resonanzen überlappt, ist sie einer experimentellen Untersuchung leicht zugänglich. Dabei stellt sich die Frage, ob diese erste Resonanz ihre Eigenschaften beim Einbau der Nukleonen in einen Kern ändert.

Das Proton ist als freies Nukleon stabil und kann daher am einfachsten untersucht werden. Allerdings ist der Wirkungsquerschnitt zur Compton-Streuung am Proton sehr klein. Unterhalb der π^0 -Produktionschwelle ist $d\sigma/d\Omega < 10$ nb/sr, in der Δ -Resonanz ist $d\sigma/d\Omega \approx 200$ nb/sr, wodurch eine Abtrennung dieses Effekts von Untergrundreaktionen nur schwer zu erreichen ist. Bei niedrigen Energien sind elektromagnetische Prozesse, Paarbildung mit nachfolgender Bremsstrahlung, bei höheren Energien die π^0 -Produktion Quellen von Untergrund. Da das π^0 -Meson elektromagnetisch nach 10^{-16} s in zwei Photonen zerfällt, liegen bei der π^0 -Photoproduktion wie bei der elastischen Photonenstreuung die gleichen Teilchen im Endzustand vor. Im Bereich der Δ -Resonanz ist jedoch der Wirkungsquerschnitt der π^0 -Photoproduktion etwa 100 mal größer als der Compton-Querschnitt.

Erste Experimente zur Compton-Streuung wurden in den 50er Jahren z.B. von

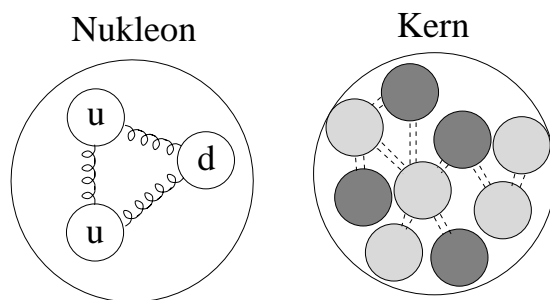


Abb. 1: Das Nukleon zusammengesetzt aus Quarks und Gluonen sowie der Kern bestehend aus Nukleonen und Mesonen.

Fuller und Hayward [FH56] an Kernen im Gebiet der Riesenresonanz durchgeführt. Später folgten systematische Untersuchungen der Compton-Streuung am Proton im Gebiet der Baryonresonanzen, insbesondere in Bonn [GJWW76]. Erst seit dem Bau von Beschleunigern mit hohem Tastverhältnis wurden in den 90er Jahren Experimente zur Compton-Streuung am Proton leichter machbar.

Eine Zusammenfassung der Meßergebnisse und der theoretischen Rechnungen zur Compton-Streuung am Nukleon bis 1974 lieferten Baranov und Fil'kov [BF76]. Die letzten Messungen zur Compton-Streuung am Proton wurden in Bonn [GJWW76], [Jun81], Tokyo [Ish80], [Wad84] Saskatoon [Hal93] und Brookhaven (LEGS) [Bla96] durchgeführt, die letzten beiden an Beschleunigern mit hohem Tastverhältnis.

Zur theoretischen Beschreibung der Daten gibt es mit dispersionstheoretischen, phänomenologischen Resonanz-, sowie mikroskopischen Modellen derzeit drei unterschiedliche Ansätze. Die Dispersionstheorie, deren Ergebnisse auf der Unitarität der Streumatrix, die zu einer Verbindung zwischen der Compton-Streuung und der Pion-Produktion führt, und den Dispersionsrelationen für die Streuamplituden basieren, liefert eine gute Beschreibung der Daten im ersten wie im zweiten Resonanzbereich [L'v96]. Phänomenologische Isobarenmodelle, insbesondere die letzte Ausführung, können ebenfalls die Daten im Δ -Resonanzbereich erklären. Durch den Resonanzansatz ist gegenüber der Dispersionstheorie auch erstmals eine erfolgreiche Interpretation der Messungen zur Compton-Streuung an leichten und komplexen Kernen zu erwarten [Ish80], [Wad84], [Wil96]. Im Gegensatz zu den beiden erstgenannten Modellen ermöglichen die mikroskopischen Beschreibungen im Rahmen des Konstituentenquarkmodells im Bereich der Δ -Resonanz noch keine quantitativen Vergleiche mit den Daten [CK93].

Die Messung der Compton-Streuung als Zwei-Körper-Prozeß ist bestimmt durch den Nachweis des elastisch gestreuten Photons, im Falle der Compton-Streuung am Proton auch durch die alleinige Messung des Rückstoßprotons. Durch den Konkurrenzprozeß der π^0 -Photoproduktion, bei der die gleichen Teilchen im Endzustand nur geringfügig andere kinematische Werte haben, ist ein hoher experimenteller Aufwand zur Messung der Compton-Streuung notwendig. In der Vergangenheit wurden Magnetspektrometer mit Szintillationszählern oder Teleskope aus Szintillationszählern und Drahtkammern zum Nachweis des Rückstoßprotons aufgebaut. Das elastisch gestreute Photon wurde dabei durch einen total absorbierenden Čerenkov-Zähler (Bleiglasdetektor) gemessen. In allen Fällen vor 1990 wurde der Photonenstrahl über den Prozeß der Bremsstrahlung in einem Radiator erzeugt. Um die Energie der Photonen aus dem kontinuierlichen Bremsstrahlungsspektrum zu bestimmen, wurden nur Photonen nahe dem Endpunkt analysiert, indem die Differenz zweier Messungen mit unterschiedlicher Elektroneneinschubenergie bestimmt wurde. Diese Photonenstrahlerzeugung bietet den Vorteil, daß die hohe Luminosität des Beschleunigers in einen hohen Photonenfluß am Endpunkt des Bremsstrahlungsspektrums umgesetzt werden kann. Um aus den gewonnenen Daten Wirkungsquerschnitte mit kleinen Fehlern zu extrahieren, hat diese Methode jedoch entscheidende Nachteile:

- Die $1/E_\gamma$ -Abhängigkeit des Bremsstrahlungsspektrums führt zu einem hohen Untergrund an Photonen, deren Energie nicht nahe dem Endpunkt liegt.

- Instabilitäten in der Maximalenergie und im Elektronenstrom des Beschleunigers, sowie der Elektronenstrahlage auf dem Radiator ergeben eine große Unsicherheit in der Bestimmung des Photonenflusses am Endpunkt.

Wie Abb. 2 zeigt, deuten die so erhaltenen Daten große systematische Unsicherheiten an.

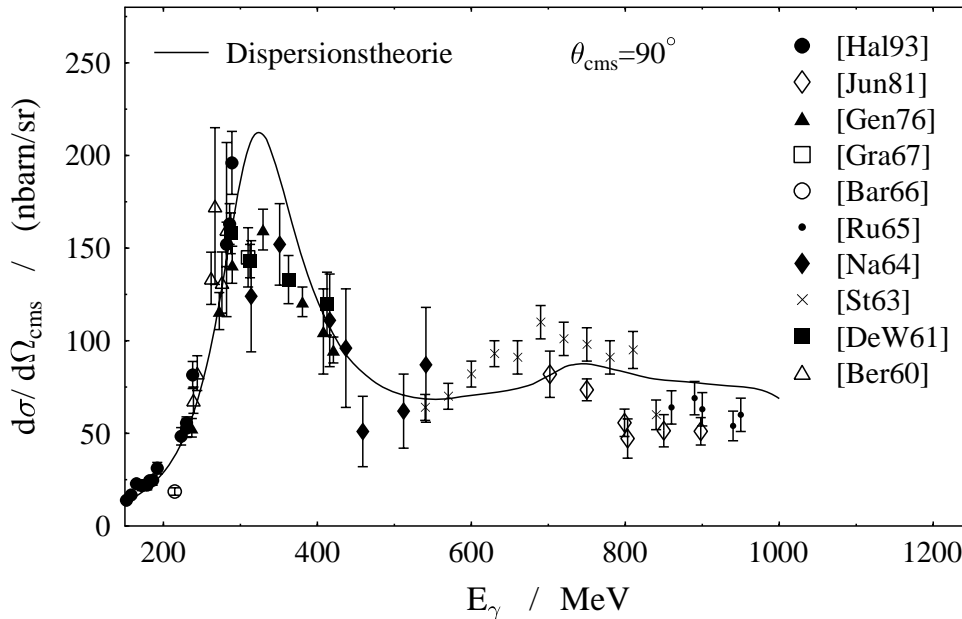


Abb. 2: Die Meßdaten, bis 1993, und die theoretische Beschreibung des differentiellen Wirkungsquerschnitts für die Compton-Streuung am Proton für einen Streuwinkel von 90° . Die theoretische Vorhersage basiert auf Dispersionsrelationen [L'v96].

Seit der Entwicklung von Elektronenbeschleunigern mit hohem Tastverhältnis können Koinzidenzmethoden Anwendung finden, die sowohl die Bestimmung der Energie des einlaufenden Photons, als auch der Kinematik des gestreuten Photons und des Rückstoßprotons erlauben. Um die Compton-Streuung nicht nur am Nukleon, sondern auch an komplexen Kernen untersuchen zu können, ist zum Nachweis des elastisch gestreuten Photons ein Detektor mit sehr guter Energieauflösung notwendig. Auf diese Erkenntnisse bauen die neueren Experimente zur Compton-Streuung auf, deren Meßmethode durch einen energiemarkierten Photonenstrahl und einen großen NaJ(Tl)-Detektor zur Messung des elastisch gestreuten Photons bestimmt ist. Voraussetzung für die systematische Untersuchung der Compton-Streuung ist jedoch ein Elektronenbeschleuniger mit einem hohen Tastverhältnis.

Dem Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz steht mit MAMI, dem Mainzer Mikrotron, zur Untersuchung der Eigenschaften des Nukleons wie der Kerne ein z.Z. einzigartiger Elektronenbeschleuniger zur Verfügung [Her90]. MAMI liefert einen kontinuierlichen Elektronenstrahl mit einer Maximalenergie von 855 MeV und ist somit besonders geeignet für das Studium der ersten vier Nukleonenanregungen, den Resonanzen $P_{33}(1232)$, $P_{11}(1470)$, $D_{13}(1520)$ und $S_{11}(1535)$. Be-

trachtet man das Anregungsspektrum des Protons (s. Abb. 3), so liegt als dominante Resonanz im Energiebereich von MAMI die Δ -Resonanz als erster angeregter Zustand des Nukleons.

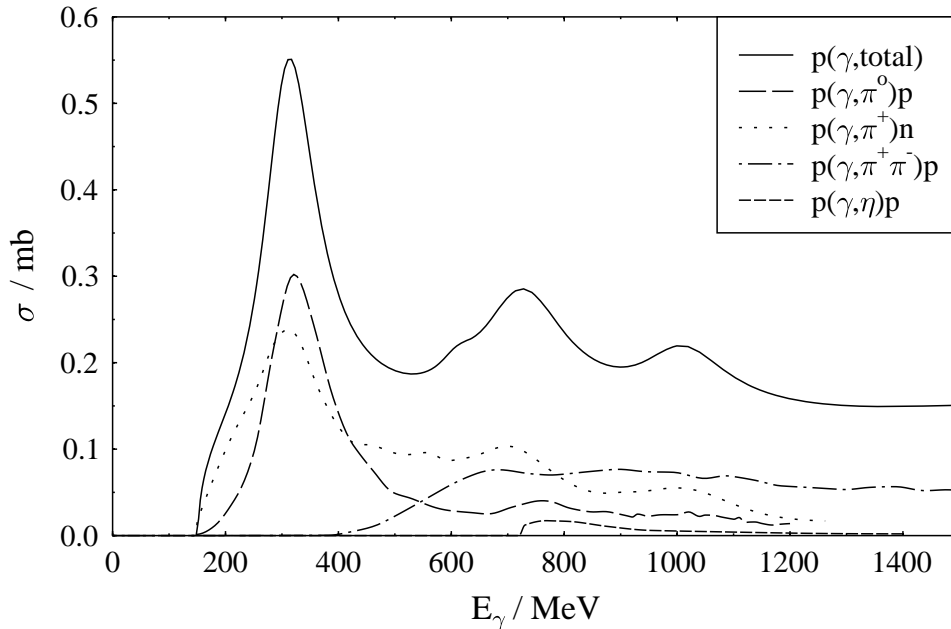


Abb. 3: Der totale Photoabsorptionsquerschnitt am Proton.

Im Rahmen der internationalen Kollaboration A2 werden Experimente mit realen Photonen durchgeführt. Alle Experimente benutzen den Glasgow-Mainz Tagger, eine Photonenmarkierungsanlage (engl. *Tagger*), die bei $E_0 = 855$ MeV einen energiemarkierten Photonenstrahl im Bereich von 50 bis 800 MeV bei einer Auflösung von ~ 2 MeV liefert [Ant91], [Hal96].

Mit der Fertigstellung der zweiten Ausbaustufe von MAMI wurde in der Kollaboration A2 ein Programm zur Messung der Compton-Streuung begonnen, das drei Detektoraufbauten nutzte. Zur Untersuchung der Δ -Resonanz am freien Nukleon und an leichten und schweren Kernen wurde das Compton-And-Two-Photon-Spektrometer CATS aufgebaut, das die gleichzeitige Messung der Compton-Streuung und der π^0 -Photoproduktion am Nukleon wie auch an schweren Kernen ermöglicht. Es besteht aus einem NaJ(Tl)-Detektor mit einem Durchmesser von 48 cm, einer Länge von 63.5 cm und einer Energieauflösung von $\sim 1.5\%$, sowie einer Halbkugel aus 61 BaF₂-Detektoren. Die elastisch gestreuten Photonen konnten im NaJ(Tl)-Detektor mit sehr guter Energieauflösung nachgewiesen werden. Die gegenüber dem NaJ(Tl)-Spektrometer angeordnete BaF₂-Halbkugel diente bei der Auswertung der Compton-Streuung als Veto für pionische Ereignisse. Für die π^0 -Photoproduktion wurde die Kinematik derart ausgewählt, daß das hochenergetische Photon aus dem asymmetrischen Zerfall des in Richtung des NaJ(Tl)-Detektors erzeugten π^0 -Mesons durch den NaJ(Tl)-Detektor, das niederenergetische Zerfallsphoton im BaF₂-Array nachgewiesen wurde.

Parallel zu diesem Detektor wurde das Compton-Photon-Proton-Spektrometer COPP aufgebaut. Es diente zur Messung der Compton-Streuung am Proton unter einem Schwerpunktswinkel von 90° und ist zusammengesetzt aus 12 Paaren von Proton-Photon Koinzidenzeinheiten, bestehend aus Plastiksintillationszählern für den Protonnachweis und Bleiglasdetektoren für den Photonnachweis. Der Streuwinkel von 90°_{cms} ist von speziellem Interesse, da frühere Messungen deutlich unter den theoretischen Vorhersagen, die im Bereich der Δ -Resonanz im wesentlichen auf fundamentalen Prinzipien wie der Unitarität beruhen, liegen. Die Überprüfung dieser Daten war das Ziel des COPP-Experimentes.

Mit dem COPP-Detektor kann die Compton-Streuung nur unter einem Streuwinkel von 90°_{cms} gemessen werden, und auch der CATS-Detektor kann nur einen Streuwinkel gleichzeitig erfassen. Um eine möglichst komplette Winkelverteilung der Compton-Streuung am Proton im Energiebereich von 50-800 MeV zu messen, wurde das Large-Acceptance-Spektrometer LARA aufgebaut. Es bestand aus zwei Drahtkammern zur Winkelbestimmung des Rückstoßprotons, einem Halbkreis aus time-of-flight Plastikdetektoren zur Flugzeitbestimmung der Protonenenergie und 160 Bleiglasdetektoren zur Erfassung des gestreuten Photons.

Ziel dieser Arbeit war die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts der Compton-Streuung am Proton unter einem Laborwinkel von 60° mit dem CATS-Detektor, sowie die Bereitstellung einer Datenerfassung für alle drei Detektorsysteme.

Im folgenden werden zunächst einige theoretische Grundlagen zur Compton-Streuung dargelegt und dann der experimentelle Aufbau des CATS-Detektors beschrieben. Anschließend wird die Erfassung der Experimentdaten und die Durchführung der Messung behandelt. In Kapitel 6 wird die Auswertung der Daten gezeigt, die Ergebnisse werden in Kapitel 7 vorgestellt. Eine Zusammenfassung der Arbeit bildet den Abschluß.

Im Anhang wird auf die während des Aufbaus und der Durchführung der Experimente zur Compton-Streuung am Proton erzielten Verbesserungen bei der Erzeugung eines linear polarisierten Photonenstrahls am Mainzer Mikrotron eingegangen.

2. Theoretische Grundlagen der Compton-Streuung

Die Erforschung der Nukleonen mit Hilfe der elastischen Photonstreuung bietet eine Vielzahl von Erkenntnissen über die Struktur der Hadronen, indem die gewonnenen Daten mit Hilfe theoretischer Beschreibungen interpretiert, bzw. mit verschiedenen Modellrechnungen verglichen werden.

Die Verwendung von Photonen zur Untersuchung der Nukleonen hat gegenüber hadronischen Sonden den Vorteil der genauen Kenntnis der Wechselwirkung. Dies gilt zumindest für Energien unterhalb ~ 1 GeV. In diesem Bereich skaliert z.B. der totale Photoabsorptionsquerschnitt für komplexe Kerne mit der Massenzahl A . Oberhalb von ~ 2 GeV wird die "hadronische Struktur" des Photons über die Vektordominanz im "shadowing Effekt" sichtbar [Ahr90]. Das Photon fluktuiert in ein Vektormeson (ρ, ω, ϕ), das dann stark mit dem Kern im wesentlichen an dessen Oberfläche wechselwirkt. Als Folge dieses Verhaltens skalieren die totalen Absorptionsquerschnitte ab ~ 2 GeV mit $A^{0.9}$.

Im folgenden wird zunächst die Kinematik der Compton-Streuung beschrieben. Danach wird die Thomson-Streuung, d.h. die elastische Streuung am punktförmigen, geladenen Teilchen vorgestellt, die im wesentlichen von der Photonenenergie unabhängig ist. Die innere Struktur der Nukleonen führt zu einer Abweichung von der Thomson-Streuung, die für $E_\gamma \rightarrow 0$ den Grenzwert der elastischen Streuung am Nukleon darstellt. Ein Niederenergiethorem führt zu einer Entwicklung der Übergangsamplitude in der Energie und verbindet die Polarisierbarkeiten des Nukleons mit den in der Photonenenergie quadratischen Termen der Streuamplitude. Danach werden durch Anwendung des Cauchy'schen Integralsatzes und der Unitarität der Streuamplitude die Dispersionsrelationen und Summenregeln der Compton-Streuung dargestellt. Anschließend werden die Amplituden der Compton-Streuung in ihrer Multipoldarstellung gezeigt. Durch die Verbindung der Compton-Streuung mit der Pion-Photoproduktion und der πN -Streuung über das Watson-Theorem, in welches die Unitarität und die Zeitumkehrinvarianz eingeht, sind die Imaginärteile der sechs komplexen Übergangsamplituden bestimmt. Die Realteile werden über s-Kanal Dispersionsrelationen bei festem t berechnet. Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung am Proton folgt dann aus der Summe der Amplitudenquadrate. Abschließend wird vergleichend die Kinematik der Compton-Streuung und der π° -Photoproduktion dargelegt, da letztere, zur Trennung der beiden Prozesse, den Aufbau der Experimentdetektoren und die Analyse der gewonnenen Meßdaten bestimmt.

2.1. Die Kinematik der Compton-Streuung

In den weiteren Kapiteln werden anstelle der Teilchenenergien oder dem Streuwinkel die kovarianten Mandelstam-Variablen s , t und u verwendet, deren Definition durch Abb. 4 und Gl. 1 gegeben ist,

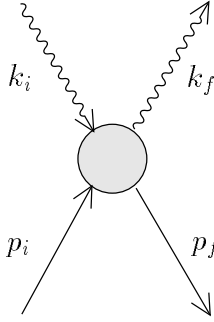


Abb. 4: Kinematik der Compton-Streuung

$$\begin{aligned} s &= (p_i + k_i)^2 = (p_f + k_f)^2, \\ t &= (p_i - p_f)^2 = (k_f - k_i)^2, \\ u &= (p_i - k_f)^2 = (p_f - k_i)^2, \end{aligned} \quad (1)$$

wobei die drei Variablen über die Beziehung

$$s + t + u = 2M^2$$

miteinander verknüpft sind. Dabei bezeichnet M die Masse des Streutargets. Die Vierervektoren $k_{i,f} = (\omega_{i,f}, \vec{k}_{i,f})$ stehen für die Energie und den Impuls des einlaufenden und auslaufenden Photons sowie $p_{i,f} = (E_{i,f}, \vec{p}_{i,f})$ für die Energie und den Impuls des Nukleons vor und nach der Streuung. Über die Mandelstamvariable t läßt sich eine einfache Beziehung zwischen dem Streuwinkel des Photons im Laborsystem und im Schwerpunktsystem aufstellen, denn im Schwerpunktsystem des s-Kanals gelten die folgenden Gleichungen (* kennzeichnet Variablen im Schwerpunktsystem):

$$\begin{aligned} s &= W^2 = (E_i^* + \omega_i^*)^2, & W &= \sqrt{s} = \sqrt{M^2 + 2M\omega_i}, \\ t &= -2\omega_i^{*2}(1 - \cos\theta^*), & \omega_i^* &= \omega_i \frac{M}{W}, \\ u &= -2\omega_i^{*2}(1 + \cos\theta^*) + (E_i^* - \omega_i^*)^2, & t &= -2\omega_i\omega_f(1 - \cos\theta). \end{aligned}$$

W ist die Gesamtenergie im Schwerpunktsystem und θ der Streuwinkel des Photons. Anstelle der Variable s findet man auch die invariante Variable ν :

$$\nu = \frac{s - u}{4m} = \omega_i + \frac{t}{4m}.$$

Mit der Streumatrix S , die in einen ungestreuten und einen gestreuten Teil unter Berücksichtigung der Energie- und Impulserhaltung getrennt werden kann

$$\begin{aligned} \langle k_f p_f | S | k_i p_i \rangle &= \langle k_f p_f | k_i p_i \rangle + i \langle k_f p_f | T | k_i p_i \rangle \\ &= \delta_{fi} + i(2\pi)^4 \delta^4(k_f + p_f - k_i - p_i) T_{fi}, \end{aligned}$$

ergibt sich der unpolarisierte differentielle Wirkungsquerschnitt mit der Reaktionsmatrix T zu:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2 s} \sum_{\text{Spinzustände}} |T_{fi}|^2.$$

2.2. Die Streuung am punktförmigen Teilchen

Betrachtet man zunächst die nichtrelativistische Oszillation eines geladenen Teilchens unter dem Einfluß eines schwachen elektromagnetischen Feldes, beschrieben durch eine

ebene Welle niedriger Frequenz, so resultiert aus der Anwendung der Lienard-Wichert Potentiale für die in einen Raumwinkel $d\Omega$ abgestrahlte mittlere Leistung

$$\left\langle \frac{dP}{d\Omega} \right\rangle = \frac{1}{2} \left(\frac{e^2}{4\pi m} \right)^2 |E_o|^2 \sin^2 \beta$$

und normiert auf den einlaufenden Energiefluß

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{e^2}{4\pi m} \right)^2 \sin^2 \beta = r_e^2 \sin^2 \beta.$$

β kennzeichnet den Winkel zwischen dem Polarisationsvektor und der Beobachtungsrichtung und r_e den klassischen Elektronenradius. Für den unpolarisierten differentiellen Wirkungsquerschnitt folgt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{unpol.}} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\psi = r_e^2 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2}$$

mit dem Winkel ψ zwischen dem Polarisationsvektor des Photons und einer zum Wellenvektor orthogonalen Achse und dem Winkel θ zwischen dem Wellenvektor und der Beobachtungsrichtung.

Integriert man dieses Ergebnis über θ , so erhält man den klassisch berechneten totalen Wirkungsquerschnitt für die als Thomsonstreuung bezeichnete Streuung von niederenergetischen Photonen an einem geladenen Teilchen:

$$\sigma_{tot} = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = \frac{8\pi}{3} \frac{\alpha^2}{m^2}. \quad (2)$$

Beim Übergang von der klassischen Elektrodynamik zur Quantenfeldtheorie stellt sich das Problem in der Aufstellung der das System beschreibenden Lagrangefunktion. Für die Photonstreuung an einem Spin-0-Teilchen ohne Betrachtung der inneren Struktur separiert die Lagrangefunktion in den Teil für das freie geladene, skalare Feld, das Photonfeld und den Wechselwirkungsterm (A ist das elektromagnetische Viererpotential, ϕ ist das freie geladene skalare Feld) [IZ87]

$$\mathcal{L}_{WW} = -ieA^\mu (\phi^\dagger \overleftrightarrow{\partial}_\mu \phi) + e^2 A^2 \phi^\dagger \phi,$$

der zur Bestimmung der Feynman-Graphen in Abb. 5 führt.

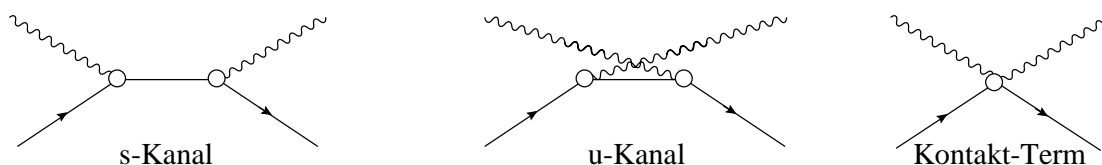


Abb. 5: Die Feynman-Graphen in niedrigster Ordnung zur Berechnung der Compton-Streuung an einem Spin-0-Teilchen.

Bei der Berechnung zeigt sich, daß nur der dritte Graph, der Kontakt- oder Seagull-Term, der auf den in A quadratischen Term zurückzuführen ist, einen Beitrag zum Wirkungsquerschnitt liefert:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{m^2} \left(\frac{k_f}{k_i}\right)^2 (\epsilon_f \cdot \epsilon_i)^2. \quad (3)$$

Im Limes $k_i/m \rightarrow 0$ geht der differentielle Wirkungsquerschnitt über in das klassische Ergebnis der Thomsonstreuung:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{unpol.} = \frac{1}{2} \sum_{\epsilon_i, \epsilon_f} \frac{\alpha^2}{m^2} (\epsilon_f \cdot \epsilon_i)^2 = \frac{\alpha^2}{m^2} \frac{1 + \cos^2 \theta}{2}. \quad (4)$$

Für die Photonstreuung an einem Spin-1/2-Teilchen ist der Ausgangspunkt die Diracgleichung. Ohne Berücksichtigung einer inneren Struktur des Teilchens müssen in 1. Näherung die beiden Born-Diagramme im s- und u-Kanal aus Abb. 5 bestimmt werden. Der Kontaktterm fehlt, da im Gegensatz zur Klein-Gorden-Gleichung die Diracgleichung linear im Impuls ist und deswegen kein A^2 -Term im Hamiltonian auftritt. Die Berechnung führt auf die Klein-Nishina-Formel für den differentiellen Wirkungsquerschnitt [KN29]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4m^2} \left(\frac{\omega_f}{\omega_i}\right)^2 \left[\frac{\omega_f}{\omega_i} + \frac{\omega_i}{\omega_f} + 4(\epsilon_f \cdot \epsilon_i)^2 - 2 \right].$$

Für $\omega_i \simeq \omega_f$ ergibt sich wieder die Dipolwinkelverteilung der Thomsonstreuung.

2.3. Die Niederenergie-theoreme der Compton-Streuung

Durch Abweichungen vom Punktteilchen-Grenzwert und der dazugehörigen Winkelverteilung erhält man Informationen über die Struktur des Teilchens. Das anomale magnetische Moment κ des Nukleons führt zunächst zu einem Zusatzterm, der von Powell [Pow49] bestimmt wurde. Entwickelt man die Streuamplitude der Compton-Streuung am Nukleon nach der Energie, so zeigte Thirring 1950 [Thi50], [BD65], daß der klassische Thomson-Grenzwert für alle Ordnungen in e^2 gültig ist, wenn die Photonenenergie gegen Null geht. Diese Aussage wurde 1954 von Low et. al [Low54] zu den Niederenergie-theoremen verallgemeinert. Aufgrund der Photonpolarisation ϵ und dem Spin des Nukleons muß die Reaktionsmatrix T bilinear in den Spin-Eigenfunktionen sein:

$$T_{fi} = \epsilon'^\mu \bar{u}(p') T_{\mu\nu} u(p) \epsilon^\nu. \quad (5)$$

Mit der Forderung nach Invarianz unter räumlicher Drehung und Spiegelung führt dies zu zwei Strukturfunktionen, die auf die elektrische und magnetische Struktur des Nukleons zurückzuführen sind

$$T_{fi} = \bar{u}(p') [f_1(\omega)(\epsilon' \cdot \epsilon) + f_2(\omega)i\sigma(\epsilon' \times \epsilon)] u(p),$$

die nach der Energie entwickelt werden können:

$$\begin{aligned} f_1(\omega) &= a_0 + a_1 \omega^2 + a_2 \omega^4 + \dots, \\ f_2(\omega) &= b_0 \omega + b_1 \omega^3 + b_2 \omega^5 + \dots. \end{aligned} \quad (6)$$

Die gerade bzw. ungerade Abhängigkeit der Funktionen f_1, f_2 von der Energie folgt aus der Vertauschungssymmetrie des Prozesses.

Die ersten Koeffizienten von f_1, f_2 geben die elektrostatischen Eigenschaften des Nukleons wieder

$$a_0 = -\frac{e^2}{m}, \quad b_0 = \frac{e^2 \kappa^2}{2m^2} \quad (7)$$

und der Koeffizient zum Term der Ordnung ω^2 ist eine Funktion der elektrischen ($\bar{\alpha}_P$) und magnetischen Polarisierbarkeit ($\bar{\beta}_P$), die im Falle der Vorwärtsstreuung einfach die Summe der beiden Polarisierbarkeiten ist:

$$a_1 = \bar{\alpha}_P + \bar{\beta}_P.$$

2.4. Die Polarisierbarkeiten des Nukleons

Neben der Ladung, dem magnetischen Moment und dem Radius gehören die elektromagnetischen Polarisierbarkeiten zu den fundamentalen Strukturkonstanten des Nukleons, welche die Umordnung der Konstituenten des Teilchens als Antwort auf ein statisches oder nur langsam variierendes äußeres elektromagnetisches Feld beschreiben. Die innerhalb der Quantenchromodynamik existierenden Modelle zur Beschreibung der Struktur des Nukleons können über die genaue experimentelle Bestimmung der Polarisierbarkeiten des Nukleons getestet werden. Der Messung zugänglich sind die Polarisierbarkeiten insbesondere über den Prozeß der Compton-Streuung.

Definiert sind die Polarisierbarkeiten als Proportionalitätskonstante zwischen den elektromagnetischen Feldern (\vec{E}, \vec{H}) und den erzeugten Dipolmomenten (\vec{D}, \vec{M}):

$$\langle \vec{D} \rangle = \alpha_P \vec{E} \quad , \quad \langle \vec{M} \rangle = \beta_P \vec{H}.$$

Innerhalb der Quantenfeldtheorie sind die Ausdrücke für α_P und β_P gegeben durch [Pet81], [L'v93]:

$$\begin{aligned} \bar{\alpha}_P &= \alpha_P + \Delta\alpha_P, \\ &= 2 \sum_n \frac{|\langle n | D_z | 0 \rangle|^2}{E_n - E_0} + \frac{e^2 \langle r_E^2 \rangle}{3m} + O\left(\frac{1}{m^3}\right), \\ \bar{\beta}_P &= \beta_P + \Delta\beta_P, \\ &= 2 \sum_n \frac{|\langle n | M_z | 0 \rangle|^2}{E_n - E_0} - \sum_q \frac{e_q^2 \langle r_q^2 \rangle}{6m_q} - \frac{\langle D^2 \rangle}{2m}. \end{aligned} \quad (8)$$

Abweichend von den Ausdrücken für die nichtrelativistischen Dipolpolarisierbarkeiten treten hier modellabhängige Korrekturterme $\Delta\alpha_P, \Delta\beta_P$ auf. $\bar{\alpha}_P, \bar{\beta}_P$ werden als Comptonpolarisierbarkeiten und α_P, β_P als statische Polarisierbarkeiten bezeichnet. Die statischen Anteile werden aus der Summe der quadratischen Erwartungswerte für die z-Achsen-Projektion der elektrischen und magnetischen Dipolmomente aller möglichen Zwischenzustände, gewichtet mit der Energiedifferenz zum Grundzustand, gebildet. Die Ursache für die Korrektur der statischen Polarisierbarkeiten bei der Compton-Streuung resultiert aus der räumlichen Struktur des Nukleons, die zu Retardierungseffekten führt. Das elektrische Feld des ein- und auslaufenden Photons

wechselwirkt an verschiedenen Teilen des Targets mit unterschiedlicher Phase, was, beschrieben durch den elektrischen Formfaktor, zu folgender Korrektur der Thomson-amplitude führt:

$$f_{Thomson} = -\frac{e^2}{m} \rightarrow -\frac{e^2}{m} F_E(k) \cdot F_E(k').$$

Die Entwicklung des Formfaktors ($F_e(k) = 1 - \frac{1}{6} r_E^2 k^2 + \dots$) ergibt den Beitrag der Ordnung $1/m$ zum Korrekturterm $\Delta\alpha_P$. Berücksichtigt man den Spin und das anomale magnetische Moment des Nukleons, so kommt ein weiterer Term der Ordnung $1/m^3$ hinzu.

Der Ausdruck für $\Delta\beta_P$ ist angegeben im nichtrelativistischen Quarkmodell, wobei der erste Term der Langevin'schen Formel der diamagnetischen Polarisierbarkeit entspricht, und der zweite Term Fluktuationen des erzeugten elektrischen Dipolmoments beschreibt.

Wie im vorangehenden Kapitel über die Niederenergiethoreme beschrieben, bestimmen die Polarisierbarkeiten die Streuamplitude in der zweiten Ordnung in ω . Ausgehend von den Ergebnissen von Low et. al [Low54] formulierte Petrun'kin [Pet81] eine verallgemeinerte, modellunabhängige Niederenergienäherung, bei der die elektrischen und magnetischen Polarisierbarkeiten als Summe und Differenz in der Ordnung $[\omega_i\omega_f]$ auftreten [L'v93]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{LEX}} = \frac{d\sigma^{Born}}{d\Omega} - \frac{e^2}{4\pi m} \left(\frac{\omega_f}{\omega_i}\right)^2 (\omega_i\omega_f) \left\{ \frac{\bar{\alpha}_P + \bar{\beta}_P}{2} (1 + \cos\theta)^2 + \frac{\bar{\alpha}_P - \bar{\beta}_P}{2} (1 - \cos\theta)^2 \right\}. \quad (9)$$

Neben einem Term aufgrund des anomalen magnetischen Moments des Nukleons, der in den Born-Graphen auftritt, liefern nur noch die Polarisierbarkeiten einen Beitrag zu dieser Ordnung in $[\omega_i\omega_f]$. Ein Vergleich mit der im folgenden beschriebenen dispersionstheoretischen Rechnung zur Compton-Streuung am Nukleon zeigt, daß diese Näherung bis 100 MeV gültig ist. Letzte Messungen mit einer Kombination aus getagten Photonen für Energien unterhalb 100 MeV und der Endpunktmethode für Energien bis 148 MeV [Mac95] ergaben

$$\bar{\alpha}_P + \bar{\beta}_P = (15.0 \pm 2.9 \pm 1.1 \pm 0.4) \times 10^{-4} fm^3,$$

$$\bar{\alpha}_P - \bar{\beta}_P = (10.8 \pm 1.1 \pm 1.4 \pm 1.0) \times 10^{-4} fm^3$$

und daraus

$$\bar{\alpha}_P = (12.5 \pm 0.6 \pm 0.7 \pm 0.5) \times 10^{-4} fm^3 \quad , \quad \bar{\beta}_P = (1.7 \mp 0.6 \mp 0.7 \mp 0.5) \times 10^{-4} fm^3$$

mit einem statischen, systematischen und einem modellabhängigen Fehler. Eine Messung mit getagten Photonen von 30 bis 180 MeV und einem großen Winkelbereich von $30^\circ - 150^\circ$, durchgeführt am Mainzer Mikrotron mit dem Photonenspektrometer TAPS, befindet sich derzeit in der Auswertung [Olm97].

Vergleicht man den Wert für $\bar{\alpha}_P$ mit dem Ergebnis einer klassischen Rechnung, die ungefähr gleich der dritten Potenz des Radius des Objekts ist, so zeigt sich das

Proton als elektrisch sehr steifes Objekt. Zur quantenmechanischen Abschätzung der Größenordnung der elektrischen statischen Polarisierbarkeit kann in Gl. 8 der resonante Beitrag aus der Anregung der zweiten Resonanz genommen werden ¹(mit $r_E = 0.86 \text{ fm}$ und $\Delta E = 800 \text{ MeV}$):

$$\begin{aligned}\alpha_P &= 2 \sum_{n>0} \frac{|\langle n|D_z|0\rangle|^2}{E_n - E_0} \approx \frac{2}{\Delta E} \sum_{n>0} \langle 0|D_z^\dagger|n\rangle \langle n|D_z|0\rangle \\ &= \frac{2}{\Delta E} \langle 0|D_z^\dagger D_z|0\rangle \approx \frac{2e^2}{\Delta E} \frac{1}{3} \langle 0|r_E^2|0\rangle = 8.7 \cdot 10^{-4} \text{ fm}^3.\end{aligned}$$

Überraschend ist dagegen der kleine Wert der magnetischen Polarisierbarkeit, denn hier sollte sich aufgrund der Δ -Resonanz als $M1$ -Übergang mit $\beta_P \sim (E_n - E_0)^{-1}$ ein größerer Wert ergeben.

Im Rahmen eines chiralen Quarkmodells zeigen Weiner und Weise [WW85], daß die elektrische Polarisierbarkeit des Nukleons durch eine Pionenwolke um den Kern aus Valenzquarks erklärt werden kann, und daß die magnetische Polarisierbarkeit in der Tat durch den Spin-Flip-Übergang vom Nukleon zur Δ -Resonanz dominiert ist, allerdings durch den diamagnetischen Korrekturterm stark reduziert wird.

Neben der Gleichung 9 aus der Niederenergienäherung ist die Summe der Polarisierbarkeiten des Nukleons über Dispersionsrelationen durch eine Summenregel bestimmt, worauf im folgenden eingegangen wird.

2.5. Dispersionsrelationen und Summenregeln der Compton-Streuung

Dispersionsrelationen sind Beziehungen zwischen physikalischen Größen, die im allgemeinen für jedes lineare, zeitunabhängige und kausale physikalische System gelten. Aufgrund der Linearität läßt sich eine Antwort $A(t)$ eines Systems auf eine Ursache $U(t)$ über eine Funktion $G(t, t')$ miteinander verbinden:

$$A(t) = \int_{-\infty}^{\infty} G(t, t') U(t') dt'.$$

Diese Greensfunktion wichtet die verschiedenen Ursachen zu den Zeiten t' , die zur Antwort zur Zeit t beitragen. Durch die Zeitunabhängigkeit des Systems gehen nicht die beiden Zeiten t und t' in die Wichtungsfunktion ein, sondern nur noch die Zeitdifferenz, d.h. $G(t, t') = G(t - t')$. Die Kausalität bedeutet, daß die Antwort zeitlich nach der Ursache erfolgt, wodurch die Greensfunktion nur für positive Zeitdifferenzen von Null verschieden ist. Durch den Übergang von der zeitlichen zur energetischen Betrachtung durch eine Fourier-Transformation, eine Erweiterung auf komplexe Frequenzen und die Anwendung des Integralsatzes von Cauchy ergeben sich die Dispersionsrelationen, die den Realteil der Greensfunktion mit deren Imaginärteil verbinden [Hag63]:

$$\begin{aligned}Re g(\omega) &= \frac{2}{\pi} \mathcal{P} \int_0^{\infty} d\omega' \frac{\omega' Im g(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2}, \\ Im g(\omega) &= -\frac{2\omega}{\pi} \mathcal{P} \int_0^{\infty} d\omega' \frac{\omega' Re g(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2}.\end{aligned}$$

¹Die erste Resonanz ist im wesentlichen ein magnetischer Spin-Flip-Übergang.

Voraussetzung für die Anwendung des Cauchy'schen Integralsatzes ist die Analytizität von $g(\omega)$ in der oberen Halbebene. Nach dem Theorem von Titchmarsh [Hag63] ist dies durch die Kausalität der Greensfunktion erfüllt, wenn $g(\omega)$ endlich auf der reellen Achse ist. Falls dies nicht der Fall ist, geht man über zu subtrahierten Dispersionsrelationen

$$\tilde{g}(\omega) = \frac{g(\omega) - g(0)}{\omega},$$

sodaß sich z.B. für den Realteil ergibt:

$$\operatorname{Re}[g(\omega) - g(0)] = \frac{2\omega^2}{\pi} \mathcal{P} \int_0^\infty \frac{d\omega'}{\omega'} \frac{\operatorname{Im} g(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2}.$$

Die erste derart aufgestellte Beziehung war die Kramers-Kronig Relation.

Koppelt man die Helizitäten des Photons und des Nukleons zu $3/2$ und $1/2$, so ergibt sich für den differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma^{3/2,1/2}}{d\Omega} = \left| \frac{m}{W} f_{3/2,1/2} \right|^2,$$

wobei die neuen Funktionen $f_{3/2,1/2}$ aus der Summe bzw. Differenz der Funktionen f_1 und f_2 gebildet werden (s. Gl. 6):

$$f_{3/2}(\omega) = f_1(\omega) - f_2(\omega), \quad f_{1/2}(\omega) = f_1(\omega) + f_2(\omega). \quad (10)$$

Unter Verwendung des optischen Theorems

$$\operatorname{Im} f(\omega) = \frac{\omega}{4\pi} \sigma_{tot}$$

und der Beziehung $\sigma_{tot} = 1/2 (\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2})$ für den totalen Wirkungsquerschnitt folgt die einfach subtrahierte Dispersionsrelation:

$$\operatorname{Re} f_1(\omega) = -\frac{\alpha}{m} + \frac{\omega^2}{2\pi^2} \int_{\omega_0}^\infty \frac{\sigma_{tot}(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega'.$$

Die untere Grenze der Integration ist gegeben durch die Schwellenenergie für die Ein-Pion-Produktion.

Vergleicht man die Kramers-Kronig Relation mit der Entwicklung von f_1 nach der Energie (Gl. 6), so folgt direkt die Baldin-Lapidus Summenregel, die die Summe der Polarisierbarkeiten mit dem totalen Wirkungsquerschnitt verbindet:

$$\alpha_P + \beta_P = \frac{1}{2\pi^2} \mathcal{P} \int_{\omega_0}^\infty \frac{\sigma_{tot}(\omega)}{\omega^2} d\omega.$$

Im allgemeinen ordnet man die Summenregeln nach der Potenz von ω im Nenner des Integranden. Eine Summenregel proportional $1/\omega$ wurde 1966 von Gerasimov [Ger66] sowie von Drell und Hearn [DH66] aufgestellt:

$$\frac{\alpha\kappa^2}{m^2} = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty d\omega \frac{\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}}{\omega}.$$

Diese GDH-Summenregel verbindet den totalen Wirkungsquerschnitt für zirkular polarisierte Photonen an longitudinal polarisierten Nukleonen mit dem anomalen magnetischen Moment des Nukleons. Sie folgt direkt aus Gl. 7 und Gl. 10 analog zur Baldin-Lapidus Summenregel.

Das Interesse der Kernphysiker, insbesondere in Mainz und Bonn, denn dort werden z.Z. gemeinsam Messungen zur GDH-Summenregel vorbereitet, wurde 1989 von Anselmino et. al [Ans89] neu geweckt, die einen Zusammenhang zwischen dieser Summenregel und der Strukturfunktion F_2 des Nukleons aus der tief-inelastischen Leptonenstreuung fanden, wodurch sich insbesondere für die Frage nach dem Träger des Spins ein neuer Zugang ergab [Are93], [Dre94].

Zum Verständnis der Struktur der Hadronen trägt neben solchen Summenregeln im wesentlichen das Anregungsspektrum bei. Zur Beschreibung der Compton-Streuung auch abseits der Niederenergienäherung sucht man eine allgemeine invariante Darstellung der Streumatrix.

2.6. Die invarianten Amplituden der Compton-Streuung am Nukleon

Die Reaktionsmatrix T (s. Gl. 5) hängt von den Impulsen und Spins des Photons und des Nukleons ab, wodurch die Projektion des Spins auf die jeweilige Impulsrichtung zu einer Unterteilung von T führt. Diese Helizitätsamplituden gehen auf Jacob und Wick [JW59] zurück und ergeben zunächst 16 Amplituden, die von s und t abhängen:

$$T_{\lambda'\nu',\lambda\nu}(s, t) \quad \text{mit} \quad \begin{cases} \lambda, \lambda' = \pm 1 & = \text{Photonhelizität} \\ \nu, \nu' = \pm 1/2 & = \text{Nukleonhelizität} \end{cases}$$

Die Paritätserhaltung reduziert die Anzahl der unabhängigen Amplituden auf 8, und die Zeitumkehrinvarianz liefert zwei weitere Bedingungen, sodaß 6 unabhängige Amplituden zu berechnen sind [HL62]:

$$\begin{aligned} \phi_1 &= \frac{1}{8\pi W} \langle 1 \ 1/2 | T | 1 \ 1/2 \rangle \\ \phi_2 &= \frac{1}{8\pi W} \langle -1 -1/2 | T | 1 \ 1/2 \rangle \\ \phi_3 &= \frac{1}{8\pi W} \langle -1 \ 1/2 | T | 1 \ 1/2 \rangle \\ \phi_4 &= \frac{1}{8\pi W} \langle 1 -1/2 | T | 1 \ 1/2 \rangle \\ \phi_5 &= \frac{1}{8\pi W} \langle 1 -1/2 | T | 1 -1/2 \rangle \\ \phi_6 &= \frac{1}{8\pi W} \langle -1 \ 1/2 | T | 1 -1/2 \rangle \end{aligned} \tag{11}$$

Die Darstellung des differentiellen Wirkungsquerschnitts mit diesen Helizitätsamplituden ergibt eine besonders einfache Form:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} \left(|\phi_1|^2 + |\phi_2|^2 + 2|\phi_3|^2 + 2|\phi_4|^2 + |\phi_5|^2 + |\phi_6|^2 \right).$$

Der Faktor 2 resultiert aus der Tatsache, daß die Amplituden ϕ_3 und ϕ_4 wegen der Zeitumkehrinvarianz zweimal vorkommen. Die Reduzierung der notwendigen Amplituden auf 6 unabhängige ist in der von Hearn und Leader gewählten Kopplung der Helizitäten einfach, führt aber zu Amplituden, die Singularitäten und Zwangsbedingungen aufweisen. Da im folgenden bei der Bestimmung der Realteile der Compton-Amplituden

Dispersionsrelationen benutzt werden, die eine Analytizität der Amplituden erfordern, führt man invariante Amplituden ohne kinematische Singularitäten und Nullen ein.

Eine allgemeine Form für die Reaktionsmatrix T kann aus 6 invarianten Amplituden A_i und einer Basis von Tensoren $I_{\mu\nu}$, bestehend aus vier paarweise orthogonalen Vierervektoren, angegeben werden:

$$T_{\mu\nu} = \sum_{i=1}^6 A_i(s, t) I_{\mu\nu}^i.$$

Diese Konstruktion der invarianten Amplituden wurde von Prange [Pra58] eingeführt. Die orthogonalen Vierervektoren setzen sich aus den Viererimpulsen des ein- und auslaufenden Photons sowie des Nukleons wie folgt zusammen

$$K_\mu = \frac{1}{2}(k_\mu + k'_\mu), \quad Q_\mu = \frac{1}{2}(k'_\mu - k_\mu), \quad P_\mu = \frac{1}{2}(p_\mu + p'_\mu),$$

$$P'_\mu = P_\mu - \frac{(P \cdot K)}{K^2} K_\mu, \quad N_\mu = \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} P^\nu Q^\rho K^\sigma, \quad \epsilon_{0123} = 1,$$

wodurch die Reaktionsmatrix geschrieben werden kann als:

$$T_{fi} = \bar{u}'(p') \epsilon'^{\ast\mu} \left[-\frac{P'_\mu P'_\nu}{P'^2} (T_1 + (\gamma K) T_2) - \frac{N_\mu N_\nu}{N^2} (T_3 + (\gamma K) T_4) \right. \\ \left. + i \frac{P'_\mu N_\nu - P'_\nu N_\mu}{P'^2 K^2} \gamma_5 T_5 + i \frac{P'_\nu N_\mu + P'_\mu N_\nu}{P'^2 K^2} \gamma_5 (\gamma K) T_6 \right] \epsilon^\nu u(p).$$

Auch diese Amplituden weisen wegen

$$K^2 \sim (1 - \cos \theta), \quad P'^2 K^2 \sim (1 + \cos \theta), \quad N^2 \sim \sin^2 \theta$$

kinematische Singularitäten unter Vorwärts- und Rückwärtswinkeln auf.

Verschiedene Autoren haben aus den vier Basisvektoren unterschiedliche linear unabhängige Tensorkombinationen gebildet, die ineinander wie auch zu den Helizitätsamplituden überführt werden können [Sta73]. In der Analyse von L'vov [L'v81] werden die folgenden Linearkombinationen der Amplituden T_i zu den invarianten Amplituden $A_i(\nu, t)$ ohne kinematische Singularitäten oder Zwangsbedingungen verwendet:

$$A_1 = \frac{1}{t} [T_1 + T_3 + \nu(T_2 + T_4)] \quad A_2 = \frac{1}{t} [2T_5 + \nu(T_2 + T_4)] \\ A_3 = \frac{m^2}{m^4 - su} [T_1 - T_3 - \frac{t}{4\nu} (T_2 - T_4)] \quad A_4 = \frac{m^2}{m^4 - su} [2mT_6 - \frac{t}{4\nu} (T_2 - T_4)] \\ A_5 = \frac{1}{4\nu} [T_2 + T_4] \quad A_6 = \frac{1}{4\nu} [T_2 - T_4]$$

2.6.1. Die Partialwellenzerlegung der Helizitätsamplituden

Wie in der Pion-Photoproduktion verwendet man auch in der Compton-Streuung eine Partialwellenzerlegung der Amplituden, um aus der Winkelverteilung Rückschlüsse auf die elektromagnetische An- und Abregung der Nukleonenresonanzen zu ziehen.

Für die Streuung zweier Teilchen gelingt diese Zerlegung über den Helizitätsformalismus von Jacob und Wick. Kennzeichnen λ und ν die Helizität des Photons und Nukleons vor der Streuung, die gestrichelten Größen diejenige nach dem Stoß, so läßt sich das γN -System mit dem Gesamtdrehimpuls J und der Projektion M auf die z -Achse schreiben als:

$$|J, M; \lambda, \nu\rangle = \left(\frac{2J+1}{4\pi}\right)^{1/2} \int d\Omega D_{\lambda-\lambda', M}^J(\theta, \phi) |k_i, \lambda; p_i, \nu\rangle. \quad (12)$$

Die D -Funktionen sind die Wigner-Funktionen, die innerhalb der $SU(2)$ in die d -Funktionen überführt werden können:

$$D_{\lambda-\lambda', M}^J(\theta, \phi) = e^{iM\phi} d_{M, \lambda-\lambda'}^J(\theta). \quad (13)$$

Diese Drehfunktionen lassen sich wiederum durch Ableitungen der Legendre-Polynome darstellen, sie liegen wie die Clebsch-Gordan Koeffizienten tabellarisch vor.

Aus der Anwendung des Wigner-Eckart Theorems resultiert die folgende Partialwellenzerlegung:

$$\phi_{\lambda', \nu'; \lambda, \nu} = \sum_J (2J+1) \phi_{\lambda', \nu'; \lambda, \nu}^J d_{\lambda-\nu, \lambda'-\nu'}^J(\theta). \quad (14)$$

Man benutzt wie in der Photoproduktion Linearkombinationen der $\phi_{\lambda', \nu'; \lambda, \nu}^J$ und indiziert sie folgendermaßen:

$$f_{EE}^{L\pm}, \quad f_{MM}^{L\pm}, \quad f_{EM}^{L\pm}. \quad (15)$$

Dabei beschreibt $f_{EM}^{L\pm}$ den Übergang zwischen einem elektrischen 2^L -Pol zu einem magnetischen $2^{L'}$ -Pol mit $L' = L \pm 1$ bei gleicher Parität. Der Gesamtdrehimpuls des γN -Systems ist gegeben durch $J = L \pm 1/2$. Mit Hilfe der Zeitumkehrinvarianz lassen sich die verbleibenden $f_{ME}^{L\pm}$ durch die $f_{EM}^{L\pm}$ -Partialwellen ausdrücken:

$$f_{EM}^{L+} = f_{ME}^{(L+1)-}, \quad f_{EM}^{L-} = f_{ME}^{(L-1)+}. \quad (16)$$

Da die invarianten Amplituden $A_i(\nu, t)$ durch die Helizitätsamplituden ϕ_i ausgedrückt werden können, ergibt sich daraus die Partialwellenzerlegung der Amplituden A_i .

Zur Bestimmung der meßbaren Observablen wie dem differentiellen Wirkungsquerschnitt, der Strahlasymmetrie oder der Rückstoßpolarisation müssen die komplexen Amplituden A_i berechnet werden. Aufgrund der Unitarität der Streumatrix S können die Imaginärteile aus den Messungen zur Pion-Photoproduktion gewonnen werden.

2.7. Die Unitaritätsgrenze in der Compton-Streuung

Die Unitarität der S -Matrix spiegelt das fundamentale Prinzip der Erhaltung der Wahrscheinlichkeit wieder und kann mathematisch durch

$$S^\dagger S = I = I + i(T - T^\dagger) + T^\dagger T, \quad \text{mit} \quad S = I + iT \quad (17)$$

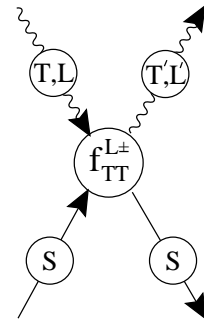


Abb. 6: Multipole der Compton-Streuung.

ausgedrückt werden. Bezogen auf die Compton-Streuung am Nukleon resultiert daraus die Unitaritätsrelation für die T-Matrix:

$$2\text{Im}\langle\gamma'N'|T|\gamma N\rangle = \sum_{\alpha}\langle\gamma'N'|T^{\dagger}|\alpha\rangle\langle\alpha|T|\gamma N\rangle. \quad (18)$$

Im Bereich um die Δ -Resonanz können Beiträge aus der Zwei-Pion-Photoproduktion ($\sigma_{tot} < 10 \mu b$ gegenüber $180 - 550 \mu b$ für die Ein-Pion-Produktion) und der Produktion von schweren Mesonen vernachlässigt werden. In dieser Näherung kann eine allgemeine 2×2 S-Matrix aufgestellt werden, die die Compton-Streuung mit der Pion-Photoproduktion verbindet:

$$S = \begin{pmatrix} S_{\gamma\gamma} & S_{\gamma\pi} \\ S_{\pi\gamma} & S_{\pi\pi} \end{pmatrix}$$

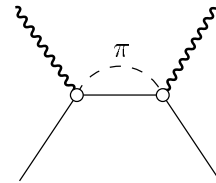
Werden die Reaktionsmatrizen T_{fi} für die 4 Reaktionen in der Multipoldarstellung in die Unitaritätsrelation eingesetzt, so ergibt ein Vergleich der Komponenten der d -Funktionen die folgenden Beziehungen zwischen dem Imaginärteil der Compton-Amplituden und den Multipolamplituden der Pion-Photoproduktion [PRS74], [Sta73]:

$$\begin{aligned} \text{Im}f_{EE}^{L\pm} &= q \sum_c |E_{(L\pm 1)\mp}^{(c)}|^2, & \text{Im}f_{MM}^{L\pm} &= q \sum_c |M_{L\pm}^{(c)}|^2, \\ \text{Im}f_{EM}^{L\pm} &= q \sum_c \text{Re}(E_{(L\pm 1)\mp}^{(c)} M_{(L\pm 1)\mp}^{*(c)}), & \text{Im}f_{ME}^{L\pm} &= q \sum_c \text{Re}(E_{L\pm}^{(c)} M_{L\pm}^{*(c)}). \end{aligned} \quad (19)$$

Auf der rechten Seite stehen die elektrischen (E) und magnetischen (M) Multipole der Pion-Photoproduktion in der CGLN-Notation [CGLN57], wobei q den Pionimpuls im Schwerpunktsystem bezeichnet. Die Summation läuft über die möglichen hadronischen Ladungszustände π^+n und π^0p für die Photoproduktion von einem Pion an einem Proton. $l = L \pm 1$ kennzeichnet den Bahndrehimpuls des πN -Systems, und die Kopplung des Bahndrehimpulses mit dem Spin des Protons zum Gesamtdrehimpuls J des πN -Systems ist durch den Vorzeichenindex festgelegt ($J = L \pm 1/2$). Die Beziehung zwischen den Compton-Multipolen und den Multipolen der Pion-Produktion mit der Beschränkung auf die Ein-Pion-Zwischenzustände findet sich auch in der Tabelle 1.

Tabelle 1: Die Beziehung zwischen den Compton-Multipolen und den Multipolen der Pion-Produktion.

Compton-Multipol	Pion-Multipol	
	Eingangskanal	Ausgangskanal
$f_{MM}^{L\pm}$	$M_{L\pm}$	$M_{L\pm}$
$f_{EE}^{L\pm}$	$E_{(L\pm 1)\mp}$	$E_{(L\pm 1)\mp}$
$f_{EM}^{L\pm}$	$E_{(L\pm 1)\mp}$	$M_{(L\pm 1)\mp}$
$f_{ME}^{L\pm}$	$M_{L\pm}$	$E_{L\pm}$



Korrekturen zu den Gleichungen 19 aufgrund einer allgemeineren Unitaritätsrelation, bei der die Compton-Streuphasen gegenüber den Pion-Streuphasen nicht vernachlässigt wurden, führten M. Benmerrouche und N. C. Mukhopadhyay [BM92] durch, sind jedoch im Vergleich mit den Fehlern der einzelnen Amplituden aus den verschiedenen Multipolfits an die Daten vernachlässigbar.

Somit ist der Imaginärteil der Compton-Amplituden über die Unitaritätsbeziehung durch die Pion-Photoproduktion gegeben. In der Region um die Δ -Resonanz tragen nur die s- und p-Wellen zur Pion-Photoproduktion bei, sodaß sich exemplarisch für die f_{MM}^{1+} -Amplitude, mit der Isospionzerlegung des M_{1+} -Pion-Multipols, ergibt:

$$\text{Im} f_{MM}^{1+} = q \left(\frac{1}{3} |M_{1+}^{1/2}|^2 + \frac{2}{3} |M_{1+}^{3/2}|^2 \right). \quad (20)$$

Da die Realteile der Compton-Amplituden nur einen positiven Beitrag zum Wirkungsquerschnitt liefern können, ergibt sich aus der alleinigen Berücksichtigung des Imaginärteils eine untere Grenze für den differentiellen Wirkungsquerschnitt, die auch als Unitaritätsgrenze bezeichnet wird.

2.8. Der differentielle Wirkungsquerschnitt

Alle Observablen der Compton-Streuung sind bestimmt durch 6 linear unabhängige, invariante Amplituden $A_i(\nu, t)$, die frei von kinematischen Singularitäten und Zwangsbedingungen gewählt werden können und gerade Funktionen von $\nu = (s - u)/4M$ sind (s. Kap. 2.6). In diese Amplituden gehen die reellen Born-Terme, der Austausch von stabilen Teilchen im s-, u- und t-Kanal, insbesondere der Ein-Pion- und Zwei-Pion-Austausch, und die Anregung der Nukleonenresonanzen ein. Die entsprechenden Feynman-Graphen sind in Abb. 7 dargestellt. Unter der Voraussetzung, daß die analytischen Amplituden mit steigender Energie fallen, können nichtsubtrahierte Dispersionsrelationen bei festem t aufgestellt werden:

$$\text{Re} A_i(\nu, t) = A_i^{\text{Born}}(\nu, t) + \frac{2}{\pi} \mathcal{P} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\nu' \text{Im} A_i(\nu', t)}{\nu'^2 - \nu^2} d\nu'.$$

Die untere Integrationsgrenze ν_0 ist durch die Schwelle für die Pion-Photoproduktion gegeben. Im Kapitel 2.7 folgte aus der Unitarität der Streumatrix S , daß der Imaginärteil der Streuamplituden durch die Multipolamplituden aus der Pion-Photoproduktion bestimmt ist. Dies gilt jedoch nicht für alle Amplituden, da das Integral für zwei Amplituden nicht konvergiert. Insbesondere im t-Kanal treten für den Austausch leichter Hadronen, wie das π^0 -Meson, Amplituden auf, die von ν unabhängig und nicht über die Pion-Multipole festgelegt sind. In der dispersionstheoretischen Rechnung von A. L'vov, die im wesentlichen auf Ansätze von Pfeil, Rollnik und Stankowski [PRS74], [RS76] zurückgeht, wird das Konvergenzproblem mit Hilfe des Regge Modells für den asymptotischen Teil behandelt. Das Dispersionsintegral wird bis zu einer Grenzenergie von $\nu_{max} = 1.5$ GeV mit Hilfe der Pion-Multipole und der verbleibende Teil durch ein komplexes Kurvenintegral mit einem Halbkreis in der

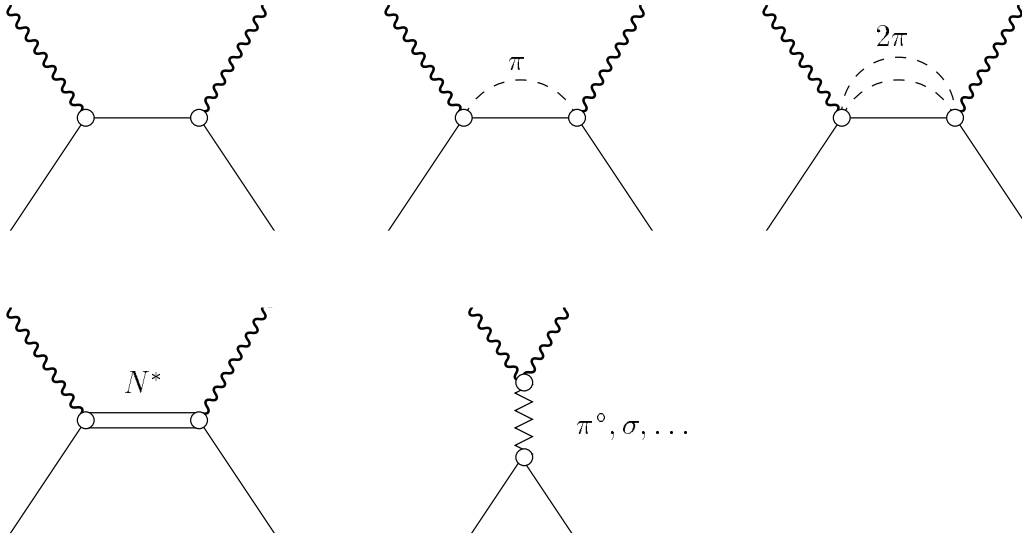


Abb. 7: Die Feynman-Graphen der Compton-Streuung. Im s-Kanal sind der Born-Term, der Ein-Pion- und Zwei-Pion-Kanal, sowie die resonanten Isobarenanregungen aufgezeigt. Die gekreuzten Terme bzw. der u-Kanal fehlt. Der fünfte Graph liefert den hochenergetischen Beitrag über den Meson-Austausch im t-Kanal.

oberen Hälfte der komplexen ν -Ebene mit Radius ν_{max} gelöst:

$$\begin{aligned}
 ReA_i(\nu, t) &= A_i^{Born}(\nu, t) + A_i^{int}(\nu, t) + A_i^{asympt}(\nu, t) \\
 &= \frac{a_i(t)}{\nu^2 - t^2/16M^2} + \frac{2}{\pi} \mathcal{P} \int_{\nu_0}^{\nu_{max}} \frac{\nu' ImA_i(\nu', t)}{\nu'^2 - \nu^2} d\nu' + Im \left[\frac{1}{\pi} \int_{\mathcal{C}} \frac{\nu' A_i(\nu', t)}{\nu'^2 - \nu^2} d\nu' \right].
 \end{aligned} \tag{21}$$

Der erste Beitrag durch die Born-Graphen in Gl. 21 kann exakt berechnet werden. Der Integralterm ist über die Unitarität (s. Kap. 2.7) durch die Pion-Multipole berechenbar. Bis Photonenenergien von $E_\gamma = 450$ MeV ist der Hauptbeitrag durch πN Zustände und Nukleonenresonanzen, die in den πN -Kanal zerfallen, gegeben. Der Imaginärteil der Amplituden A_i kann nach Gl. 19 durch bilineare Kombinationen der Ein-Pion Multipolamplituden, die in Tabellen [Arn95], [MW74] vorliegen, bestimmt werden. Dies ist erfolgreich bis zu Drehimpulsen von $j = 7/2$. Beiträge von höheren Partialwellen wurden in der Ein-Pion-Austauschnäherung berechnet. Dabei wurde der Gesamtbeitrag aller Partialwellen von $j = 1/2 - \infty$ analytisch berechnet, und dann der Beitrag für $j \leq 7/2$ subtrahiert.

Die Beiträge der Mehr-Pion-Photoproduktion, die ab etwa 600 MeV den Photoabsorptionsquerschnitt dominieren (s. Abb. 3), sind derzeit experimentell nicht genau bekannt, sodaß sie über Modellannahmen berechnet werden. Ein großer Teil der Mehr-Pion-Photoproduktion verläuft über die Anregung von bekannten Resonanzen oder über den ρN -Kanal, deren Beiträge ebenso in Multipole zerlegt werden können. Für

Partialwellen $l \geq 1$ werden die Beiträge nach dem Ein-Pion-Austauschmechanismus in Born'scher Näherung berechnet. Die nichtresonanten Anteile verlaufen im wesentlichen über die $\pi\Delta$ -Produktion. Der verbleibende Anteil zum Gesamtwirkungsquerschnitt wird als nichtresonante s-Wellenproduktion von Mehr-Pionen aufgefaßt und an den experimentellen Wert des Wirkungsquerschnitts angepaßt. Zusammengefaßt ergeben sich 5 Absorptionsbeiträge im s-Kanal, die für die Amplituden A_i berechnet werden müssen:

$$\sigma_{tot} = \sigma_{\pi N} + \sigma_{N^* \rightarrow \pi\pi N, \eta N, \dots} + \sigma_{\pi\Delta - nonres.} + \sigma_{\rho^0 N} + \Delta\sigma_{nonres. s.}$$

Die verbleibende Unsicherheit bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts der Compton-Streuung liegt im Hochenergieanteil der Amplituden. Dieser asymptotische Beitrag tritt in den Amplituden A_1, A_2 , die beide mit einer Helizitätsänderung des Photons verbunden sind, und mit einem kleineren Beitrag in A_6 auf. Da der Integralanteil keine Pol-Singularitäten haben kann, wird für den asymptotischen Teil von A_1 und A_2 angenommen, daß er alleine durch den Austausch von skalaren und pseudoskalaren Teilchen bestimmt ist. Dazu trägt im Energiebereich von $E_\gamma \leq 450$ MeV im wesentlichen nur das Austauscheteilchen mit der kleinsten Masse bei. Für die Amplitude A_2 ist dies das π^0 -Meson, sodaß sich folgender Ansatz ergibt:

$$A_2^{as}(t) \simeq A_2^{\pi^0}(t) = \frac{g_{\pi NN} F_{\pi^0\gamma\gamma}}{t - m_{\pi^0}^2} F_\pi(t),$$

mit

$$g_{\pi NN} F_{\pi^0\gamma\gamma} = -\sqrt{\frac{g_{\pi NN} 64\pi \Gamma_{\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma}}{4\pi m_{\pi^0}^3}} \quad \text{und} \quad F_\pi = \frac{\Lambda_\pi^2 - m_\pi^2}{\Lambda_\pi^2 - t}.$$

Hier bezeichnen $g_{\pi NN}$, $F_{\pi^0\gamma\gamma}$ die Kopplungskonstanten für die Übergänge $N \rightarrow N\pi$, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, und $F_\pi(t)$ ist der Monopolformfaktor für das Pion mit einem Abschneideparameter von $\Lambda_\pi = 1$ GeV.

Der führende Austauschterm, der zur Amplitude A_1 beiträgt, ist ein korreliertes Paar aus Pionen in einem 0^+ isoskalaren Zustand. Dieses Pionen-Paar wird als effektives Teilchen behandelt und als σ -Meson bezeichnet. Für die skalare Amplitude $A_1(t)$ wurde der gleiche Ansatz wie für A_2 gewählt, jedoch ohne Formfaktor, da dessen Einfluß sich nicht von einer anderen Wahl der σ -Masse unterscheiden läßt:

$$A_1^{as}(t) = \frac{g_{\sigma NN} F_{\sigma\gamma\gamma}}{t - m_\sigma^2}. \quad (22)$$

Als σ -Masse wurde der aus phänomenologischen Beschreibungen der NN -Wechselwirkung ermittelte Wert von 500 MeV gewählt. Um die anderen Parameter in Gl. 22 zu reduzieren, wurde die Beziehung zwischen der Amplitude A_1 und den Polarisierbarkeiten ausgenutzt:

$$A_1^{int}(\nu = 0, t = 0) + A_1^{as}(\nu = 0, t = 0) = -2\pi(\bar{\alpha}_p - \bar{\beta}_p).$$

Die Amplitude A_6 zeigt eigentlich kein Konvergenzproblem, allerdings ist die Abschneideenergie von $\nu_{max} = 1.5$ GeV nicht ausreichend. Daher wird der Beitrag des Restintegrals mit Hilfe der Polarisierbarkeiten durch

$$A_6^{asympt}(t) = C e^{B \cdot t/2}$$

mit $B = 6 \text{ GeV}^{-2}$ und

$$\bar{\alpha}_p + \bar{\beta}_p = \frac{1}{2\pi^2} \int_{\omega_0}^{\omega_{max}} \frac{\sigma_\gamma(\omega)}{\omega^2} d\omega - \frac{C_P}{2\pi}$$

parametrisiert. Der zusätzliche Parameter C ist durch die Baldin-Lapidus Summenregel bestimmt.

Damit sind die wesentlichen Teile, die in die Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Compton-Streuung eingehen, beschrieben. Der dispersionstheoretische Zugang beinhaltet einige physikalische Größen, sowie zusätzliche Parameter, die jedoch nicht alle an die Daten angefitet werden. Es werden die Multipole und Resonanz-Parameter der Virginia Gruppe um R. A. Arndt [Arn95] verwendet. Als σ -Masse wurde 500 MeV gewählt, und die Summe und Differenz der Polarisierbarkeiten wurde mit $\bar{\alpha}_p + \bar{\beta}_p = 14.2 \cdot 10^{-4} fm^3$ und $\bar{\alpha}_p - \bar{\beta}_p = 10 \cdot 10^{-4} fm^3$ eingesetzt.

Insbesondere im Bereich unterhalb 450 MeV, in dem die Beiträge aus der Zwei-Pion-Produktion und dem Meson-Austausch im t-Kanal klein sind, liefert die Compton-Streuung einen weiteren Zugang zu den Multipolen der Übergangsamplituden zur Δ -Resonanz.

Abb. 8 zeigt die Beiträge der einzelnen Multipole zur Compton-Streuung am Proton unter Berücksichtigung der oben genannten Parameter. Im Energiebereich der Δ -Resonanz ist die dominante f_{MM}^{1+} -Amplitude sowie der kleine resonante f_{ME}^{1+} -Beitrag hervorzuheben. Der Imaginärteil der f_{ME}^{1+} -Amplitude ist ein Interferenzterm zwischen dem E_{1+} - und M_{1+} -Pionmultipol, wodurch die Bestimmung der f_{ME}^{1+} -Amplitude Aufschluß über die Quadrupolbeimischung im $N\Delta$ -Übergang liefern kann. Betrachtet man nur die f_{MM}^{1+} -Amplitude, so ist der Ausdruck für den differentiellen Wirkungsquerschnitt durch den folgenden einfachen Term gegeben:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{3 \cos^2 \theta_{cms} + 7}{2} |f_{MM}^{1+}|^2.$$

Werden alle Dipolanteile sowie die Interferenzterme der kleinen $f_{EE}^{2\pm}$ und $f_{MM}^{2\pm}$ mit den Dipolamplituden berücksichtigt, resultiert ein längerer Ausdruck der Form ($z =$

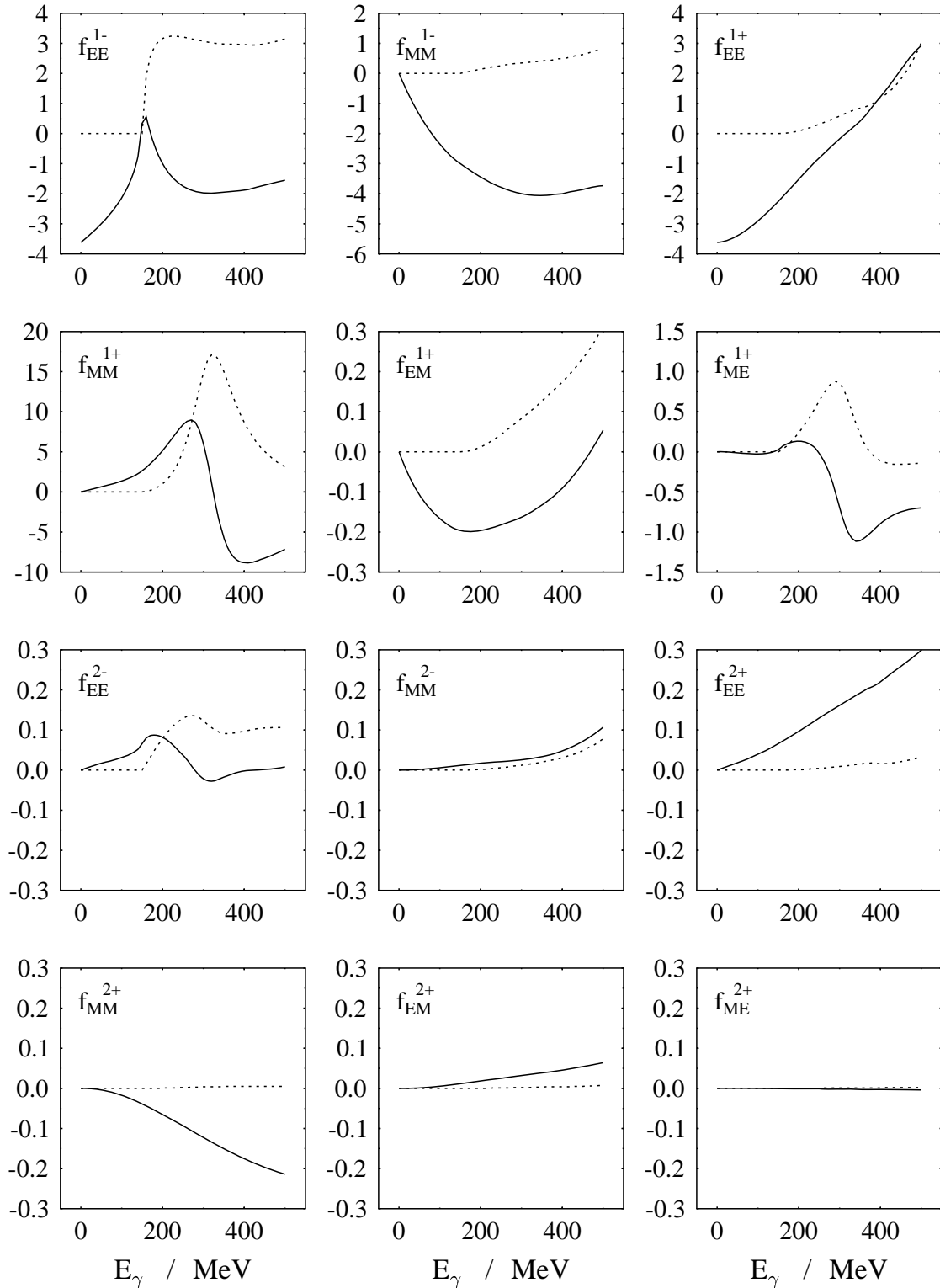


Abb. 8: Die Multipole $f_{TT}^{L\pm}$ der Compton-Streuung in Einheiten von $10^{-4}/m_{\pi^+}$. Die durchgezogene Linie stellt den Realteil und die gestrichelte den Imaginärteil dar.

$\cos \theta_{cms}$):

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{d\Omega} = & \operatorname{Re} \left\{ 2 \left(|f_{EE}^{1-}|^2 + |f_{MM}^{1-}|^2 \right) + \frac{3z^2+7}{2} \left(|f_{EE}^{1+}|^2 + |f_{MM}^{1+}|^2 \right) \right. \\
& + 18(z^2 + 1) \left(|f_{EM}^{1+}|^2 + |f_{ME}^{1+}|^2 \right) + 72z^3 (f_{EM}^{1+})^* f_{ME}^{1+} \\
& + (3z^2 - 1) \left[(f_{EE}^{1+})^* (f_{EE}^{1-} + 6f_{EM}^{1+} + 9f_{MM}^{2-} + 21f_{MM}^{2+}) \right. \\
& \quad + (f_{MM}^{1+})^* (f_{MM}^{1-} + 6f_{ME}^{1+} + 9f_{EE}^{2-} + 21f_{EE}^{2+}) \\
& \quad + 3(f_{EE}^{1-})^* (-2f_{EM}^{1+} + 3f_{MM}^{2-} + 2f_{MM}^{2+}) \\
& \quad + 3(f_{MM}^{1-})^* (-2f_{ME}^{1+} + 3f_{EE}^{2-} + 2f_{EE}^{2+}) \\
& \quad \left. + 18(f_{EM}^{1+})^* (f_{MM}^{2+} - f_{MM}^{2-}) + 18(f_{ME}^{1+})^* (f_{EE}^{2+} - f_{EE}^{2-}) \right] \\
& + 2z (f_{EE}^{1+})^* \left[f_{MM}^{1-} + 6f_{ME}^{1+} + 9(2z^2 - 1)f_{EE}^{2-} + 3(4z^2 + 3)f_{EE}^{2+} \right] \\
& + 2z (f_{MM}^{1+})^* \left[5f_{EE}^{1+} + f_{EE}^{1-} + 6f_{EM}^{1+} + 9(2z^2 - 1)f_{MM}^{2-} + 3(4z^2 + 3)f_{MM}^{2+} \right] \\
& + 2z (f_{EE}^{1-})^* \left[-6f_{ME}^{1+} + 9f_{EE}^{2-} + 3(5z^2 - 3)f_{EE}^{2+} \right] \\
& + 2z (f_{MM}^{1-})^* \left[2f_{EE}^{1-} - 6f_{EM}^{1+} + 9f_{MM}^{2-} + 3(5z^2 - 3)f_{MM}^{2+} \right] \\
& \left. + 36z(4z^2 - 3) \left[(f_{EM}^{1+})^* (f_{EE}^{2+} - f_{EE}^{2-}) + (f_{ME}^{1+})^* (f_{MM}^{2+} - f_{MM}^{2-}) \right] \right\}.
\end{aligned}$$

Der Imaginärteil des differentiellen Wirkungsquerschnitts ist nach Gl. 19 durch die Pion-Multipole geben. Die Unitaritätsgrenze, beschränkt auf s-, p-Wellen und den E_{2-} -Multipol, kann mit diesen ausgedrückt werden durch:

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma^{Im}}{d\Omega} = & \sum_c q^2 \left\{ 2 \left(|E_{o+}|^4 + |M_{1-}|^4 \right) + \frac{3z^2+7}{2} \left(|M_{1+}|^4 + |E_{2-}|^4 + 9|E_{1+}|^4 \right) \right. \\
& + 18(z^2 + 1)(E_{1+} M_{1+}^*)^2 \\
& + (3z^2 - 1) \left[|E_{o+}|^2 |E_{2-}|^2 + |M_{1-}|^2 |M_{1+}|^2 + 9|E_{1+}|^2 (|M_{1-}|^2 + |M_{1+}|^2) \right. \\
& \quad \left. + 6(E_{1+} M_{1+}^*) (|M_{1-}|^2 - |M_{1+}|^2 + 3|E_{1+}|^2) \right] \\
& + 2z |E_{o+}|^2 \left[2|M_{1-}|^2 + |M_{1+}|^2 + 6(E_{1+} M_{1+}^*) + 9|E_{1+}|^2 \right] \\
& \left. + 2z |E_{2-}|^2 \left[|M_{1-}|^2 + 5|M_{1+}|^2 - 6(E_{1+} M_{1+}^*) + 9(2z^2 - 1)|E_{1+}|^2 \right] \right\}.
\end{aligned}$$

Im folgenden wird die Kinematik der Compton-Streuung und der π^0 -Photoproduktion am Proton verglichen, da sie die Grundlage zur experimentellen Trennung der beiden Prozesse ist.

2.9. Die Kinematik der Compton-Streuung und der π^0 -Photoproduktion

Die um etwa zwei Größenordnungen wahrscheinlichere π^0 -Photoproduktion ist der Konkurrenzprozeß zur Compton-Streuung. Die Separation der elastisch gestreuten Photonen gegenüber den π^0 -Photoproduktionsereignissen erfolgt aufgrund ihrer unterschiedlichen Kinematik.

Aus der Energie- und Impulserhaltung folgt für die Energie des am Proton gestreuten Photons:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_p}(1 - \cos \theta)}. \quad (23)$$

Die Rückstoßenergie des Protons ergibt sich aus der Energieerhaltung zu $E_p = E_\gamma - E'_\gamma$, und der Winkel des Rückstoßprotons folgt aus dem Kosinussatz:

$$\cos \theta_p = \frac{|\vec{p}_\gamma|^2 + |\vec{p}_p|^2 - |\vec{p}'_\gamma|^2}{2|\vec{p}_p||\vec{p}_\gamma|}.$$

Gegenüber der Compton-Streuung ergibt sich aus dem Energie- und Impulssatz für die π^0 -Photoproduktion ein längerer Ausdruck für die Energie des π^0 -Mesons:

$$E_{\pi^0} = \frac{(E_\gamma + m_p)(E_\gamma m_p + m_{\pi^0}^2/2)}{(E_\gamma + m_p)^2 - E_\gamma^2 \cos^2 \theta_{\pi^0}} \pm \frac{E_\gamma^2 m_p \cos \theta_{\pi^0}}{(E_\gamma + m_p)^2 - E_\gamma^2 \cos^2 \theta_{\pi^0}} \cdot \sqrt{1 + \frac{m_{\pi^0}^2}{m_p^2} \left(-1 - \frac{m_p}{E_\gamma} - \frac{m_p^2}{E_\gamma^2} + \frac{m_{\pi^0}^2}{4E_\gamma^2} + \cos^2 \theta_{\pi^0} \right)}.$$

Die Zweideutigkeit der Lösung gilt nur an der Produktionsschwelle E_s , die für die Erzeugung am Proton nach

$$E_s = \frac{(m_{\pi^0} + m_p)^2 - m_p^2}{2m_p}$$

einen Wert von 144.68 MeV annimmt. Im übrigen kinematischen Bereich liefert nur das positive Vorzeichen eine physikalisch sinnvolle Lösung. Für das Proton ergibt sich nach dem Stoß die aus der Energieerhaltung folgende Energie zu:

$$E_p = E_\gamma - E_{\pi^0}.$$

Der Impuls läßt sich schreiben als

$$|\vec{p}_p| = \sqrt{E_\gamma^2 + E_{\pi^0}^2 - m_{\pi^0}^2 - 2E_\gamma \sqrt{E_{\pi^0}^2 - m_{\pi^0}^2} \cos \theta_{\pi^0}},$$

womit sich der Rückstoßwinkel des Protons wieder aus dem Kosinussatz ergibt zu:

$$\cos \theta_p = \frac{|\vec{p}_\gamma|^2 + |\vec{p}_p|^2 - |\vec{p}_{\pi^0}|^2}{2|\vec{p}_p||\vec{p}_\gamma|}.$$

In Abb. 9 sind die kinematischen Größen der beiden Prozesse in Verbindung mit dem Nachweisprinzip des CATS-Detektorsystems dargestellt. Das am Proton gestreute Photon wird unter 60° in einem NaJ(Tl)-Detektor mit guter Energieauflösung nachgewiesen. Bei der π^0 -Photoproduktion zerfällt das erzeugte π^0 -Meson nach $8.4 \cdot 10^{-17}$ Sekunden zu 98.8% in zwei Photonen. Im Ruhesystem des π^0 -Mesons beträgt der Öffnungswinkel zwischen den beiden Photonen 180° , und die Energie entspricht der

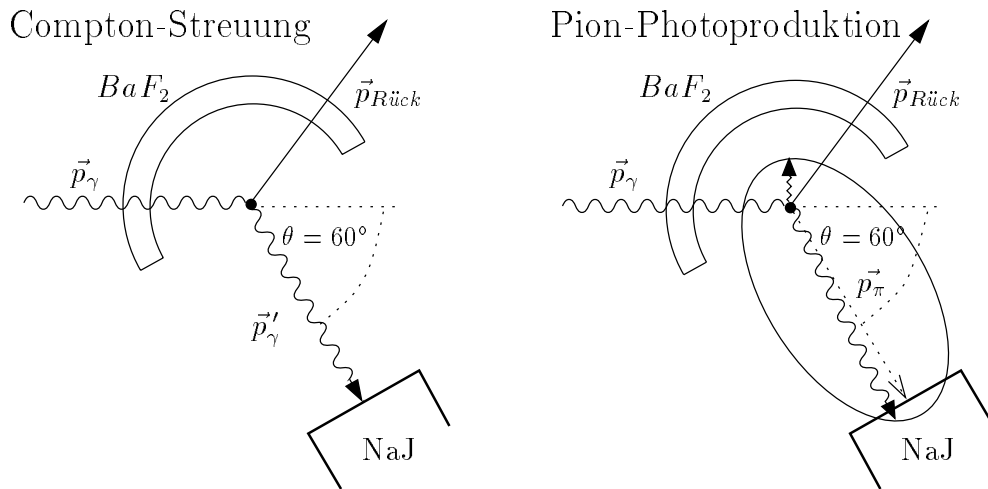


Abb. 9: Die Kinematik der Compton-Streuung und der Pion-Photoproduktion und das Konzept des CATS-Detektorsystems.

halben Ruhemasse des π^0 -Mesons. Oberhalb der Erzeugungsschwelle führt die kinetische Energie der Pionen zu einem anisotropen Zerfall im Laborsystem. Die Lorentztransformation vom Schwerpunktsystem in das Laborsystem verformt den isotropen Zerfall, bei dem die Impulsvektoren der beiden Photonen auf einer Kugeloberfläche diametral gegenüber liegen, zu einem Ellipsoid, das in Abb. 9 als Ellipse dargestellt ist. Der Öffnungswinkel geht von seinem diskreten Wert über in eine Verteilung mit zwei Extremwerten, dem maximal asymmetrischen Zerfall mit $\phi_{\gamma\gamma}^{max} = 180^\circ$ und dem symmetrischen Zerfall mit $\phi_{\gamma\gamma}^{min} = 2 \cdot \arccos \beta$ (s. Abb. 10). Die Energie der beiden

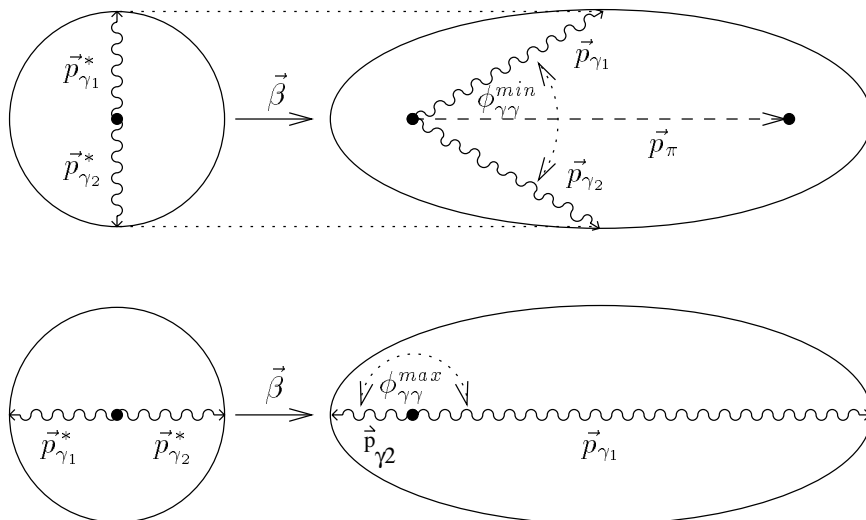


Abb. 10: Die Extremfälle für den Öffnungswinkel zwischen den beiden Zerfallsphotonen des neutralen π -Mesons für das Schwerpunktsystem und das Laborsystem. Oben ist der symmetrische und unten der maximal asymmetrische Zerfall abgebildet.

Zerfallsphotonen aus dem asymmetrischen Zerfall ist gegeben durch:

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

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

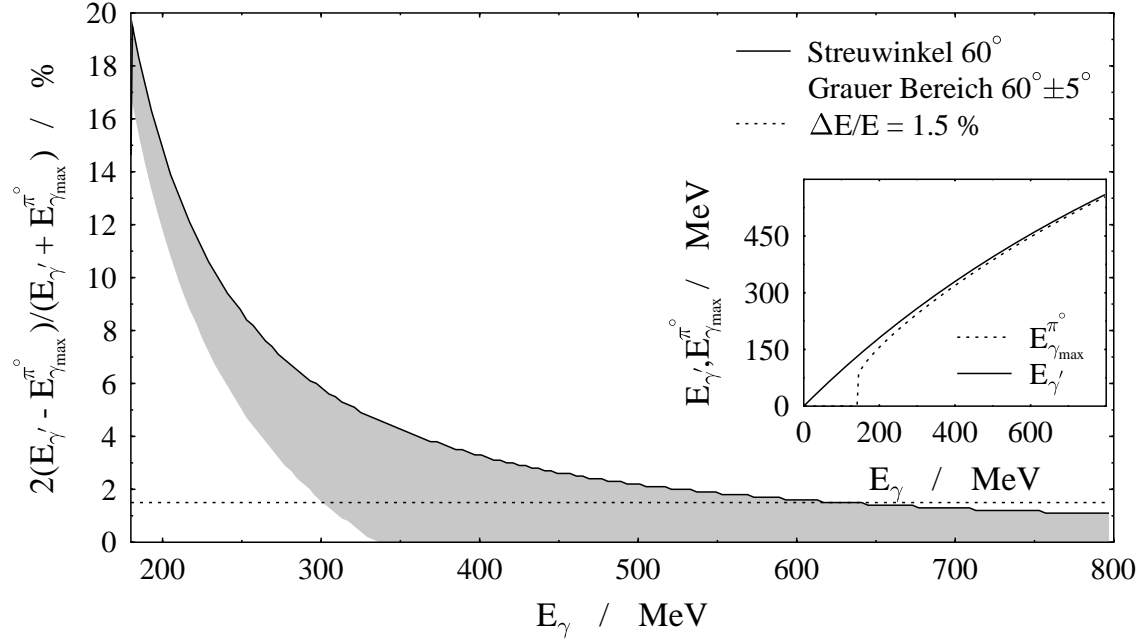


Abb. 11: Energiedifferenz des gestreuten Photons aus der Compton-Streuung am Proton und des hochenergetischen Photons aus dem Zerfall der π^0 -Mesonen. Die durchgezogene Kurve ergibt sich für ein Punkttarget und einen Streuwinkel von 60° . Der Grau unterlegte Bereich zeigt die Verkleinerung der Differenz aufgrund einer angenommenen Winkelauflösung von $\pm 5^\circ$ für das nachgewiesene elastisch gestreute Photon.

In Abb. 11 ist die Differenz der Energie zwischen dem am Proton unter 60° gestreuten Photon und dem Zerfallsphoton maximaler Energie aus der π^0 -Photoproduktion dargestellt. Beim asymmetrischen Zerfall entspricht die Energiedifferenz der des zweiten Zerfallsphotons mit der minimalen Energie $E_{\gamma_{min}}^{\pi^0}$, wodurch eine Separation der beiden Prozesse über die Photonenergie ermöglicht wird. Für ein Punkttarget, eine Winkelauflösung des Nachweisdetektors für das Photon von kleiner 0.5° und eine Energieauflösung von $\Delta E/E = 1.5\%$ ist eine Trennung der beiden Prozesse bis zu einer Energie von 630 MeV nur mit dem Nachweis eines Photons möglich. Aufgrund des kleinen Wirkungsquerschnitts der Compton-Streuung ist jedoch ein größerer Raumwinkel des Photon-Detektors notwendig, um in einer vertretbaren Meßzeit die geforderte statistische Genauigkeit zu erzielen. Wählt man eine Winkelauflösung von $\Delta\theta = \pm 5^\circ$, so verkleinert sich die Differenz zwischen den beiden Photonenenergien entsprechend dem grauen Bereich, und eine Separation ist nur noch bis etwa 300 MeV möglich.

Oberhalb von etwa 250-300 MeV können die Rückstoßprotonen zur Trennung der Compton-Streuung von der π^0 -Photoproduktion herangezogen werden. In Abb. 12

ist analog zur vorhergehenden Abbildung die prozentuale Energiedifferenz der Rückstoßprotonen für die zwei Prozesse dargestellt. Man erkennt, daß bei einer Energie-

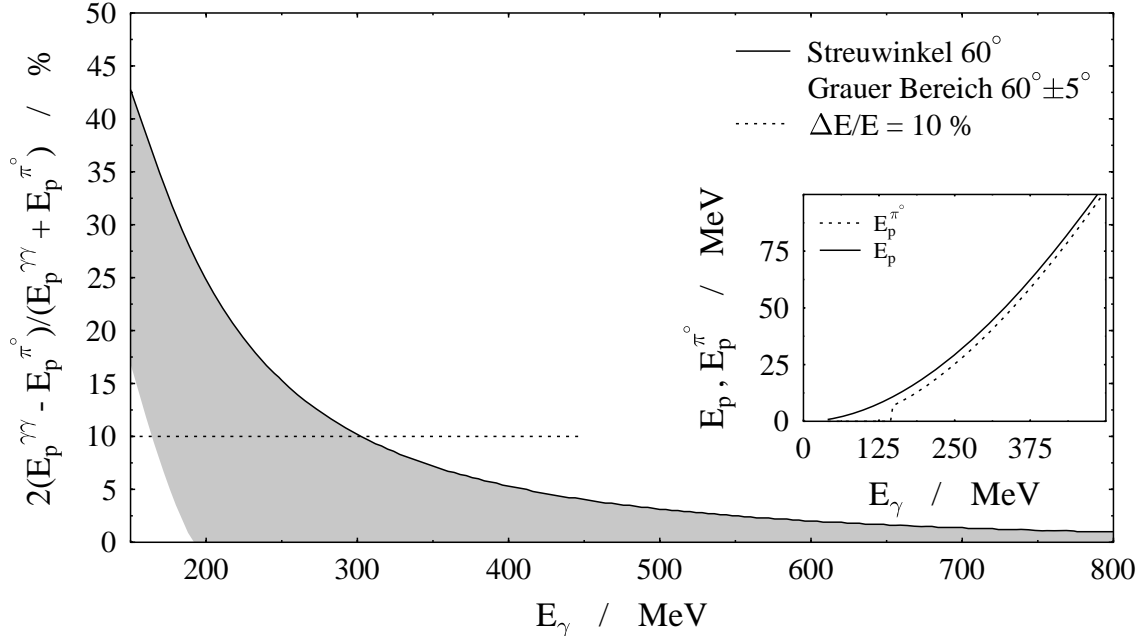


Abb. 12: Differenz der kinetischen Energie der Rückstoßprotonen aus der Compton-Streuung am Wasserstoff unter einem Streuwinkel von 60° und der π^0 -Photoproduktion.

auflösung von 10% eine Trennung der Rückstoßprotonen nur in einem Energiebereich möglich ist, in dem die Protonen kaum aus dem Wasserstofftarget herauskommen. In Kombination mit der Separation über die Photonenenergie kann die Rückstoßenergie die Trennung jedoch verbessern. Eine weitere Unterscheidungsmöglichkeit ist durch die Winkelinformation des Rückstoßprotons gegeben (s. Abb. 13).

Will man mit einem Detektorsystem sowohl die Compton-Streuung als auch die π^0 -Photoproduktion im Energiebereich von 40-800 MeV bzw. 145-800 MeV messen, so ist für die höheren Energien der koinzidente Nachweis beider Zerfallsphotonen aus der π^0 -Photoproduktion nötig. Da der Wirkungsquerschnitt der π^0 -Photoproduktion etwa zwei Größenordnungen im Vergleich zur Compton-Streuung größer ist, kann man es sich leisten, den gegenüber dem symmetrischen Zerfall weniger wahrscheinlichen asymmetrischen Zerfall auszuwählen. Dazu wird ein Photonendetektor mit möglichst großem Raumwinkel um das Target gegenüber dem Nachweisdetektor für das hochenergetische Zerfallsphoton bzw. dem elastisch gestreuten Photon verwendet (s. Abb. 9). Dieses Detektorkonzept führt zu einer Trennung der elastisch gestreuten Ereignisse von dem π^0 -Untergrund auch bei Photonenenergien oberhalb von 300 MeV, da bei der Compton-Streuung nur ein hochenergetisches Photon nachgewiesen wird.

Um den π^0 -Untergrund auch bei Energien über 400 MeV unterdrücken zu können, wurde der CATS-Detektor durch einen Protonen-Detektor erweitert, der aus einer Vieldrahtproportionalkammer, einem Hodoskop aus 25 vertikalen und 10 horizontalen Plastikszintillatorstreifen, sowie einer Wand aus 9 NaJ(Tl)-Detektoren mit einem

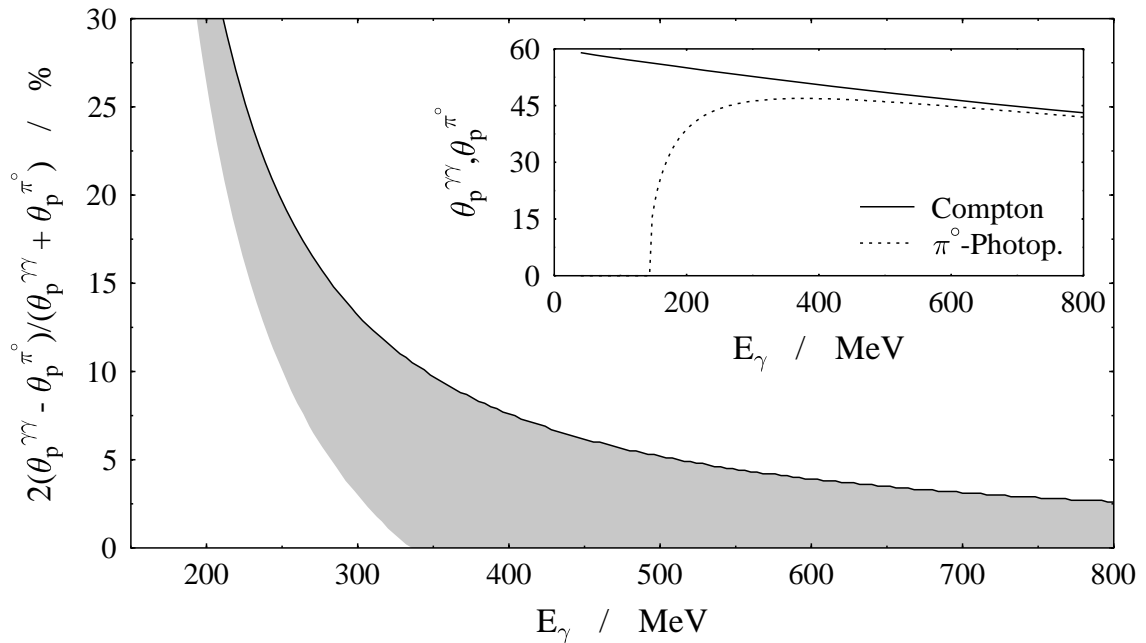


Abb. 13: Die Differenz der Polarwinkelverteilung der Rückstoßprotonen aus der Compton-Streuung bei einem Photon-Streuwinkelwinkel von 60° und der π^0 -Photoproduktion am Wasserstoff. Der graue Bereich zeigt die Verkleinerung der Differenz aufgrund einer angenommenen Winkelauflösung für das gestreute Photon bzw. das hochenergetische Zerfallsphoton von $\pm 5^\circ$.

Targetabstand von 222.5 cm zusammengesetzt war. Dadurch konnte die Richtung der Rückstoßprotonen vermessen und deren Energie über die Flugzeit bestimmt werden. Die Ergebnisse der Messungen mit dem CATS-Detektor und dem Protonen-Detektor sind im Rahmen der Doktorarbeit von A. Hüniger [Hü96] ausgewertet worden. Im folgenden wird der experimentelle Aufbau zur Messung der Compton-Streuung am Mainzer Elektronenbeschleuniger mit dem CATS-Detektor alleine beschrieben.

3. Experimenteller Aufbau

Das Herzstück der Mainzer Experimentieranlage ist der Dauerstrich-Elektronenbeschleuniger *MAMI*, der die genaue Vermessung auch kleiner Wirkungsquerschnitte ermöglicht. Der Elektronenstrahl kann in die Experimentierhalle der A2-Kollaboration geleitet werden. Dort wird mit dem Elektronenstrahl in einer Energiemarkierungsanlage (Glasgow-Tagger) über den Prozeß der Bremsstrahlung ein “monochromatischer” Photonenstrahl erzeugt. Zur Untersuchung der Compton-Streuung und der π^0 -Photoproduktion an Kernen wurde das Photonenspektrometer *CATS* aufgebaut, das aus einem großen NaJ(Tl)-Detektor und einer Halbkugel aus 61 BaF₂-Detektoren besteht.

3.1. Der Elektronenbeschleuniger

Der Dauerstrich-Elektronenbeschleuniger *MAMI* ist aufgebaut aus einer Kaskade von drei *Race Track Microtrons* (s. Abb. 14). Als Elektroneninjektor dienen 100 keV

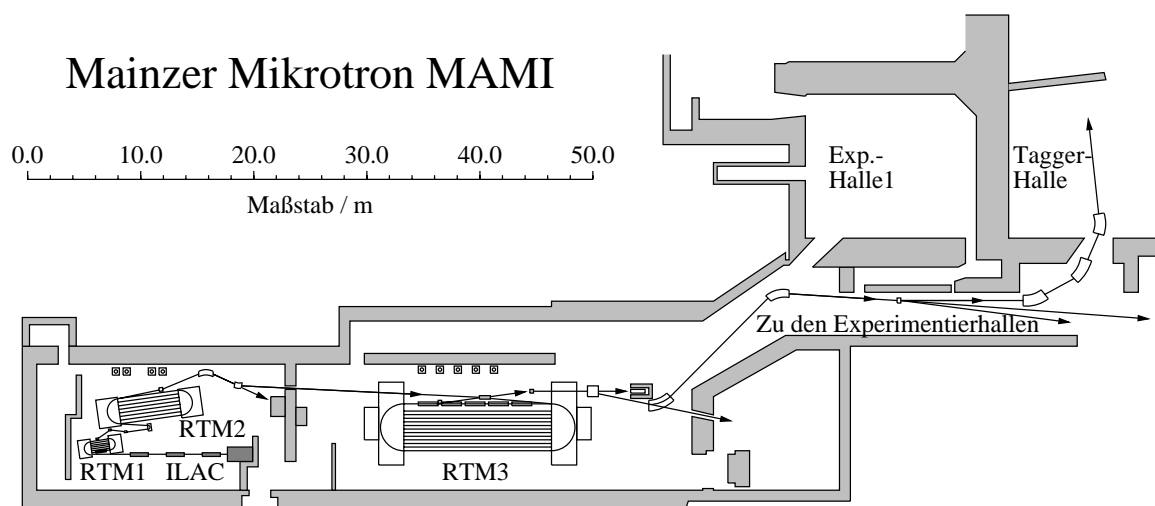


Abb. 14: Das Mainzer Mikrotron in seiner Ausbaustufe B

Elektronenkanonen, die polarisierte und unpolarisierte Elektronen liefern können. Die Elektronen werden durch die drei einzelnen Mikrotrone auf eine Endenergie von 855 MeV beschleunigt. Die Extraktion des Elektronenstrahls ist innerhalb der dritten Stufe (RTM3) nach jedem geradzahigen Umlauf möglich, d.h. zwischen 180 MeV und der Maximalenergie in Schritten von 15 MeV, wodurch die Elektronenstrahlenergie je nach Anforderung variabel eingestellt werden kann. Die wichtigsten Parameter der dritten Stufe sind in der Tabelle 2 angegeben. Hervorzuheben ist die ausgezeichnete Strahlqualität, die unter anderem Voraussetzung für die Erzeugung linear polarisierter Photonen über den Prozeß der kohärenten Bremsstrahlung ist. Mit der Möglichkeit polarisierte Elektronen mit *MAMI* zu beschleunigen, stehen auch zirkular polarisierte Photonen zur Verfügung, die durch Helizitätstransfer von den polarisierten Elektronen auf die Bremsstrahlungsphotonen erzeugt werden. Ein Beispiel für die Anwendung zirkular polarisierter Photonen ist die in Planung befindliche Messung der Gerasimov-Drell-Hearn Summenregel.

Tabelle 2: Die Parameter der dritten Stufe von MAMI.

Tastverhältnis	1
Einschußenergie	180 MeV
Endenergie	855 MeV
Energiebreite	± 60 keV
Maximaler Strom	$100 \mu\text{m}$
Anzahl der Umläufe	90
Magnetfeldstärke	~ 1.3 T
Gewicht / Magnet	450 t
Energiezuwachs / Umlauf	7.5 MeV
vertikale Emittanz	$\leq 0.04 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$
horizontal Emittanz	$\leq 0.14 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$

Nachdem der Elektronenstrahl aus dem Mikrotron extrahiert wurde, gelangt er über ein Strahlführungssystem in die Experimentierhalle der Kollaboration A2 (s. Abb. 15), um dort in einer Photonenmarkierungsanlage einen quasi monochromatischen Photonenstrahl zu erzeugen.

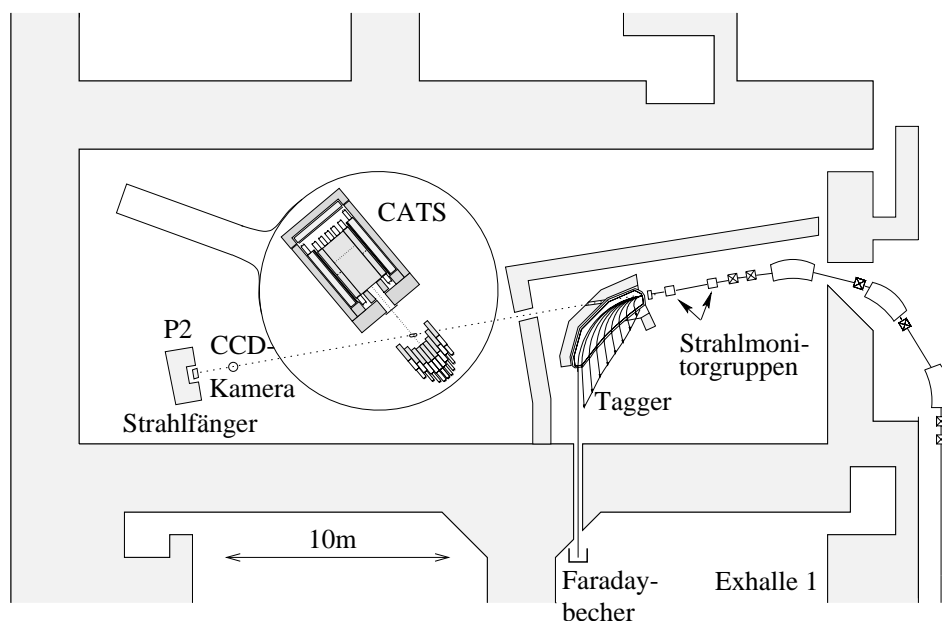


Abb. 15: Die Experimentierhalle der A2-Kollaboration. Das CATS-Detektorsystem ist um einen Faktor 4 vergrößert dargestellt.

3.2. Die Photonenmarkierungsanlage

Für Experimente mit reellen Photonen muß der Elektronenstrahl in einen Photonenstrahl konvertiert werden. Die Energie und der Polarisationsgrad der Photonen

sollten bekannt sein. Diese Anforderungen können durch zwei Prozesse, die Compton-Rückstreuung von Laserlicht an relativistischen Elektronen und die Bremsstrahlung von Elektronen in einem dünnen Radiator, erfüllt werden. Bei der Compton-Rückstreuung ist die maximal erreichbare Photonenenergie etwa $1/8$ der Elektroneneinschubenergie. Aufgrund des Energiebereichs von MAMI mit einer Endpunktsenergie von 855 MeV könnten über diesen Prozeß Photonen mit maximal 110 MeV erzeugt werden, sodaß die Energiemarkierung von Bremsstrahlungsphotonen zur Photonenstrahlerzeugung am Institut für Kernphysik gewählt wurde. In der Experimentierhalle der Kollaboration A2 wurde eine von der Universität Glasgow finanzierte Photonenmarkierungsanlage aufgebaut (s. Abb. 16).

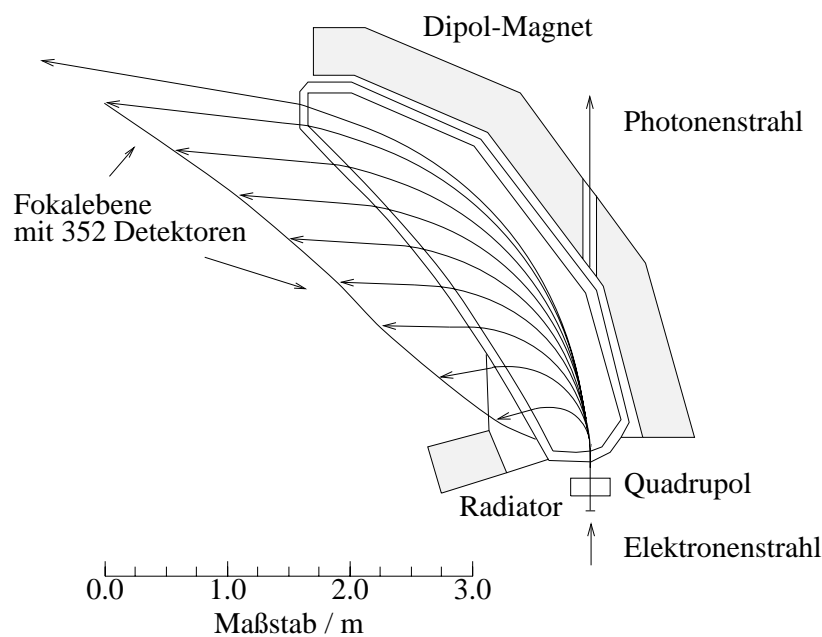


Abb. 16: Der Tagger.

Die Photonenmarkierungsanlage mißt die Energie der Elektronen nach dem Abstrahlen des Bremsstrahlungsquants und die zeitliche Korrelation zwischen dem Elektron und dem Reaktionsprodukt im eigentlichen Experiment. Sie besteht aus einem dünnen Bremsstrahlungstarget (Radiator) und einem magnetischen Elektronenspektrometer hoher Impulsakzeptanz. Die Elektronen werden in einem ortsauflösenden Detektorsystem (Elektronenleiter) nachgewiesen. Diese Elektronenleiter besteht aus 352 zur Hälfte überlappenden Plastikszintillatoren, die etwa 5 cm hinter der chromatischen Bildlinie des Spektrometers montiert sind. Ein Leiterkanal ist die Koinzidenz aus zwei Plastikdetektoren. Weitere Parameter dieses Tagging-Systems sind in Tabelle 3 aufgelistet [Ant91], [Hal96].

Um Untergründereignisse in der Elektronenleiter und den Detektoren der Experimentierhalle zu reduzieren, wird der primäre Elektronenstrahl, der ohne Abbremsung den Radiator passiert und durch den Tagger läuft, in einer benachbarten Experimentierhalle auf einen Faradaybecher gelenkt und dort absorbiert. Als Radiator benutzen wir für dieses Experiment ein nur $4\mu\text{m}$ dickes Nickel-Target ($\sim 3 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 3: Die Parameter der Photonenmarkierungsanlage.

Dipolfeld	~ 1 T
Gewicht	70 t
Markierter Photonenbereich	40-800 MeV
Impulsakzeptanz	95%
Feldhomogenität im zentralen Bereich	$< 0.5\%$
Intrinsische Auflösung	~ 120 keV
Anzahl der Detektoren	352
Mittlere Kanalbreite	2 MeV

Strahlungslängen), um die Vielfachstreuung der Elektronen klein zu halten.

Die Bremsstrahlungsphotonen haben eine Winkelverteilung (s. Kap. 3.3), in der etwa 50% der Photonen innerhalb des charakteristischen Bremsstrahlungswinkels von $\theta_c = m_e c^2 / E_0$ liegen, d.h. für die maximale Energie von MAMI innerhalb von 0.6 mrad. Zur Erzeugung eines definierten Photonenstrahls am Ort des Reaktions-targets muß der Photonenstrahl kollimiert werden, wobei typischerweise ein Kollimatorwinkel im Bereich der Größe des charakteristischen Winkels gewählt wird. Die kompakte Bauweise des Taggers ($4.3 \text{ m} \times 1.8 \text{ m}$) mit dem damit verbundenen geringen Abstand zwischen Radiator und Reaktionstarget ermöglicht aber auch größere Kollimatoröffnungen.

Die Größe der Kollimation ändert den Photonenfluß auf dem Target und bestimmt daher das Verhältnis zwischen der Photonenanzahl im Strahl und der Anzahl der Elektronen auf der Elektronenleiter, was als Markierungseffizienz bezeichnet wird. Dieses Verhältnis wird in regelmäßigen Abständen während der Messung mit einem total absorbierenden Photonendetektor in Koinzidenz mit der Elektronenleiter ermittelt. Aus der Markierungseffizienz und der während der Messung in der Photonenmarkierungsanlage gemessenen Elektronenzählrate pro Leiterkanal ergibt sich dann der Photonenfluß auf das Reaktionstarget. Um die Markierungseffizienz während der Messung zu überwachen, wird der Photonenfluß am Ende der Experimentierhalle mit einer Ionisationskammer vom Typ P2 [PD92], [ZH81] gemessen.

Zur Überwachung der Strahllage sind auf der Elektronenseite zwei Strahlmonitorguppen, bestehend aus je einem Zinksulfidschirm, einem Drahtscanner und einer ortsempfindlichen Kavität, und auf der Photonenseite eine hochempfindliche CCD-Kamera, mit der die Lage und das Profil des Photonenstrahls kontrolliert werden kann, aufgebaut.

3.3. Das Prinzip der Photonenmarkierung

Das Prinzip der Photonenmarkierung basiert auf dem Bremsstrahlungsprozeß, bei dem das hochenergetische Elektron im Coulomb-Feld eines Kerns beschleunigt wird und dabei ein Photon emittiert:

$$e^- + \text{Kern} \rightarrow e^{-'} + \text{Kern} + \gamma.$$

Der Prozeß, bei dem ein reelles Photon emittiert wird, kann durch einen Ein-Photon-Austausch zwischen dem Elektron und dem Kern beschrieben werden. Da der Wirkungsquerschnitt proportional $1/q^4$ ist, sind kleine Impulsüberträge q auf den Kern stark bevorzugt. Zusammen mit der großen Masse des Kerns ergibt sich ein Energieübertrag auf den Kern, der gegenüber der Elektronenenergie und der Energie des Bremsstrahlungsphotons vernachlässigt werden kann. Daraus resultiert eine Energie-markierung des Photons durch Kenntnis der Energie des ein- und auslaufenden Elektrons:

$$E_\gamma = E_o - E'_o.$$

Das Energiespektrum der Bremsstrahlungsphotonen ist kontinuierlich und proportional $1/E_\gamma$ (s. Abb. 33). Die Winkelverteilung der Photonen läßt sich annähern durch [Hei54]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx \frac{\theta}{(\theta^2 + \theta_c^2)^2}.$$

Dabei ist θ_c der charakteristische Winkel

$$\theta_c = \sqrt{\langle \theta_\gamma^2 \rangle} = \frac{m_e c^2}{E_o},$$

der dem mittleren quadratischen Streuwinkel entspricht, und in dem etwa 50% der Bremsstrahlungsphotonen liegen [Jac81].

Im Falle einer Reaktion durch ein Bremsstrahlungsphoton im Experimenttarget erfolgt die Energiebestimmung des Photons durch das zum Reaktionsprodukt koinzident nachgewiesene Elektron.

3.4. Das Photonenspektrometer CATS

Zur gleichzeitigen Messung der Compton-Streuung und der π^0 -Photoproduktion an leichten und komplexen Kernen im Energiebereich der ersten Baryon-Resonanzen wurde das CATS-Spektrometer aufgebaut, dessen Zielvorgabe eine klare Identifikation der Compton-Ereignisse war. Die Compton-Streuung gehört zu den elementarsten Reaktionen. Die experimentelle Bestimmung ist aber schwierig, denn die Compton-Ereignisse sind durch einen etwa hundertfach größeren Untergrund aus der π^0 -Photoproduktion überlagert. Da bei beiden Reaktionen die gleichen Teilchen im Endzustand vorliegen, kann die Trennung zwischen den beiden Prozessen nur über die unterschiedliche Kinematik erfolgen (s. Kap. 2.9). Das Spektrometer muß daher Photonen mit guter Energieauflösung vermessen. Es wurde aufgebaut aus einem großen NaJ(Tl)-Detektor und einem 2π -Array von BaF₂ Kristallen (s. Abb. 17).

3.4.1. Das NaJ(Tl)-Spektrometer

Das NaJ(Tl)-Spektrometer dient zum Nachweis des elastisch gestreuten Photons bzw. des hochenergetischen Photons aus dem Zerfall des neutralen Pions. Diese beiden Photonen, die oberhalb der Ein-Pion-Schwelle in Konkurrenz auftreten, haben nur eine geringfügig unterschiedliche Energie (siehe Abb. 11). Die Trennung beider Prozesse stellt

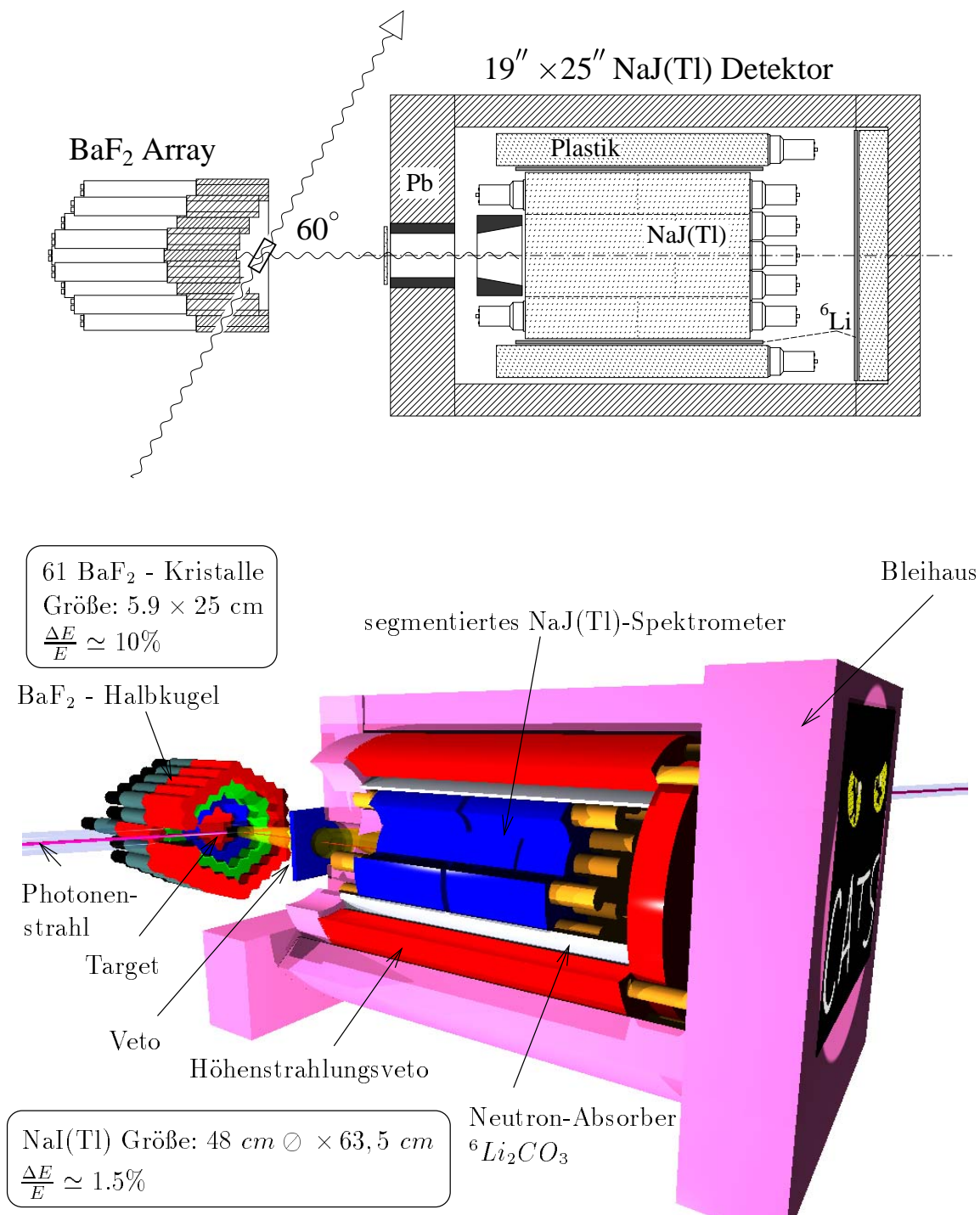


Abb. 17: Das Photonenspektrometer CATS

die wesentliche Anforderung an den NaJ(Tl)-Detektor. Daher wird eine möglichst gute Energieauflösung ($\sim 1.5\%$) über den gesamten markierten Bereich des Photonenspektrums verlangt.

Das NaJ(Tl)-Spektrometer ist aus einem zylindrischen NaJ(Tl)-Kristall, der von Plastikdetektoren zur Unterdrückung kosmischer Untergrundereignisse umgeben ist, einem Neutronenabsorber, einem Abschirmhaus aus Blei und einem Veto-Detektor aufgebaut (s. Abb. 17).

Der NaJ(Tl)-Kristall besteht aus zwei Hauptkomponenten, einem aus zwei Teilen gebildeten zylindrischen Kern mit einem Durchmesser von 27 cm sowie einer Gesamtlänge von 64 cm (24.5 Strahlungslängen) und einem um diesen Kern angebrachten Ring aus 6 optisch voneinander getrennten Segmenten mit einem äußeren Durchmesser von 48 cm.

Die um den Kristall angeordneten Plastikdetektoren bilden ein *Anti-Cosmic-Shield*. Dieser "Schild" ist als ein 81.5 cm langer Hohlzylinder mit einer Wandstärke von 8 cm ausgebildet. Er besteht aus 5 optisch getrennten Segmenten. Eine Plastikscheibe an der Rückwand des Spektrometers ($\varnothing 78$ cm, Dicke 9.4 cm) hilft kosmische Strahlung, die fast parallel zur Erdoberfläche einfällt, zu unterdrücken.

Da in diesen Plastikdetektoren Neutronenuntergrund thermalisiert wird, befindet sich zwischen dem NaJ(Tl)-Kristall und dem Anti-Cosmic-Shield zusätzlich eine 1 cm dicke Schicht aus ${}^6\text{LiCO}_3$ als Neutronenabsorber. Zur weiteren Untergrundunterdrückung ist das gesamte Spektrometer in einem mindestens 10 cm dicken Abschirmhaus aus Blei untergebracht, das an der Frontseite eine Kollimatoröffnung von 13.8 cm besitzt. Vor dieser Öffnung befindet sich ein 5 mm dicker Plastik-Detektor, der als Veto für geladene Teilchen dient.

Im folgenden sind einige Eigenschaften des NaJ(Tl)-Spektrometers aufgeführt:

- Die aus der Höhenstrahlung stammenden, minimal ionisierenden Teilchen deponieren in NaJ(Tl) eine mittlere Energie von 4.84 MeV/cm [PDG94]. Da die kosmische Strahlung vornehmlich von oben kommt, wird im NaJ(Tl)-Kristall (Durchmesser 48 cm) ein breites Spektrum mit einem Maximum bei 232 MeV gemessen [Wis93].
- Die Unterdrückung der Ereignisse aus der Höhenstrahlung durch den Anti-Cosmic-Shield liegt oberhalb einer Photonenenergie von 50 MeV bei 98.8%.
- Um die geforderte gute Energieauflösung zu erreichen, mußte die Lichtsammlung aus dem Kristall homogenisiert werden. Dies erreichte man durch eine Oberflächenkompensation, bei der durch Aufrauung die Lichtreflexion gezielt verschlechtert wurde. Obwohl dabei Licht verloren geht, wird die Auflösung verbessert.
- Die Energieeichung des NaJ(Tl)-Detektors wurde für den Kern und die Segmente getrennt durchgeführt. Die Eichung des Kerns wurde aus Messungen gewonnen, bei denen das NaJ(Tl)-Spektrometer im direkten Photonenstrahl in Koinzidenz mit der Photonenmarkierungsanlage betrieben wurde. Die Segmente konnten aufgrund der Konstruktion des Bleihauses und des Stahlträgertisches, auf dem der Detektor befestigt ist, nicht analog zum Kern im direkten Photonenstrahl geeicht werden. Daher wurden die Segmente durch eine ${}^{241}\text{Am}^9\text{Be}$ -Quelle geeicht, die neben Neutronen Photonen mit einer Energie von 4.44 MeV emittiert. In den

Plastikdetektoren des Anti-Cosmic-Shield, der die Segmente umgibt, bildet die Einfangreaktion ${}^1H(n, \gamma){}^2H$ zum Deuterium durch die frei werdende Bindungsenergie eine weitere Photonlinie mit einer Energie von 2.23 MeV. Mit Hilfe dieser beiden Photonlinien wurden die Segmente geeicht.

3.4.2. Die Energieauflösung des NaJ(Tl)-Detektors

Durch die Eichung des Kerns und der Segmente des NaJ(Tl)-Detektors konnte aus Messungen im direkten Strahl die Energieauflösung bestimmt werden. Dabei wird zunächst das Faltungsprodukt aus der Energieverteilung des Photonenstrahls mit der intrinsischen Energieverteilung des NaJ(Tl)-Detektors gemessen:

$$f_{Messung}(E_\gamma) = f_{Photonenstrahl}(E_\gamma) \otimes f_{intr.NaJ}(E_\gamma).$$

Mit Hilfe des Faltungssatzes läßt sich diese Faltung als Produkt der beiden Verteilungen der Fouriertransformationen darstellen:

$$F(f_{Messung}(E_\gamma)) = F(f_{Photonenstrahl}(E_\gamma)) \cdot F(f_{intr.NaJ}(E_\gamma)).$$

Unter der Annahme, daß die Energieverteilung des Photonenstrahls für die Breite eines Taggerkanals durch eine Gleichverteilung angenähert werden kann, ergibt sich die intrinsische Energieverteilung des NaJ(Tl)-Detektors aus der Rücktransformation des Fourierspektrums der gemessenen Fourierkomponenten dividiert durch die Gleichverteilung:

$$f_{intr.NaJ}(E_\gamma) = F^{-1}(F(f_{Messung}(E_\gamma))/F(f_{Photonenstrahl}(E_\gamma))).$$

Um zu einer funktionalen Darstellung der Detektoransprache zu gelangen, wurde an die resultierende Energieverteilung eine allgemeine Antwortfunktion AF angepaßt. Diese Antwortfunktion ist zusammengesetzt aus einer Gaußfunktion und einem exponentiellen Abfall zu niedrigen Energien. Zur Anpassung der Funktion an die Detektorantwort dienen 5 Parameter, die den Energiewert für das Maximum, die Halbwertsbreite der Gaußverteilung, das Verhältnis des exponentiellen Abfalls zur Gaußverteilung und die Größe des exponentiellen Abfalls festlegen, sowie ein Parameter zur Normierung der Antwortfunktion an die gemessene Detektorantwort:

$$AF = P5 * (g(x, P1, P2) + P3 * e^{\frac{x-P1}{P4}} * (1 - g(x, P1, P2)))$$

mit

$$g(x, P1, P2) = e^{-(4 * \log(2) * (x - P1)^2) / P2^2}.$$

Der Einfluß der Energieverteilung des Photonenstrahls auf die Antwortfunktion des NaJ(Tl)-Detektors ist für zwei Photoneneinschubenergien in Abb. 18 dargestellt.

Aus der parametrisierten Antwortfunktion wurde dann das Verhältnis der Halbwertsbreite (FWHM) zur Energie in Abhängigkeit von der Photonenenergie ermittelt (s. Abb. 19). Die durchgezogene Kurve stellt dieses Verhältnis für den NaJ(Tl)-Detektor dar, während die gestrichelte Kurve die Auflösung aus der gemessenen Verteilung ohne Entfaltung wiedergibt. Abgesehen von den ersten drei Meßpunkten zeigt sich über den gesamten markierten Photonenbereich eine Energieauflösung von etwa 1.5%.

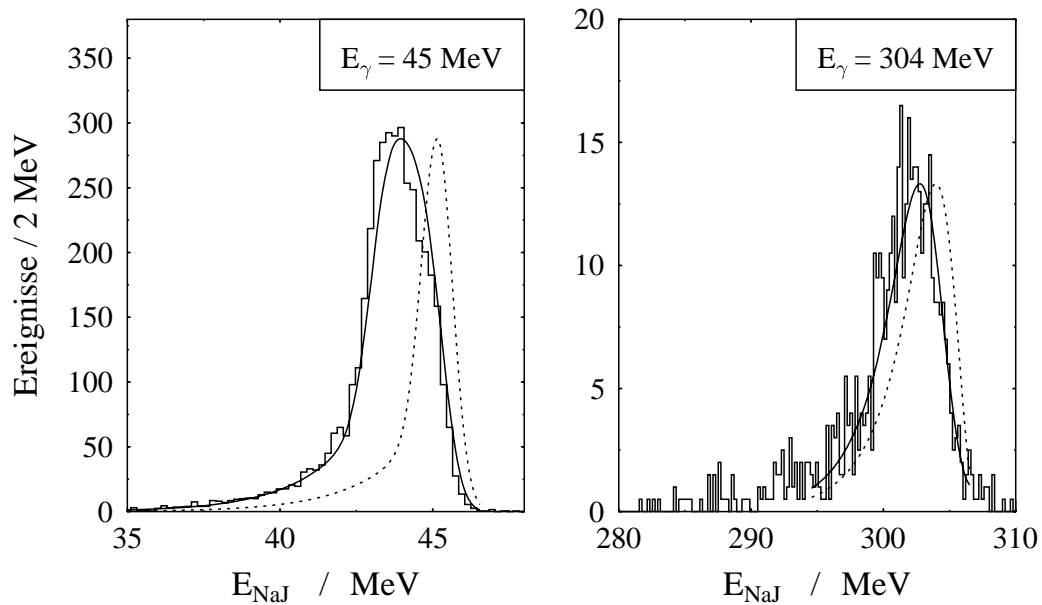


Abb. 18: Die durch den NaJ(Tl)-Detektor gemessene Energieverteilung im Vergleich mit der aus einer Entfaltung der Photonenstrahlverteilung gewonnenen intrinsischen NaJ(Tl)-Antwortfunktion für zwei verschiedene Photoneneinschüßenergien.

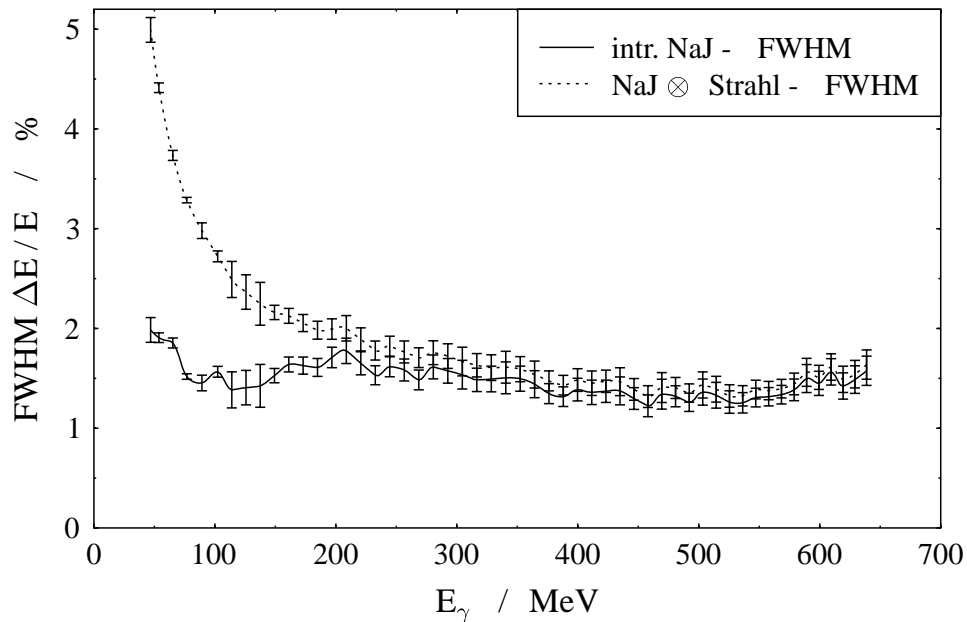


Abb. 19: Die Energieauflösung des NaJ(Tl)-Spektrometers als Funktion der Photonenenergie.

3.4.3. Die Ortsauflösung des NaJ(Tl)-Detektors

Für die Compton-Streuung wie auch für die π^0 -Photoproduktion an leichten Targets ist die Energie der auslaufenden Teilchen stark vom Streuwinkel abhängig. Im Falle der Compton-Streuung am Proton ist diese Energievariation über den Raumwinkel des NaJ(Tl)-Detektors für einen Target-Detektor Abstand von 70 cm oberhalb von 200 MeV deutlich größer als die intrinsische Energieauflösung des Spektrometers von etwa 1.5%. Durch eine Bestimmung des Photoneneintrittsortes kann die Winkelvariation verringert und somit die Energieverbreiterung reduziert werden. Durch den segmentierten Aufbau des NaJ(Tl)-Spektrometers erhält man im Prinzip eine Ortsinformation. Durch die Kollimation wird nur der innere Kern (Core) des Spektrometers von den nachzuweisenden Photonen direkt getroffen. Die in den Segmenten des umgebenden Rings deponierte Energie enthält dann Informationen über den Eintrittsort des Photons.

Als allgemeiner Ansatz für den Photoneneintrittsort (x, y) auf der Frontfläche des NaJ(Tl)-Spektrometers kann folgender Algorithmus gewählt werden:

$$x = \frac{1}{\sum_{i=1}^7 E_i^{\alpha_i}} \cdot \sum_{i=1}^7 x_i \cdot E_i^{\alpha_i},$$

$$y = \frac{1}{\sum_{i=1}^7 E_i^{\beta_i}} \cdot \sum_{i=1}^7 y_i \cdot E_i^{\beta_i}.$$

Dabei steht E_i für die im Core ($i = 1$) bzw. den Segmenten ($i = 2 - 7$) deponierte Energie und x_i, y_i für die räumlichen Koordinaten der Komponenten des NaJ(Tl)-Spektrometers. Aufgrund der Geometrie des Detektors ist die Annahme gerechtfertigt, daß die Parameter α_i und β_i gleich gesetzt werden können, und daß die α -Werte für alle Segmente gleich sind. Desweiteren kann als Vereinfachung die relative Energiegewichtung zwischen dem Core und den Segmenten berücksichtigt werden, indem man die α -Werte für die Segmente gleich eins setzt, wodurch sich die Bestimmung des Photoneneintrittsortes auf die folgende Beziehung reduziert:

$$x = \frac{1}{E_{core}^{\alpha} + \sum_{seg=1}^6 E_{seg}} \cdot (x_{core} E_{core}^{\alpha} + \sum_{seg=1}^6 x_{seg} \cdot E_{seg}).$$

Für den unbekanntem Parameter α ergibt sich bei bekanntem Eintrittsort x :

$$\alpha = \frac{\ln\left(\frac{\sum_{seg=1}^6 x_{seg} \cdot E_{seg} - x \sum_{seg=1}^6 E_{seg}}{x - x_{core}}\right)}{\ln E_{core}}.$$

Um den Eintrittsort für Photonen zu bestimmen, die unter einem Winkel auf den NaJ(Tl)-Detektor treffen, muß die effektive Eindringtiefe des Schauers in den Detektor berücksichtigt werden. Sei $x = x_c + x_o$ der Eintrittsort ohne Korrektur, x_c der Eintrittsort mit Korrektur, x_o die Korrektur, θ der Eintrittswinkel und λ die effektive Eindringtiefe, so läßt sich der Korrekturterm schreiben als $x_o = \lambda \cdot \sin \theta$. Der

unbekannte Winkel θ folgt dann aus dem Abstand d des Detektors vom Target, der Eindringtiefe λ und dem unkorrigierten Eintrittsort x :

$$\theta = \arctan \frac{x}{d + \lambda}.$$

Die effektive Eindringtiefe ergibt sich aus dem mittleren longitudinalen Schauerprofil der Energiedeposition in einem elektromagnetischen Schauer, das man durch eine Gammaverteilung beschreiben kann [PDG94] (X_o ist die Strahlungslänge des Detektormaterials, x die Eindringtiefe, E die Energiedeposition, b ein Skalierungsfaktor, a ein Fitparameter):

$$f(x) = \frac{dE}{dt} = E_o b \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\gamma(a)} \quad , \quad t = \frac{x}{X_o}.$$

Die maximale Eindringtiefe ergibt sich daraus zu $(a - 1)/b$, ausgedrückt in Energien relativ zur kritischen Energie E_c für photoneninduzierte Schauer zu²:

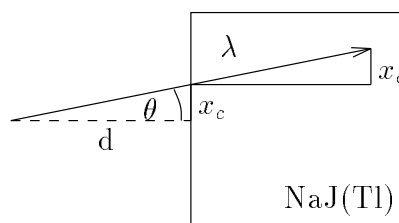
$$t_{max} = \ln\left(\frac{E_o}{E_c}\right) + 0.5.$$

Für den Schwerpunkt des Schauers folgt:

$$\lambda = \frac{\int f(x) \cdot x dx}{\int f(x) dx} = t_{max} + \frac{1}{b}.$$

Der Skalierungsfaktor b liegt angepaßt für verschiedene Materialien vor. Da der Einfluß der Winkelkorrektur auf den Photoneneintrittsort jedoch nur gering ist, kann für b als Näherung 0.5 eingesetzt werden.

In der Abbildung 20 ist die so bestimmte Trefferverteilung für einen zentralen Einschub der Bremsstrahlungsphotonen in den NaJ(Tl)-Detektor, für einen um 3 cm und einen um 6 cm in der horizontalen nach links versetzten Einschub dargestellt. Man erkennt die durch die Geometrie der Segmente vorgegebene Trefferverteilung, sowie die Verschiebung des Trefferschwerpunktes entsprechend der des Einschubortes in den NaJ(Tl)-Detektor.



Die Ortsauflösung des NaJ(Tl)-Detektors ist bestimmt durch das Ansprechen der Segmente, welches abhängig ist von der Energie der Photonen. Trägt man den aus den Trefferkoordinaten ermittelten Streuwinkel θ gegen den Leiterkanal auf, so zeigt sich bei niedrigen Photonenenergien eine breite Polarwinkelverteilung, die sich mit anwachsender Energie auf etwa $\pm 2^\circ$ verringert³, was ± 2.5 cm entspricht (s. Abb. 21). Durch

²Die kritische Energie ist nach [Ros52] diejenige Energie, bei der der Energieverlust durch Ionisation gleich dem Energieverlust durch Bremsstrahlung ist. In Festkörpern und Flüssigkeiten führt ein Fit zu $E_c = 610 \text{ MeV}/(Z + 1.24)$.

³Die Messungen zu den Abb.20 und 21 wurden im direkten Photonenstrahl durchgeführt. Zum Vergleich mit den Ergebnissen aus der Messung am Wasserstoff wurde ein zentraler Streuwinkel von 60° und ein Abstand vom Target von 70 cm zur Bestimmung der Polarwinkelverteilung angenommen.

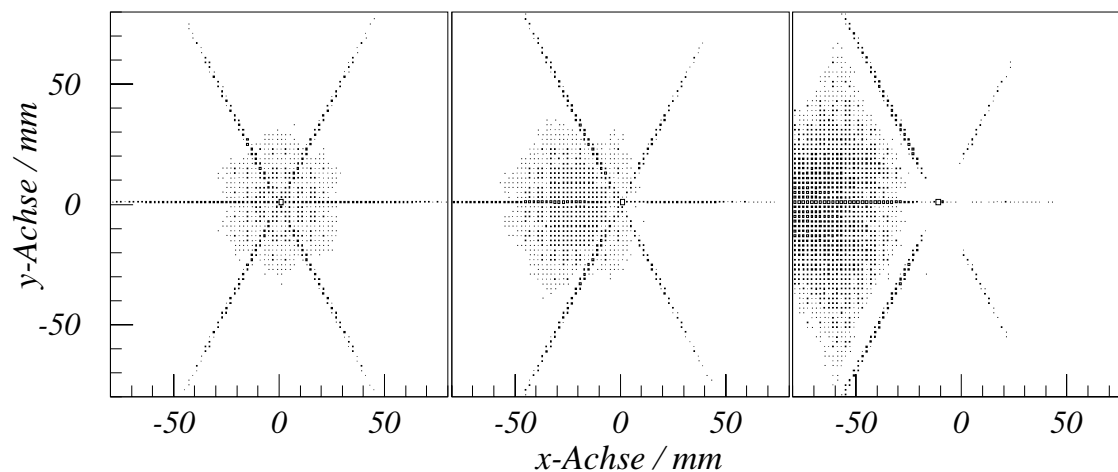


Abb. 20: Ermittelte Trefferverteilung der Photonen auf dem NaJ(Tl)-Spektrometer für einen zentralen Einschub, einen 3 cm und einen 6 cm nach links versetzten Einschub. Der um 6 cm nach links versetzte Einschub traf unter einem Winkel von 5° auf den NaJ(Tl)-Detektor.

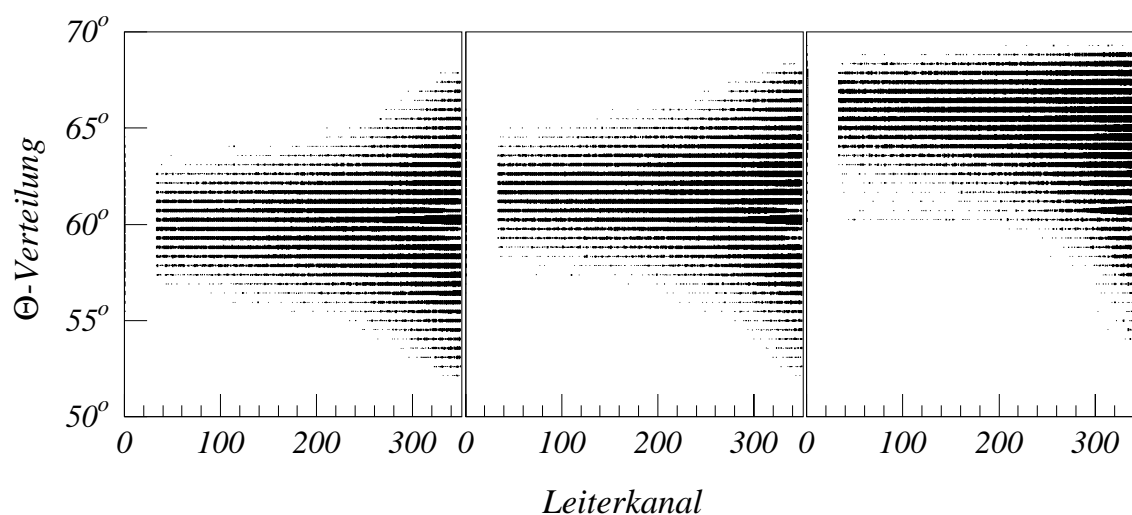


Abb. 21: Polarwinkelverteilung der Photonen auf dem NaJ(Tl)-Spektrometer für einen zentralen Einschub, einen Einschub 3 cm und einen 6 cm nach links versetzt, aufgetragen gegen die Leiterkanalnummer.

Anwendung dieser Ortsrückkonstruktion auf die Messung am Wasserstofftarget unter einem Winkel von 60° ergibt sich die in Abb. 22 gezeigte Trefferverteilung. Daneben ist die aus diesen Ortskoordinaten bestimmte Streuwinkelverteilung aufgetragen. Diese

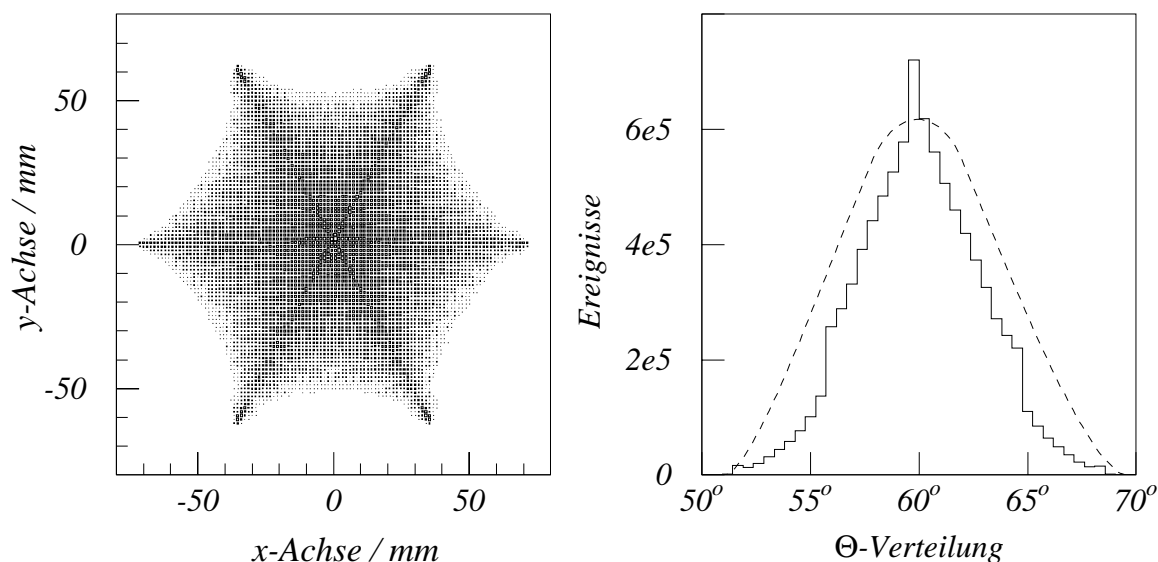


Abb. 22: Links ist die rekonstruierte Trefferverteilung der gestreuten Photonen auf dem NaJ(Tl)-Detektor für die Messung am Wasserstoff dargestellt und rechts die resultierende Polarwinkel-Verteilung im Vergleich mit der berechneten Wahrscheinlichkeitsverteilung.

wird mit der berechneten Θ -Verteilung, die durch die Größe des Kollimators und des Targets bestimmt ist, verglichen. Es zeigt sich eine verhältnismäßig gute Übereinstimmung, was im wesentlichen auf das Abschalten der unteren Leiterkanäle zurückgeführt werden kann, wodurch sich eine mittlere Winkelauflösung von $\pm 2^\circ$ ergab.

3.4.4. Die Zeitauflösung des NaJ(Tl)-Detektors

Auf den Core des NaJ(Tl)-Detektors sind an der Rückseite 7 Photomultiplier angebracht, deren Signale über eine verkettete Leitung aufaddiert werden. Über einen Split gelangen 80% des aufsummierten Signals an einen *charge-to-digital converter* (QDC) und 20% an einen Diskriminator (CFD), der ein Zeitsignal liefert, welches als Stoppsignal für die TDCs der Leiterdetektoren dient. Nach der Abgleichung aller 351 Leiterkanäle sowie einer Amplitudenkorrektur des Zeitsignals des NaJ(Tl)-Detektors ergab sich eine Zeitauflösung von 1.4 ns FWHM (s.a. 6.4, [Sch94], [Wis93]).

3.5. Das BaF₂-Detektorsystem

Das 2π -BaF₂-Array wurde zum Nachweis niederenergetischer Photonen aufgebaut, die sowohl aus der π° -Photoproduktion als auch aus der Abstrahlung eines angeregten Kerns kommen können ([Sch94], [Sch96]). Im Hinblick auf die Compton-Streuung am

Wasserstoff sollte mit diesem Detektorsystem eine Unterdrückung der π^0 -Ereignisse erreicht werden. Dies erforderte einen Photonendetektor mit großem Raumwinkel, wodurch die Wahl auf eine Halbkugel um das Target fiel, die gegenüber dem NaJ(Tl)-Detektor aufgestellt wurde. Die Nähe zum Target und zum Photonenstrahl bedingte einen modularen Aufbau, sodaß die Halbkugel aus 61 Einzeldetektoren, angeordnet in 4 Ringen um einen zentralen BaF₂-Detektor, zusammengesetzt wurde (s. Abb. 17,23). Als Szintillationsmaterial wurde BaF₂ gewählt. Im folgenden sind einige Eigenschaften

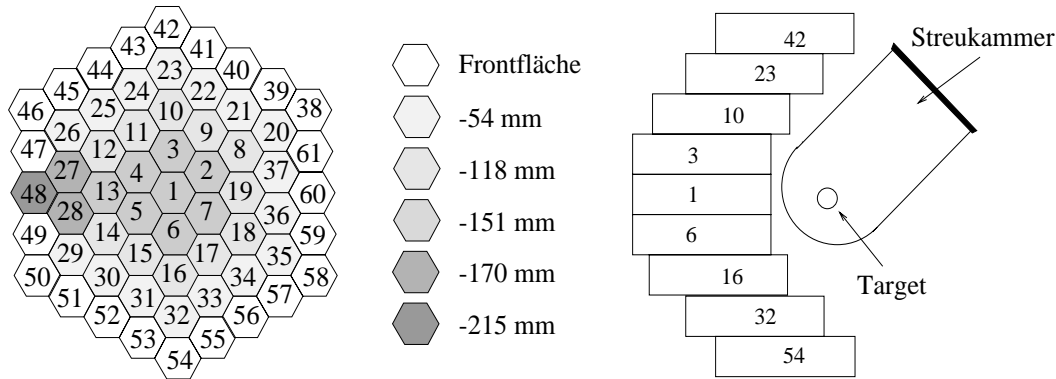


Abb. 23: Das BaF₂-Detektorsystem in der Front- und Seitenansicht.

des 2π -BaF₂-Arrays aufgelistet ([WK84], [PDG94]):

- Die Kristalle sind mechanisch und chemisch stabil und weisen eine hohe Strahlenbeständigkeit auf.
- Der Kristall liefert zwei Komponenten des Szintillationslichts:
 - Eine kurze Komponente mit einer Lebensdauer von $\tau_f = 0.7$ ns, einem Emissionsmaximum bei $\lambda_f = 225$ nm und einem Beitrag zur Gesamlichtausbeute von 23%.
 - Eine lange Komponente mit einer Lebensdauer von $\tau_s = 620$ ns, einem Emissionsmaximum bei $\lambda_s = 310$ nm und einem Beitrag zur Gesamlichtausbeute von 77%.

Das Verhältnis der Lichtausbeute beider Komponenten unterscheidet sich für stark und für minimalionisierende Teilchen.

- Das Auftreten der Szintillationslichtkomponenten ermöglicht die Trennung zwischen minimalionisierenden Teilchen und Teilchen mit $\beta < 1$ durch den Vergleich der Lichtausbeuten, sodaß eine Separation von Protonen und Photonen erreicht werden kann.
- Der Energieverlust minimalionisierender Teilchen ist 6.6 MeV/cm.
- Die Energieauflösung im Zentrum des 2π -BaF₂-Array ist 6.5% FWHM.
- Die Zeitauflösung aller BaF₂-Detektoren gegenüber den Leiterdetektoren ist 1 ns FWHM.
- Die BaF₂-Kristalle haben eine hexagonale Form mit einer Schlüsselweite von 5.9 cm, entsprechend 1.4 Molière-Radien, und einer Gesamtlänge von 25 cm bzw. 12 Strahlungslängen.

Die Energieeichung des 2π -BaF₂-Arrays wurde mit einer $^{241}\text{Am}^9\text{Be}$ -Quelle, die Photonen von 4.4 MeV abstrahlt, mit kosmischer Höhenstrahlung, die eine mittlere Energiedeposition von 39 MeV aufweist, und mit markierten Photonen in einem Energiebereich von 9-160 MeV durchgeführt. Letztere Methode diente zur Überprüfung der beiden ersten Eichungen, insbesondere jedoch zur Bestimmung der Energieauflösung des BaF₂-Detektorsystems in Abhängigkeit von der Photonenenergie und dem Einschubort (s. [Sch94]). In Abb. 24 ist die Energieauflösung als Funktion der Photonenenergie für den zentralen Einschub, den Einschub unter einem Winkel von 50°, wobei die Frontfläche des Detektors 19 getroffen wurde, und unter einem Winkel von 62° am Berührungspunkt der Detektoren 19, 36 und 37 dargestellt. Da das Detek-

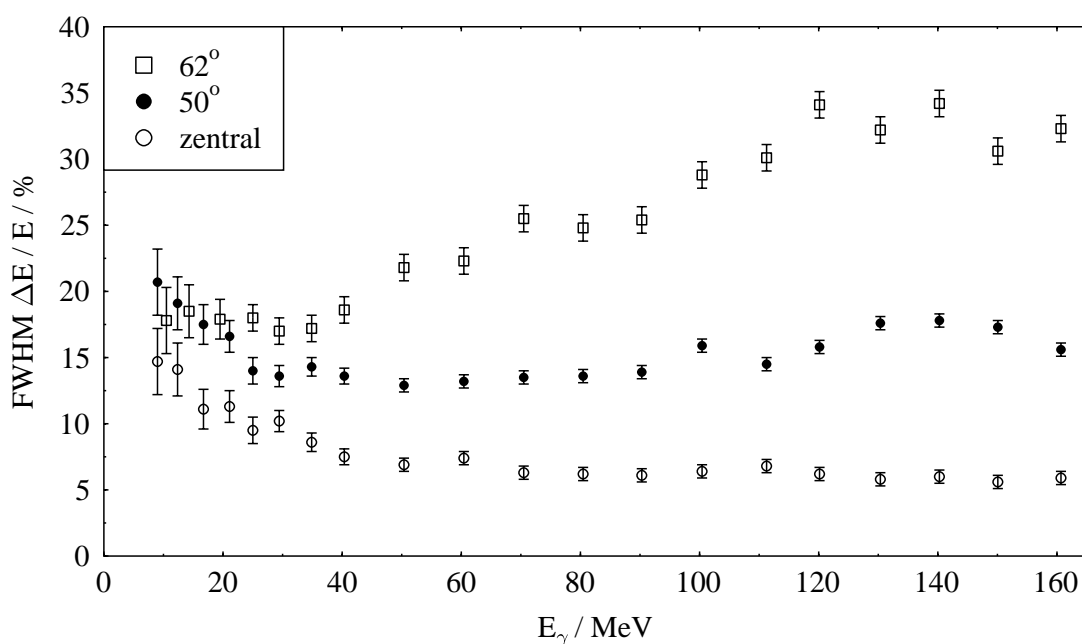


Abb. 24: Die Energieauflösung der BaF₂-Detektoren für drei Einschuborte.

torsystem CATS bzgl. der π^0 -Photoproduktion den asymmetrischen Zerfall des π^0 -Mesons in zwei Photonen nachweist, und das niederenergetische Zerfallsphoton mit einer Energie bis etwa 80 MeV mit dem BaF₂-Detektorsystem gemessen wird, ist die Energieauflösung für den ungünstigsten Fall 25%.

Neben der Zeit- und Energieinformation liefern die BaF₂-Detektoren eine Teilchenidentifikation, deren Ursache in der unterschiedlichen Anregung der kurzen Lichtkomponente durch verschieden stark ionisierende, einfallende Teilchen liegt. Teilchen mit großem spezifischen Energieverlust und geringer Reichweite erzeugen eine hohe Ionisationsdichte, wobei der Energieverlust innerhalb der ersten Nanosekunde nicht nur in Licht aus Fluoreszenzübergängen umgesetzt wird. Ein Teil der Energie wird zur Anregung von Gitterschwingungen aufgebraucht. Dieses *quenching* führt zur Teilchenseparation, denn nur für minimalionisierende Teilchen ist die Lichtausbeute maximal, während Teilchen mit $\beta < 1$ eine geringere Lichtmenge erzeugen. In Abb. 25 ist die Pulshöhe des schnellen Szintillationslichtes gegen die der langsamen Komponente aufgetragen. Es ist eine Trennung von Photonen und Protonen durch diese Pulsform-

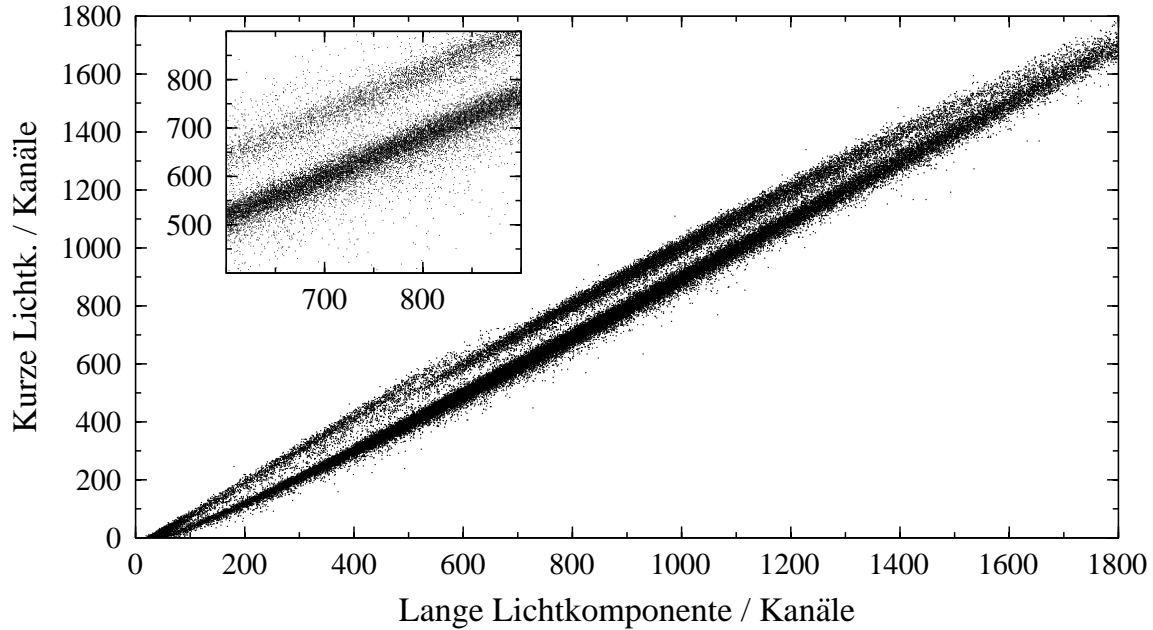


Abb. 25: Auftragung der langen BaF_2 -Komponente gegenüber der kurzen Lichtkomponente.

analyse zu erkennen.

3.6. Die Meßelektronik

Bei allen Experimenten mit reellen Photonen am Institut für Kernphysik wird die Photonenmarkierungsanlage benutzt. Um einen häufigen Wechsel der Experimente am Photonenstrahl zu ermöglichen, wurde die Meßelektronik in einen experimentunabhängigen Teil für die Photonenmarkierungsanlage und einen experimentenspezifischen Teil getrennt [Sch96]. Die Verbindung beider Anteile stellen i. allg. nur zwei Signale dar, der sog. *x-Trigger*, der die zeitliche Koinzidenz eines photoneninduzierten Ereignisses im experimentenspezifischen Teil mit den 352 Leiterdetektoren abfragt, und ein Antwortsignal. In Abb. 26 ist vereinfacht die Verbindung zwischen der Tagger-Elektronik und der CATS-Elektronik gezeigt. Angedeutet sind für die Photonenmarkierungsanlage die 351 Kanäle, die jeweils einem Zähler, einer Koinzidenzeinheit und einem TDC zugeführt werden. Hinter den Koinzidenzeinheiten wird aus allen 351 Kanälen ein ODER-Signal erzeugt. Der $\text{NaJ}(\text{Tl})$ -Detektor besitzt für jede seiner Komponenten einen QDC, TDC und einen Zähler. Als *x-Trigger* wird das Core-Signal des $\text{NaJ}(\text{Tl})$ -Detektors benutzt. Die 61 BaF_2 -Detektoren besitzen zur Nutzung der beiden Lichtanteile jeweils zwei QDC-Kanäle. Hinzu kommen noch ein TDC und ein Zähler für jedes Detektormodul.

Der *x-Trigger* des $\text{NaJ}(\text{Tl})$ -Detektors stoppt die Leiter-TDCs, startet die TDCs der BaF_2 -Detektoren und setzt die Integrationsfenster der QDCs. Für den Fall, daß zwischen dem Triggersignal des $\text{NaJ}(\text{Tl})$ -Detektors und mindestens einem der Leiterdetektoren keine Koinzidenz gefunden wird, erhält der Rechner keinen Interrupt,

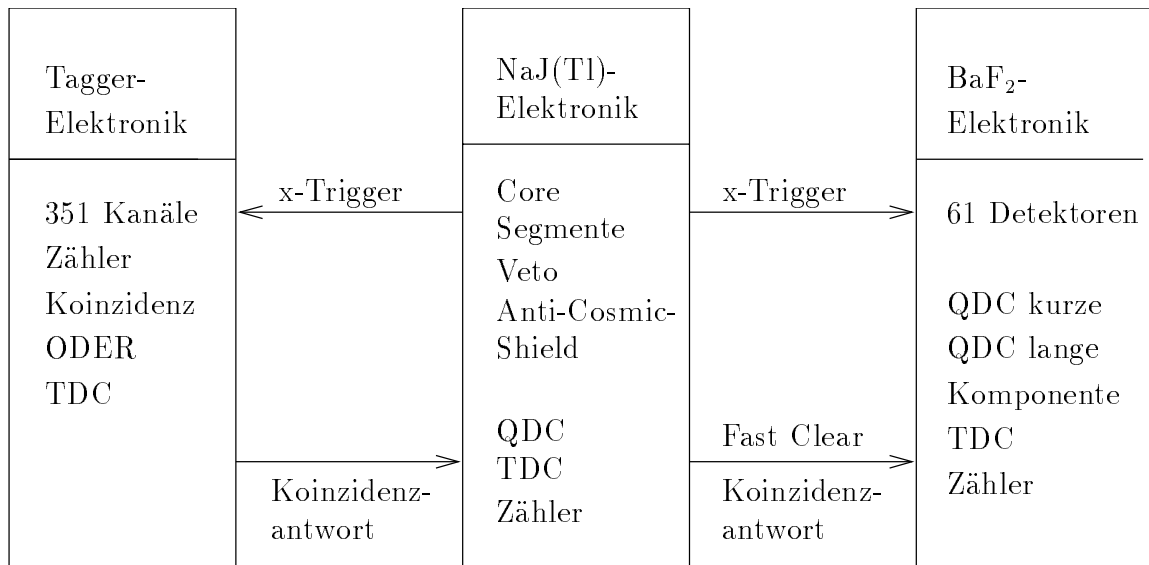


Abb. 26: Verbindung zwischen Tagger-Elektronik und CATS-Elektronik.

sodaß dieses Ereignis nicht ausgelesen wird. Die Registerinhalte der NaJ(Tl)- und BaF₂-Elektronik werden dann über den *Fast Clear* Zweig auf Null gesetzt. Im folgenden wird die Elektronik der Photonenmarkierungsanlage und des CATS-Detektors im einzelnen beschrieben.

3.6.1. Die Elektronik der Photonenmarkierungsanlage

Die Photonenmarkierungsanlage dient zur Energiebestimmung der auf das Target treffenden Photonen, die innerhalb eines festen Zeitfensters koinzident mit dem Reaktionsprodukt sind, und mißt zusätzlich bei bekannter Markierungseffizienz den Photonenfluß. Die Energie des auf das Target treffenden Photons ergibt sich mit Hilfe der Energieeichung des Magnetspektrometers aus der Kanalnummer des getroffenen Leiterkanals (s. 3.2). Durch den Austrittskollimator des TAGGERS ist die Richtung der Photonen gegeben. Die Festlegung der zeitlichen Korrelation zwischen dem markierten Photon und dem Reaktionsprodukt wird über eine Koinzidenzeinheit ermittelt, die innerhalb eines Zeitfensters die angesprochenen Leiterkanäle registriert (LATCH-Modul in Abb. 27). Die Zeitdifferenz zwischen dem Markieren des Photons und dem Nachweis des Reaktionsprodukts wird über einen TDC ermittelt.

In Abb. 27 ist vereinfacht das Blockschaltbild der Tagger-Elektronik gezeigt. Zunächst werden die Signale der Leiterdetektoren zur zeitlichen Anpassung mit dem aus dem Reaktionsprodukt abgeleiteten x-Trigger verzögert. Falls der Datenerfassungsrechner auslesebereit ist (Computer ready), wird das Leitersignal registriert, d.h. es wird die freie Elektronenzählrate pro Kanal gemessen. Liegt ein x-Trigger an, und ist der Rechner auslesebereit, so wird ein logisches Signal mit einer Breite zwischen 20 und 80 ns als Koinzidenzfenster an die LATCH-Module gegeben, wodurch die zeitliche Korrelation mit den Leiterelektronen abgefragt wird. Die mit dem x-Trigger koinzidenten Signale starten dann die zugehörigen Leiter-TDCs. Zusätzlich wird aus diesen Si-

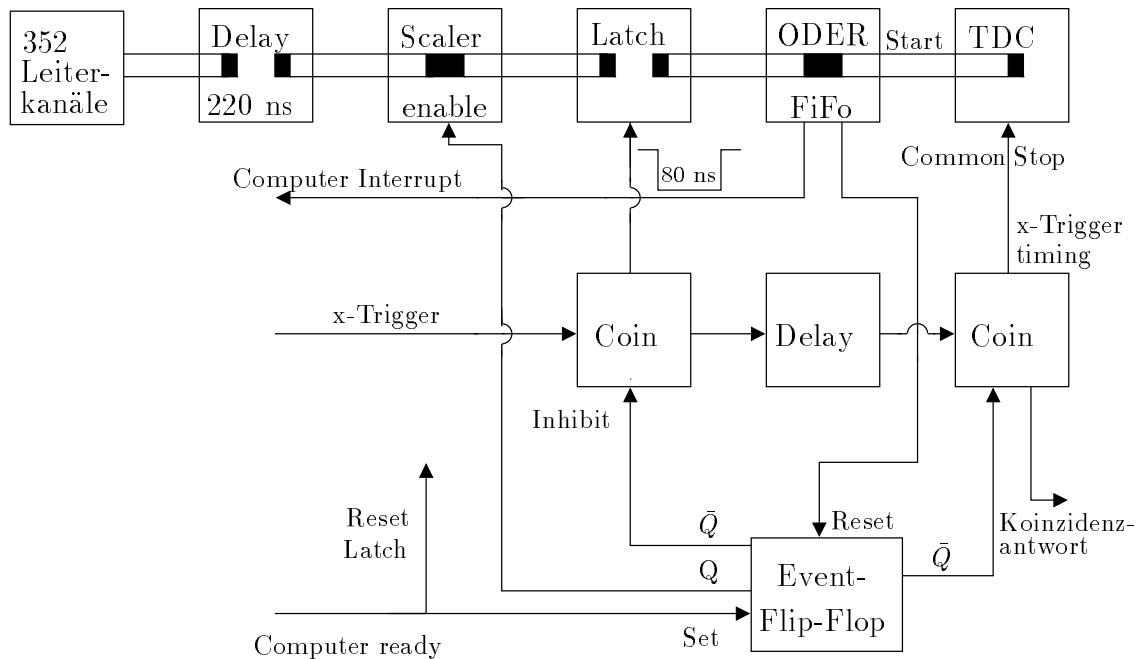


Abb. 27: Die Tagger-Elektronik.

gnalen ein ODER-Signal erzeugt, welches daraufhin zum Auslösen eines Rechnerinterrupts und zum Zurücksetzen eines in invertierter Logik betriebenen Event-Flip-Flops verwendet wird. Der inhibit-Ausgang dieses Flip-Flops sperrt während der Auslese der Elektronikmodule durch den Rechner jeden weiteren x-Trigger, bis das Flip-Flop durch den Rechner wieder gesetzt wird. Abschließend müssen die TAGGER-TDCs noch durch den vom Rechner akzeptierten und mit der Leiter koinzidenten x-Trigger gestoppt werden. Dazu dient das zwischen dem Event-Flip-Flop und den TAGGER-TDCs geschaltete Koinzidenzmodul. Durch die zeitliche Differenz von maximal 80 ns zwischen dem x-Trigger und dem geordneten Elektronensignal, das die Zeitinformation des am frühesten eintreffenden Elektrons trägt, konnte die Koinzidenz derart eingestellt werden, daß das Ausgangssignal immer die Zeitinformation des x-Triggers beinhaltet. Dieses Signal stoppt dann zum einen alle Leiter-TDCs und wird zum anderen als Antwortsignal an die jeweilige Experimentelektronik zurückgegeben.

Die Forderung nach einer breitbandigen Photonenmarkierungsanlage bedingte die große Anzahl von Leiterkanälen, die jeweils einen Zähler, eine Koinzidenzeinheit und einen TDC benötigen. Um trotz der geforderten kurzen Auslesezeit die Kosten pro Kanal minimal zu halten, wurden erstmals FASTBUS-Module⁴ in größerem Umfang am Institut für Kernphysik eingesetzt.

⁴Als Zähler wurden 11 Module vom Typ str200 der Firma Struck verwendet, als Latch-Einheiten 6 Module vom Typ str136 derselben Firma, als TDCs 11 Module vom Typ tdc10c6 der Firma Philipps und als Controller der Segment-Manager-Interconnect (SM/I) von Lecroy.

3.6.2. Die Elektronik des CATS-Detektors

Durch die zwei Detektorkomponenten des CATS-Detektors besteht eine Aufteilung zwischen der NaJ(Tl)-Elektronik und der BaF₂-Elektronik. In Abb. 28 ist vereinfacht das Blockschaltbild der NaJ(Tl)-Elektronik gezeigt, die im Detail in [Wis93] beschrieben ist. Der NaJ(Tl)-Detektor, der bei der Messung der Compton-Streuung

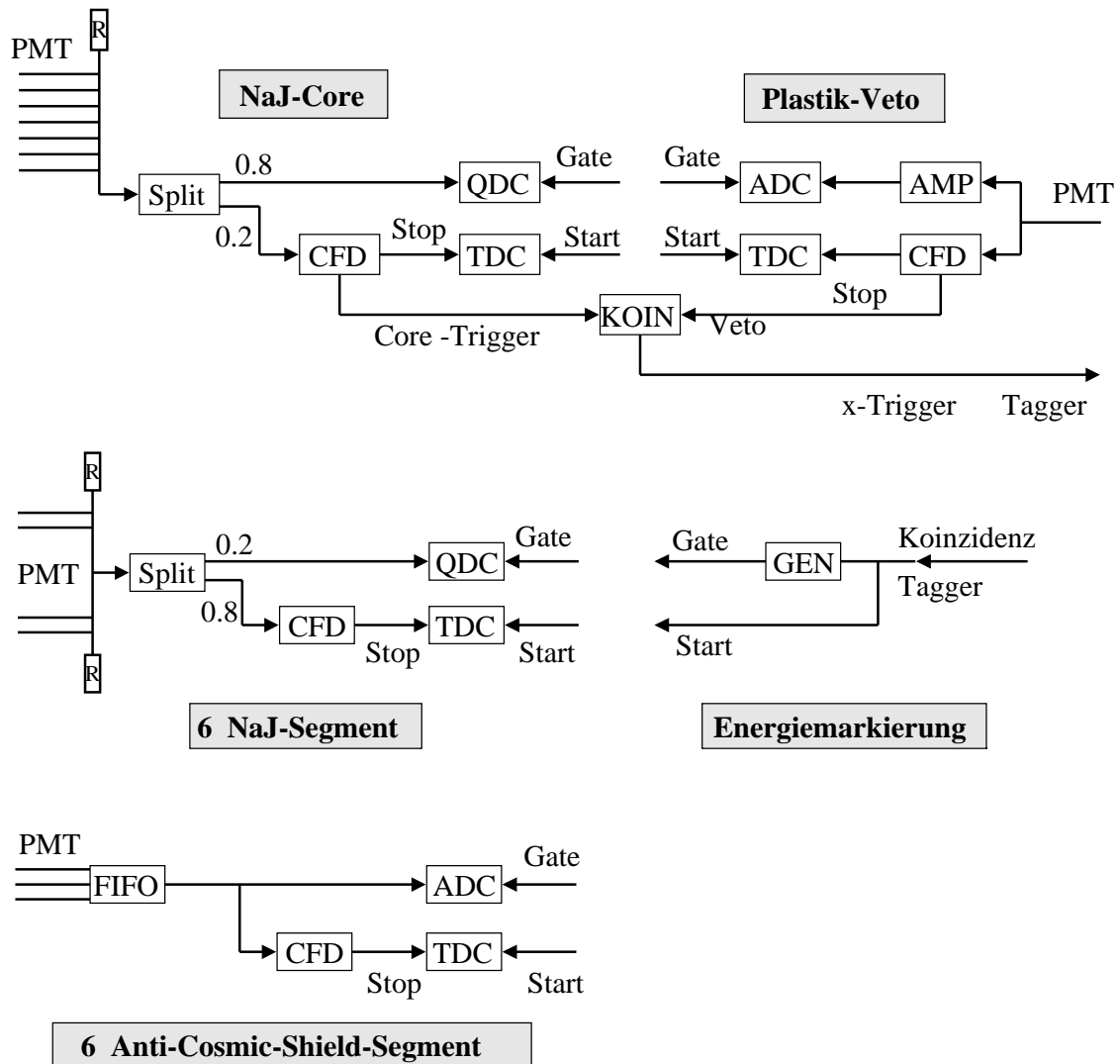


Abb. 28: Die Elektronik des NaJ(Tl)-Detektors.

und der π^0 -Photoproduktion das gestreute Photon bzw. das hochenergetische Photon aus dem asymmetrischen Zerfall des π^0 -Mesons nachweist, liefert aus dem Core den x-Trigger. Die Hardware-Koinzidenz mit dem Veto-Detektor zur Unterdrückung geladener Teilchen konnte bei der Messung am Wasserstoff aufgrund der geringen Ausleserate herausgenommen werden, womit auch eine Analyse der Reaktion $p(\gamma, \pi^+)n$ möglich wurde ([Pol96]). Die Elektronik des 2π -BaF₂-Arrays ist in Abb. 29 gezeigt. Die analogen Signale der 61 BaF₂-Detektoren werden zuerst über einen Split in drei Komponenten getrennt. Der Hauptanteil wird zur Messung der Ladung im analogen

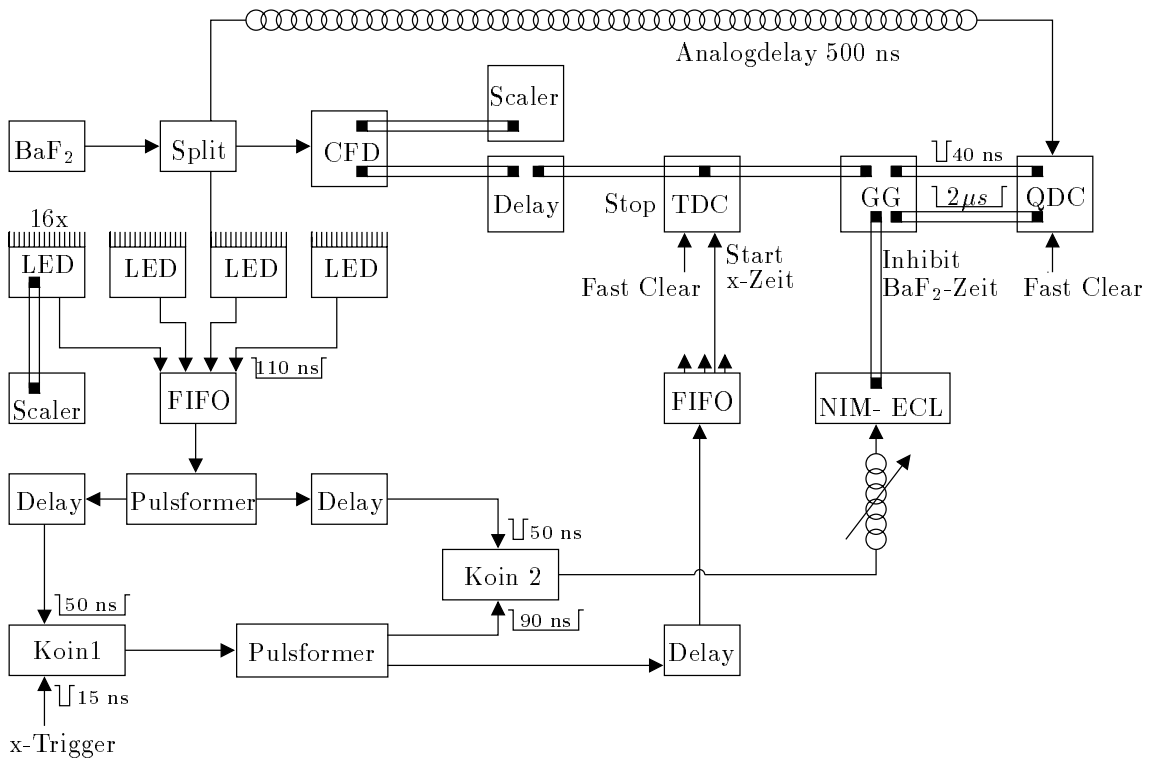


Abb. 29: Die Elektronik des 2π -BaF₂-Arrays.

Signal passiv ausgekoppelt und über ein Kabel um 500 ns verzögert zum QDC geführt. Die zweite Komponente wird über einen Diskriminator (CFD) in ein logisches Signal zum Stoppen der TDCs und zum Erzeugen der beiden Integrationsfenster am QDC über einen Gate-Generator verwandelt. Der dritte Anteil aus dem Split gelangt zu einem weiteren Diskriminator (LED), dessen erster Ausgang auf einen Zähler geht und dessen zweiter Ausgang mit allen 61 Detektoren zusammengefaßt wird (FIFO). Mit diesem ODER-Signal aller BaF₂-Detektoren wird die Koinzidenz mit dem x-Trigger abgefragt, das Ausgangssignal startet daraufhin die TDCs.

Die Verwendung von zwei Diskriminatoren ergibt sich aus der Forderung nach einer möglichst guten Energieauflösung des 2π -BaF₂-Arrays. Die Energieschwelle zum Auslesen eines Ereignisses in Koinzidenz mit dem NaJ(Tl)-Detektor und der Photonenmarkierungsanlage wurde über die LE-Diskriminatoren auf 1.2 MeV eingestellt. Die Energieauflösung des 2π -BaF₂-Arrays verbessert sich, wenn benachbarte Detektoren zusammengefaßt werden. Durch die CF-Diskriminatoren mit einer Energieschwelle von nur 800 keV wird diese Verbesserung gerade für niederenergetische Photonen erreicht.

4. Datenerfassung

Mit dem Aufbau des Mainzer Mikrotrons und dem Bau der Spektrometeranlage der Kollaboration A1 wurde gleichzeitig ein neues Experiment-Datenerfassungssystem am Institut für Kernphysik entwickelt [Kry96], das als Standardsystem für alle Kollaborationen des Instituts geplant war. Da neben der Erfassung der Daten auch eine neue Steuerung der Experimentelektronik [Kun96] notwendig wurde, verband man beide Teile zu dem *Mainz Experiment Control and Data Aquisition System MECDAS*.

In der Kollaboration A2 entschied man sich für die Verwendung dieses Systems, da das existierende Analyse-Paket *CAROLA* [Kle87] auf eine Analyse von maximal 100 Spektren beschränkt war und somit allein für die 351 TAGGER-Kanäle nicht ausreichte. Die Datenerfassung für dieses Experiment, das zu den ersten Experimenten an MAMI B gehörte, wird im folgenden beschrieben. Es basiert auf einer frühen Version von MECDAS.

4.1. Das Konzept des Datenerfassungssystems MECDAS

Der Aufbau der neuen komplexen Detektorsysteme an MAMI B mit ihrer hohen Anzahl an einzelnen Detektoreinheiten in Verbindung mit der Verwendung neuartiger Elektronik erforderte ein neues Experiment-Datenerfassungssystem, das innerhalb der Kollaboration A2 durch die folgenden Rahmenbedingungen bestimmt war:

- Aufgrund der hohen Zahl der Detektoren der Elektronenleiter des TAGGERS und der Notwendigkeit jedem einzelnen Detektorkanal einen eigenen TDC zuzuordnen ergab sich die Verwendung von FASTBUS-Komponenten, da bei diesem System die Kosten pro Kanal am geringsten waren. Für die Auslese der BaF₂-Detektoren sowie des NaJ(Tl)-Spektrometers wurden CAMAC-Module verwendet, sodaß sich als Anforderung an die Datenerfassung die Auslese von FASTBUS- und CAMAC-Modulen ergab.
- Die Reaktion auf ein Experimentereignis sollte möglichst prompt erfolgen und die Auslesezeit klein sein, um den Gewinn, der durch den neuen Dauerstrichbeschleuniger MAMI bzgl. der Ereignisrate erzielt wird, nicht durch eine hohe Rechnertotzeit zu verlieren.
- Die Datenarchivierung sollte mit hoher Geschwindigkeit erfolgen.
- Die Bedienung des Systems sollte möglichst einfach sein, ohne spezielle Programmiererfahrung des Anwenders in bestimmten Programmiersprachen vorauszusetzen.
- Das System sollte leicht auf Rechner mit anderen Prozessoren oder Betriebssystemen portiert werden können.
- Um in der Testphase der Detektoren unabhängig von anderen Rechnern oder Netzwerken zu sein, sollte das System die Fähigkeit besitzen die Daten lokal auszulesen und graphisch darzustellen.

Diese Bedingungen führten zu einer aus zwei Hauptkomponenten bestehenden Datenerfassung (s. Abb. 30).

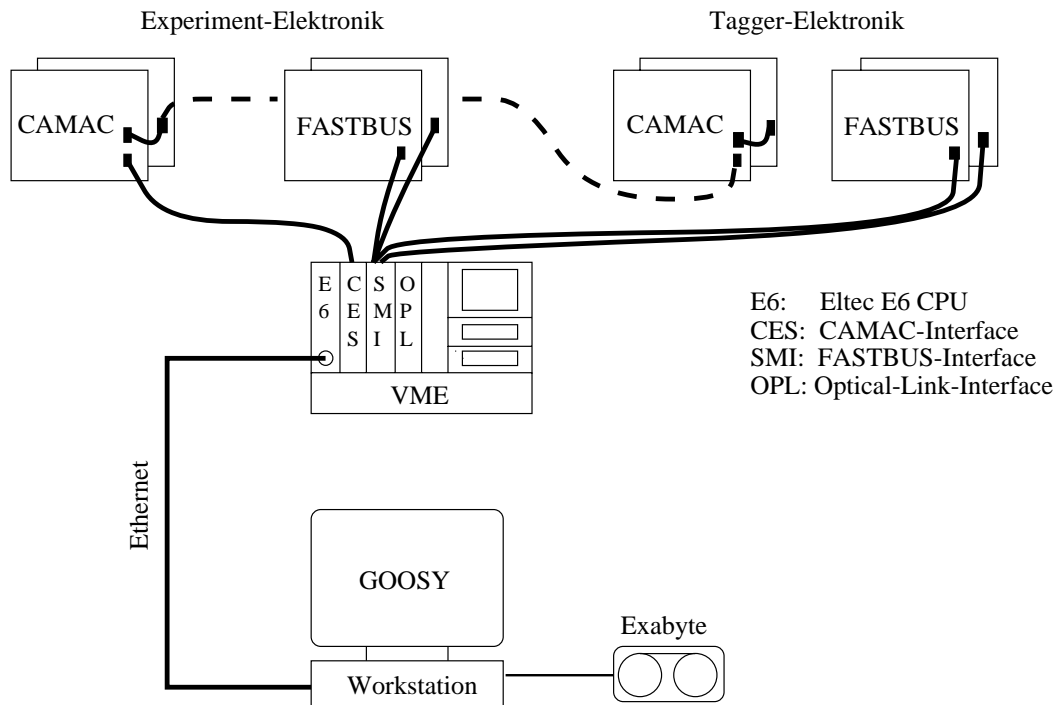


Abb. 30: Aufbau des Datenerfassungssystems.

Die erste Komponente besteht aus VMEbus-Rechnern⁵, die in Echtzeit die Daten der verschiedenen FASTBUS- und CAMAC-Module auslesen und über ein Netzwerk zur zweiten Komponente, der Workstation, transferieren, auf der dann die Archivierung der Daten auf ein Bandlaufwerk, sowie die Analyse der Daten während und nach der Messung stattfindet.

Um die Forderung nach möglichst hoher Portabilität zu erfüllen, ist die komplette Software, mit Ausnahme kleiner Teile in einem betriebssystemspezifischen Treiber, in der Programmiersprache *C* geschrieben. Diese Sprache ist ein Garant für eine einfache Portierung der Software auf andere Rechnerarchitekturen wie auch andere Betriebssysteme, da für alle neuen Prozessoren zuerst die *C*-Compiler entwickelt werden.

4.1.1. Die VMEbus-Rechner als Frontend-Systeme

Seit 1986 werden im Institut für Kernphysik zur Datenerfassung und Experimentsteuerung VMEbus-Systeme eingesetzt [KKM89]. Das VMEbus-Konzept⁶ wird nicht nur in der physikalischen Forschung, sondern auch in der Industrie zum Messen und Steuern eingesetzt, wodurch sich eine Vielzahl von Hardware- und Softwareanbietern ergibt.

⁵VME steht für **V**ersatile **M**odule on **E**urocard.

⁶Das VMEbus-Konzept wurde 1981 eingeführt und ist ein offenes System, d.h. es existieren keine Herstellerrechte. Das Bussystem ist modular aufgebaut mit maximal 20 Steckplätzen. Es besteht aus einem parallelen Bus mit getrennten Daten- und Adreßleitungen und einer maximalen Datentransferrate von 80 MBytes/sec. Der VMEbus benutzt eine Master-Slave Architektur, bei der mehrere Master auf den Bus zugreifen können, wodurch der VMEbus multiprozessorfähig ist.

Da das VMEbus-Konzept stark an die Architektur der Motorola-Prozessoren gekoppelt ist, kommen in der A2-Kollaboration nur solche Prozessoren aus der Familie der 68000er zum Einsatz. Der Stand der Entwicklung der zentralen Prozesseinheit (CPU) von 1991 führte zu VMEbus-Systemen der Firma Eltec mit einer E6-Rechnerplatine als Basis, die mit einer 68030 CPU bestückt ist. Desweiteren befindet sich direkt auf der Rechnerplatine ein Netzwerk-Interface, womit ein Anschluß an das Ethernet-Netzwerk des Instituts gegeben ist.

Erweitert werden diese Systeme durch ein oder mehrere CAMAC-Verbindungskarten der Firma CES. Jedes Modul ermöglicht die Auslese eines CAMAC-Banches, bestehend aus bis zu 7 CAMAC-Crates. Um die Integration von FASTBUS-Komponenten in die Experimentelektronik zu ermöglichen, wurde am Institut für Kernphysik eine Verbindungseinheit zwischen dem VMEbus und der Kontrolleinheit des FASTBUS-Systems, dem Segment-Manager-Interconnect (SMI) von Lecroy, entwickelt. Als weitere Hardware-Einheit im VMEbus entstand noch ein Modul, mit dem eine Punkt-zu-Punkt-Verbindung mehrerer VMEbus-Rechner über Lichtwellenleiter möglich wird (optical link interface). Komplettiert sind die Rechner mit Festplatten und Floppy-Laufwerken, wodurch sie einen eigenständigen Microcomputer darstellen.

Auf der Seite der Software wird das Betriebssystem OS-9/68K⁷ in der Version 2.3 eingesetzt, welches echtzeitfähig ist und daher die Forderung nach einer prompten Reaktion auf ein Experimentereignis erfüllt. Es wurde speziell für den Einsatz zeitkritischer Anwendungen in VMEbus-Rechnern entwickelt und kennzeichnet sich durch eine einfache und effiziente Programmierung der verschiedenen VMEbus-Module aus. Erreicht wird dies durch die gleichartige Behandlung des Adressraumes dieser Module mit dem Speicher auf der Hauptplatine (memory mapped I/O).

Um den Entwickler nicht mit einem komplett neuen Betriebssystem zu konfrontieren, wurde OS-9 stark an UNIX angelehnt, was durch eine am Institut durchgeführte Portierung verschiedener Programme von UNIX nach OS-9 noch verstärkt wurde. Trotzdem bleibt OS-9 für den Entwickler ein Kompromiß zwischen der Notwendigkeit eines Echtzeit-Betriebssystems und einem echten UNIX mit seinen mannigfaltigen Werkzeugen, welche die Programmierung wesentlich erleichtern. Für den Experimentator jedoch, der im wesentlichen nur das Datenerfassungsprogramm konfiguriert und anwendet, ist die UNIX-Ähnlichkeit ausreichend, um mit der Kenntnis der einfachsten UNIX-Kommandos das System bedienen zu können.

Erweitert wird das Betriebssystem OS-9 durch die beiden Netzwerkprotokolle TCP/IP Internet und OS-9-Net, welche die standardmäßige Verbindung der VMEbus-Rechner untereinander, wie auch mit den anderen Rechnerarchitekturen des Institutes über das Ethernet-Netzwerk darstellen.

4.1.2. Konfiguration und Auslese auf dem Frontend

Zum Zeitpunkt der Entwicklung von MECDAS unter OS-9 bestand das Standardterminal aus preiswerten, aber langsamen Atari-Rechnern sowie einfachen ASCII-

⁷Die wesentlichen Eigenschaften des Betriebssystem OS-9 sind die Multitasking-, Multiuser- und Interrupt-Fähigkeit in Verbindung mit der Ausführung der Ereignisse in Echtzeit.

Terminals. Aus diesem Grund wurde auf eine graphische Benutzerschnittstelle zur Konfiguration und Steuerung des Experiments verzichtet. Trotzdem ist die Benutzung für den Experimentator möglichst einfach realisiert worden, da die meisten Einstellungen automatisch vorgenommen oder bei Bedarf in einem Initialisierungsfile eingetragen werden konnten.

Zur Experiment-Beschreibung sind auf dem Frontend-Rechner zwei Files vom Experimentator anzulegen, die zum einen die vorliegende Experimentelektronik, d.h. die verschiedenen CAMAC- und FASTBUS-Crates mit ihren Modulen, und zum anderen die Datenstruktur des Maximizevents beschreiben. Für das Experiment mit dem CATS-Detektor sind die beiden Konfigurationsfiles in Abb. 31 auszugsweise dargestellt. Der physikalische Konfigurationsfile ist ein direktes Abbild der verwendeten Experimentelektronik. Die verschiedenen FASTBUS-Überrahmen werden durch die Nummer des FASTBUS-Controllers, dem Segment Manager, und die verwendeten Module durch ihre Firmenbezeichnung beschrieben. Zusätzlich muß die Anordnung der Module in den FASTBUS- und CAMAC-Überrahmen angegeben werden. Die Verbindung zur Struktur des Maximizevents wird durch die Zuordnung der einzelnen Unteradressen zu bestimmten Untereinheiten des Maximizevents, den sog. Items, vollzogen. Am Ende werden die CAMAC-Überrahmen zu einem CAMAC-Branch zusammengesetzt.

An diesem Beispiel wird deutlich, daß der Benutzer von MECDAS seine Experimentierelektronik allein über den Namen der Elektronikmodule frei zusammenstellen kann ohne Kenntnis von den spezifischen Modulausleseroutinen zu haben. Diese Spezialkenntnisse befinden sich in einer Bibliothek und sind ein Hauptbestandteil von MECDAS.

Dem logischen Konfigurationsfile liegt die Datenstruktur von MECDAS zugrunde, die baumartig gegliedert ist und vier Ebenen beinhaltet (s. Abb. 32). Diese Ebenen dienen zur Organisation des Datenstroms in Untereinheiten, die dem experimentellen Aufbau nachempfunden sind. Das BaF_2 -Detektorsystem ist dafür ein gutes Beispiel. Es besteht aus 61 einzelnen BaF_2 -Detektoren, die alle einen TDC, einen Zähler und einen QDC mit einem kurzen und langen Integrationsfenster besitzen. Während die Auslese der Zähler nicht bei jedem Ereignis durchgeführt wird, werden die anderen Informationen für jedes Ereignis benötigt. Daher bietet sich ein Datenformat an, in dem diese drei Informationen (Items) zu einer Einheit (Unit) zusammengefaßt werden. Die eindeutige Kennzeichnung geschieht dabei über die Nummer der Unit und die Position des Items. Alle 61 Einheiten werden zu einem Detektorset (Set) und daraufhin mit den anderen Sets zu dem Experimentssystem (Subsystem) zusammengefaßt.

Durch die Verbindung mehrerer Informationen zu einer Einheit mit nur einer Adreß- und Längenkennzeichnung ergibt sich bei diesem Format, neben der Strukturierung der Daten, ein kompakteres Ereignis gegenüber einem Datenformat, bei welchem zu jeder Information eine zugehörige Adresse gespeichert wird.

<pre> FB_CRATE = 8 ! Crate-Nummer str200 = 15 ! Modulename und ! Einschubnr. scaler 0-63 ! Item-Name und ! Anzahl der Unter- ! adressen die Items ! zugeordnet werden ... str200 = 25 scaler 0-63 FB_CRATE = 9 tdc10c6 = 8 time 0-31 ... CRATE = crate_1 ! Crate-Name microbusy = 1 ! Modulename und ! Einschubnr. eventff 0 ! Unteradressen lecroy_2249a = 5 energy 11 CRATE = crate_3 tdc812f = 6 gtdc 0 - 7 ... tdc812f = 20 gtdc 0 - 7 CRATE = crate_5 qdc1612f = 2 nqdc 0,2,4,6,8,10,12,14 wqdc 1,3,5,7,9,11,13,15 ... BRANCH = 1 ! Branchnummer crate_1 = 1 ! CAMAC-Cratenummer crate_3 = 3 crate_5 = 5 crate_6 = 6 ! Ende des physik. Konfigurationsfile </pre>	<pre> FB_SET = TdcBlock ! Set-Name UNITS = 352 ! Anzahl der Units ITEM = time i1 ! Item-Name und ! Zahl der Items FB_SET = ScalerBlock UNITS = 1 ITEM = scaler i704 SET = LeadGlas UNITS = 1 ITEM = energy SET = Castle UNITS = 61 ITEM = gtdc ITEM = nqdc ITEM = wqdc SET = NaI UNITS = 8 ITEM = nenergy ITEM = wenergy ITEM = ntime SET = Control UNITS = 1 ITEM = eventff SUBSYSTEM = Cats ! Subsystem-Name TdcBlock ScalerBlock LeadGlas Castle NaI Control ! Ende der log. Konfiguration </pre>
---	---

Abb. 31: Physikalischer und logischer Konfigurationsfile für das Experiment mit dem CATS-Detektorsystem.

Zu einer weiteren Reduzierung des Datenvolumens führt die mit diesem Datenformat gegebene Möglichkeit einzelne Detektoreinheiten wie auch ganze Detektorsets nicht auszulesen bzw. nicht zu speichern.

Nach der Konfiguration des Experiments durch den logischen und physikalischen Konfigurationsfile wird über ein Programm aus diesen beiden Files ein C-Quellcode

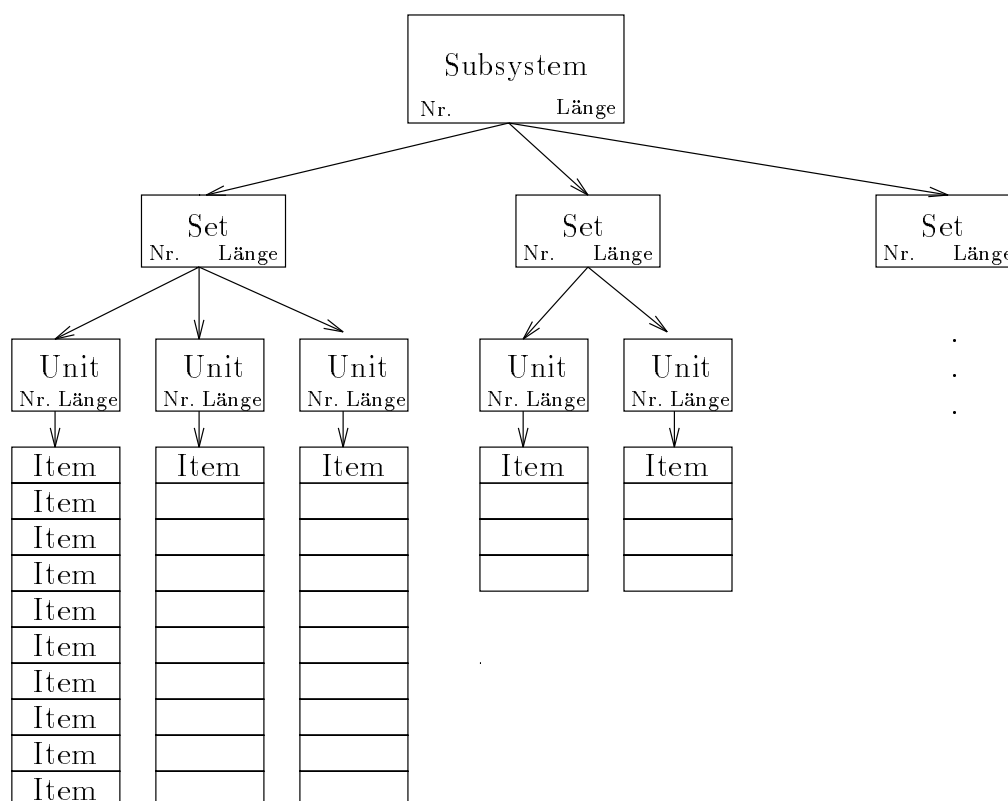


Abb. 32: Die vier Ebenen der Datenstruktur von MECDAS unter OS-9.

erzeugt, der dann kompiliert das Ausleseprogramm ergibt. Zur Einstellung einiger Parameter, z.B. der Auslesehäufigkeit der BaF₂-Zähler, dient ein Initialisierungsfile, in dem zusätzlich noch andere Programme aufgerufen werden können und am Ende das Ausleseprogramm gestartet wird.

4.1.3. Der Experiment-Treiber

Den Kern der Datenerfassungs-Software MECDAS unter OS-9 bildet ein spezieller Experiment-Treiber, der alle zur Datenauslese und zum Datenzugriff notwendigen Teile enthält:

- Kontrolle der Interruptverarbeitung und der Verriegelungs-Elektronik
- Verwaltung der Datenbuffer und Weitergabe dieser durch einen synchronen Kanal an das Archivierungsprogramm sowie durch einen asynchronen Kanal an ein Analyseprogramm
- Starten der
 - Initialisierungssoftware
 - Auslesesoftware nach jedem Interrupt
- Anhalten und Fortsetzen der Datenerfassung
- Beenden der Datenerfassung mit Aufruf einer Stop-Software

4.1.4. Datenarchivierung und -analyse auf dem Frontend

Zur Archivierung der Daten steht das Programm *archive* zur Verfügung, das die Daten vom synchronen Kanal des Experiment-Treibers erhält und über das Ethernet unter Ausnutzung des TCP/IP Internet Protokolls an die zweite Komponente der Datenerfassung, die Workstation, transferiert. Zusätzlich besteht die Möglichkeit die Daten auch auf lokale Informationsträger zu speichern, um z.B. bei Detektortests unabhängig von anderen Rechnern und Netzwerken zu sein. Aus diesem Grund kann der Benutzer über den asynchronen Kanal des Experiment-Treibers die Daten an ein Auswerteprogramm übergeben. Dadurch ist eine Analyse der Roh-Daten auf dem VMEbus-Rechner während der Testmessung möglich. Durch einen Wechsel des Auswerteprogramms vom asynchronen direkt zum synchronen Kanal kann unter Verzicht der Archivierung auch jedes Ereignis analysiert werden.

Eine komplette Datenerfassung auf einem VMEbus-Rechner ist jedoch unter dem Gesichtspunkt der maximalen Ereignisrate ungünstig, da die Leistungsfähigkeit einer Workstation deutlich über der eines VMEbus-Rechners liegt. Daher wurde eine Aufteilung der Datenerfassung in einen Teil der zeitkritischen, reinen Auslese der Experimentelektronik auf einen daraufhin spezialisierten VMEbus-Rechner und in einen Teil der Datenarchivierung und -analyse auf einer Workstation vollzogen. Diese Aufgabenverteilung bewirkt eine Parallelisierung des Gesamtprozesses, was unter der Voraussetzung, daß der Datentransport vom VME-Rechner zur Workstation nicht der Engpaß bei der Erfassung ist, eine höhere Leistungsfähigkeit des Systems ergibt. Zusätzlich kann durch die Verlagerung der Analyse auf eine Workstation die schon dort existierende Software eingesetzt werden, wodurch eine zeitintensive Neuentwicklung unter OS-9 vermieden wird.

4.2. Die Analyse auf der Workstation mit GOOSY

In der Aufbauphase der Experimente an MAMI B stellte sich die Frage, ob ein komplett neues Analysesystem entwickelt, eine Erweiterung des bestehenden Systems der Kollaboration A2 vorangetrieben oder ein existierendes System eines anderen Labors eingebunden werden sollte. Aufgrund der beschränkten Kapazitäten der EDV-Gruppe des Institutes und der Möglichkeit mit der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt zusammenzuarbeiten entschied man sich für die Anpassung des Datenanalysepakets GOOSY⁸ an die Entwicklungen im Institut für Kernphysik, da mit diesem System die geplanten Experimente ohne große Änderungen aufgenommen und analysiert werden konnten. Diese Entscheidung minimierte den Entwicklungsaufwand wie auch den Umstellungsprozeß, da sich aufgrund der umfangreich existierenden Dokumentation [Ess87] jeder Experimentator nahezu eigenständig mit dem System vertraut machen konnte und es bereits zur Testphase der Detektoren zur Verfügung stand. Hinzu kommt, daß zur damaligen Zeit VMS das Standard-Betriebssystem in der Physik war und sich der Benutzer neben OS-9 nicht noch in ein weiteres Betriebssystem einarbeiten mußte. Die Einschränkung, daß GOOSY nur unter VMS betrieben wer-

⁸GSI Online Offline SYstem

den kann, da es fast komplett in PL/I geschrieben ist und eine Vielzahl von VMS-spezifischen Eigenschaften ausnutzt, war somit kein entscheidender Nachteil.

GOOSY ist in mehrere, teilweise unabhängige Prozesse strukturiert, die zu einer klaren Aufgabentrennung führen:

- Der GOOSY Prompter [Ess87] ist die Benutzerschnittstelle zu allen anderen GOOSY Prozessen.
- Der Transport Manager [Ess88] ist der Datentransportprozeß, der die Daten aus Mailboxen sowie Datenfiles lesen und in diese schreiben kann.
- Der Data Base Manager [ER88] ist für das Anlegen, Modifizieren und Löschen der analysierten Spektren zuständig.
- Der GOOSY Display Prozeß [Spr88] stellt die angelegten Spektren graphisch dar.
- Der Analyse Manager wertet die Meßdaten nach einem vom Benutzer geschriebenen Auswerteprogramm aus.

Um GOOSY in das Mainzer Datenerfassungssystem integrieren zu können, mußten Teile des Transport Managers und des Analyse Managers neu geschrieben werden. So wurde an die existierende *Foreign*-Schnittstelle des Transport Managers ein neuer Datenkanal gesetzt, der die Auslese der Daten aus einer VMS-Mailbox, die von dem MECDAS-Ethernet-Server-Prozeß gefüllt wird, ermöglichte.

Die zweite wesentliche Anpassung von GOOSY an MECDAS betraf das Datenformat. Auch hier wurden über die *Foreign*-Schnittstelle die Routinen zum Entpacken der Daten in den Analyse Manager eingebunden. Zusätzlich wurde die Möglichkeit der Generierung neuer Daten im MECDAS-Format aus GOOSY heraus geschaffen, sodaß der Benutzer die Roh-Daten nach Durchlaufen seiner speziellen Analyse-Routine in reduzierter, wie auch geänderter Form neu wegschreiben konnte. Als Beispiel sei die Reduktion der Experimentdaten der Compton-Streuung und der π^0 -Photoproduktion am Wasserstoff genannt, bei welcher der Ausschluß von Ereignissen mit einer im NaJ(T1)-Detektor gemessenen Energie von unter 140 MeV die Datenmenge von 20 Exabytes auf nur noch eines schrumpfen lies.

Durch die rasante Entwicklung auf dem Computersektor traten jedoch die Nachteile der Verwendung von GOOSY deutlicher hervor. Die Bindung an das Betriebssystem VMS verhinderte, daß schnellere bzw. billigere Rechner auf der Basis neuer Prozessoren unter dem Betriebssystem UNIX zum Einsatz kommen konnten. Daher entschied sich die EDV-Gruppe wie die Kollaboration A1 zu einer Weiterentwicklung von MECDAS auf der Basis von VMEbus-Rechnern und UNIX-Workstations. Durch den Einsatz zweier Prozesseinheiten auf dem VMEbus-Rechner, die eine betrieben unter UNIX, die andere ohne Betriebssystem auf welcher nur das Datenausleseprogramm läuft, wurde auch das Betriebssystem OS-9 nicht weiter verwendet und unterstützt. Daher fehlen einige Komponenten im Datenerfassungssystem von A2, hauptsächlich ein Rechnerkommunikationssystem, mit dem die komplette Datenerfassung und Experimentsteuerung von einem Rechner aus bearbeitet werden könnte.

Innerhalb von A2 wird GOOSY derzeit in Mainz, Göttingen, Gießen und Genua eingesetzt.

Die in Planung befindliche Messung der GDH-Summenregel erfordert eine schnell-

lere Datenauslese, welche mit der neuesten CPU-Generation derzeit aufgebaut wird. Durch die gesteigerte Rechenleistung dieser VMEbus-Rechner entfällt die Notwendigkeit eines aufwendigen und kostenintensiven Parallelrechnersystems. Als Betriebssystem kommt *LynxOS* auf den neuen POWER-PC VMEbus-Rechnern zum Einsatz, das aufgrund seiner hohen Kompatibilität zu UNIX eine bessere Integration in das Datenerfassungskonzept mit Frontend-Rechnern und Workstations als OS-9 bietet, insbesondere seitdem auch in der Kollaboration A2 auf den ALPHA-Workstations der Firma DIGITAL das UNIX-Betriebssystem OSF/1 Verwendung findet.

5. Durchführung der Messung

Die Messung der Compton-Streuung am Proton war unterteilt in 4 Meßperioden im Zeitraum von Januar 1992 bis April 1992, in denen sich eine reine Meßzeit von ca. 150 Stunden zur Datenaufnahme aufsummierte. Während der ersten beiden Meßperioden wurde mit dem NaJ(Tl)-Detektor und dem 2π -BaF₂-Array gemessen, danach wurde im 2π -BaF₂-Array durch das Zurückschieben von drei BaF₂-Detektoren ein Loch für die Rückstoßprotonen geschaffen, die mit dem TRAJAN-Detektor [Hü96] nachgewiesen wurden.

Der Elektronenstrahl von MAMI B traf auf einen 4 μm dicken Nickel-Radiator, in dem über den Prozeß der Bremsstrahlung ein Teil der Elektronen abgebremst und dabei die Bremsstrahlungspotonen erzeugt wurden. Die abgebremsten Elektronen wurden danach im Bereich von 55-655 MeV in Intervallen von etwa 2.4 MeV im Tagger nachgewiesen. Der Elektronenstrom wurde derart eingestellt, daß der Leiterkanal mit der niedrigsten zugeordneten Photonenenergie von 200 MeV etwa $5 \cdot 10^5$ Elektronen/sec zählte.

Die Bremsstrahlungspotonen wurden durch einen Kollimator hinter dem Austrittsfenster des Taggers in der ersten Meßperiode auf den charakteristischen Winkel (0.6 mrad) und in den folgenden Messungen auf 0.74 mrad begrenzt. Dies entspricht einer Markierungseffizienz von 50% bzw. 61%, wodurch sich ein totaler markierter Photonenfluß auf das Flüssigwasserstoff-Target von $3 \cdot 10^7$ Photonen/sec ergab.

Ein Ereignis wurde aufgenommen, wenn ein Teilchen im NaJ(Tl)-Detektor eine Energie von größer als 20 MeV deponierte, und die Zeitdifferenz zwischen dem Auftreffen dieses Teilchens in den NaJ(Tl)-Detektor und dem Nachweis eines abgebremsten Elektrons auf der Elektronenleiter kleiner als 40 ns war.

Der vor dem NaJ(Tl)-Detektor angebrachte Vetodetektor für geladene Teilchen wurde bei jedem Ereignis ausgelesen, diente aber aufgrund der geringen Rate des NaJ(Tl)-Detektors von etwa 50 Hz nicht als Entscheidungskriterium dafür, ob das Ereignis aufgenommen wurde oder nicht.

Während der Messung wurde die Lage des Elektronenstrahls auf dem Radiator durch eine CCD-Kamera, die auf einen Szintillator gerichtet war, auf den die Bremsstrahlungspotonen trafen, überwacht. Desweiteren wurde als Strahlmonitorhistogramm das Verhältnis zwischen der Ionisationskammer am Ende des Photonenstrahls und der Summenzählrate der Elektronenleiterkanäle aufgetragen.

6. Auswertung der Daten

Zur Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Compton-Streuung am Proton

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_{\text{Compton}}}{N_\gamma N_T \Delta\Omega_{\text{eff}}} \quad \text{mit} \quad N_\gamma = N_e \cdot \eta_{\text{tag}}$$

muß aus der Messung, neben der Anzahl der gestreuten Photonen N_{Compton} , der einlaufende Photonenfluß N_γ , die Anzahl der Protonen im Target N_T und der Raumwinkel des NaJ(Tl)-Detektorsystems $\Delta\Omega_{\text{eff}}$ bestimmt werden.

6.1. Die Bestimmung des Photonenfusses

Wie in Kapitel 3.2 beschrieben ist, wird der Photonenstrahl durch den Prozeß der Bremsstrahlung von Elektronen in einem Radiator erzeugt. Die Photonenmarkierungsanlage der Kollaboration A2 ermöglicht über die Elektronendetektoren die Zuordnung einer Energie zu jedem markierten Photon ($E_\gamma = E_o - E_e$). Dabei wird durch die Zähler der Elektronenleiter jedes markierte Photon registriert. In Abb. 33 sind zwei Zählerinhalte der Elektronenleiter des Taggers gegen die Photonenenergie aufgetragen. Das dunkler schattierte Histogramm zeigt den gesamten durch den Tagger abgedeck-

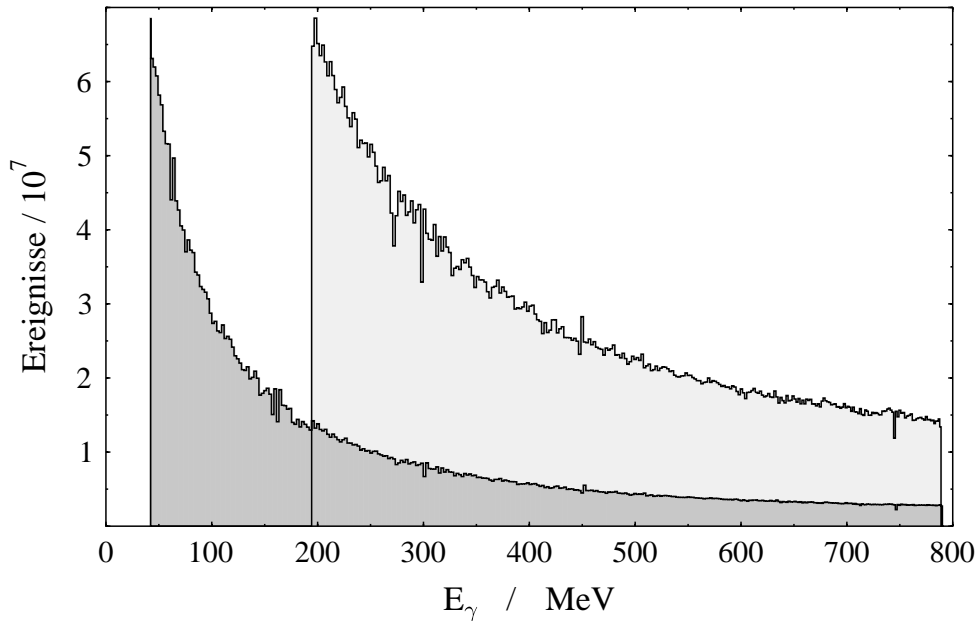


Abb. 33: Tagger-Zähler - Spektrum

ten Photonenenergiebereich sowie den charakteristischen $1/E_\gamma$ Kurvenverlauf.

Die Zählrate der einzelnen Elektronendetektoren ist limitiert durch die Photomultiplier. Um eine ausreichende Lebensdauer zu gewährleisten, wurde die Zählrate des am häufigsten getroffenen Detektors über den Elektronenstrahlstrom auf unter 1 MHz eingestellt. Da die Messung der Compton-Streuung am Proton neue Ergebnisse im Bereich der Δ -Resonanz in einem vertretbaren Strahlzeitaufwand erzielen sollte, wurde

der untere Teil der Elektronenleiter abgeschaltet, was zu dem heller schattierten Spektrum führte. Man erkennt deutlich die erzielte Erhöhung von Ereignissen ab einer Photonenenergie von 200 MeV.

Um aus der Elektronenzählrate auf den Photonenfluß zu schließen, muß die Markierungseffizienz η ermittelt werden. Dies ist das Verhältnis aus der Zahl der getaggtten Photonen, die das Target treffen, und der freien, mit den Detektoren der Photonenmarkierungsanlage bestimmten Elektronenzahl:

$$\eta = \frac{N_\gamma}{N_e}.$$

Gemessen wurde dieses Verhältnis durch einen total absorbierenden Bleiglasdetektor im direkten Photonenstrahl in Koinzidenz mit der Elektronenleiter. Ein resultierendes Spektrum ist in Abb. 34 gezeigt.

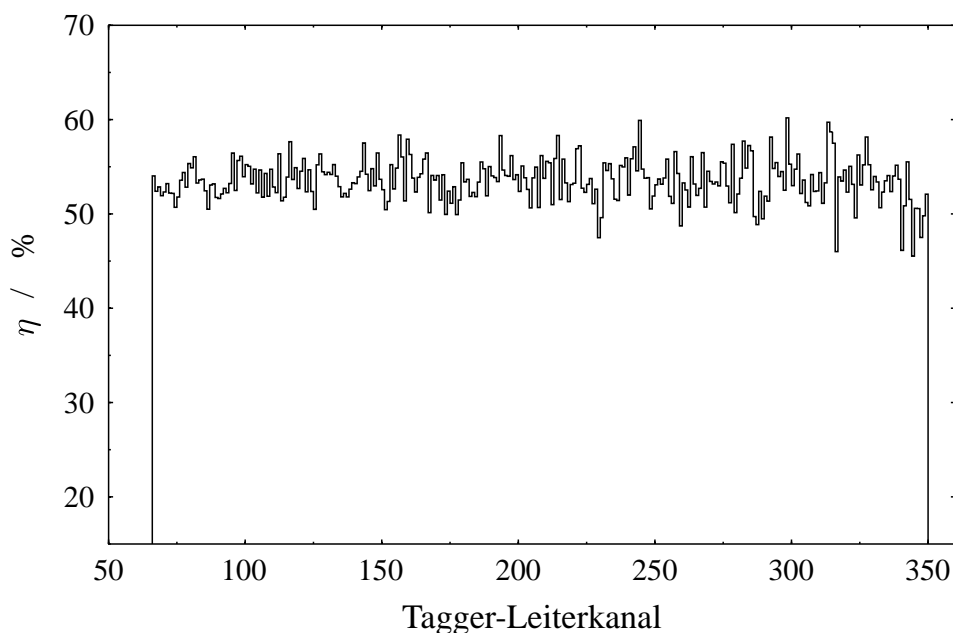


Abb. 34: Die Markierungseffizienz η bei einer Kollimation auf $1.2 \theta_c$.

Der Wert von etwas über 50% für die Markierungseffizienz ergibt sich aus einer Kollimation des Photonenstrahls, bei der nur Photonen innerhalb des 1.2-fachen charakteristischen Winkels von $\theta_c = m_e/E_o = 0.6$ mrad das Tagger-Austrittsfenster passieren und auf das Target treffen können.

Die Messung der Markierungseffizienz mit Hilfe des Bleiglasdetektors kann nicht parallel zur eigentlichen Messung der Compton-Streuung durchgeführt werden, da der Bleiglasdetektor im direkten Photonenstrahl stehen muß. Daher wurden über die gesamte Meßperiode verteilt einzelne Markierungseffizienzmessungen bei niedrigem Elektronenstrom durchgeführt.

Zur Überwachung des Photonenflusses während der Messung diente als Sekundärstandard eine Ionisationskammer vom Typ P2, die am Ende der Experimentier-

halle im direkten Photonenstrahl stand und deren Zählrate proportional dem Energiefluß war. Normiert auf die Messungen mit dem Bleiglasdetektor ergibt sich für zwei Meßperioden der in Abb. 35 dargestellte zeitliche Verlauf der Markierungseffizienz. Die erste Meßperiode war eine der ersten Messungen an dem neuen Beschleuniger

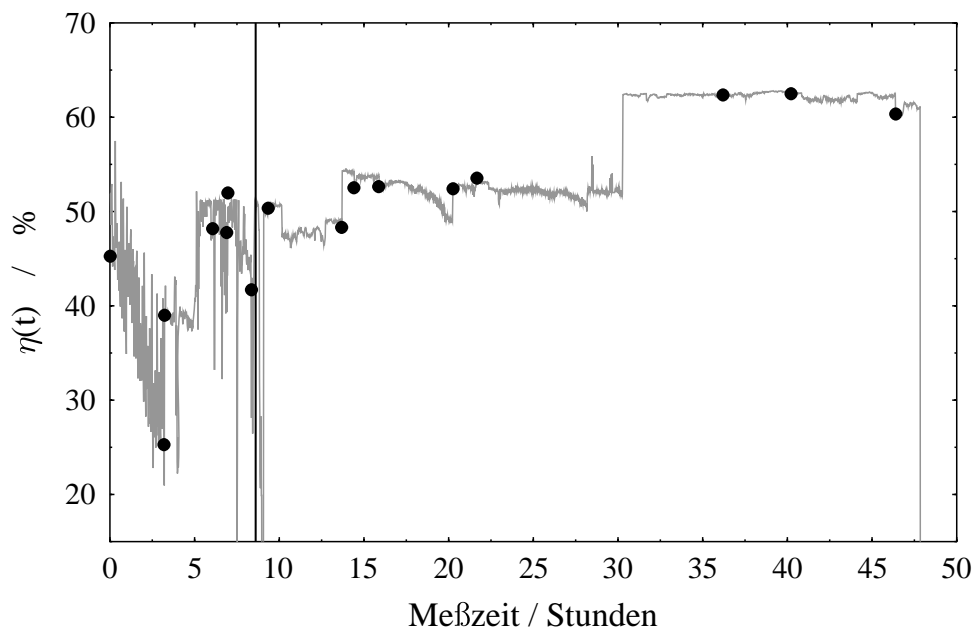


Abb. 35: Die mittlere Markierungseffizienz η ermittelt aus der P2 und der Summe der Tagger-Zähler aufgetragen gegen die Meßzeit. Als Punkte sind einzelne Messungen zur Markierungseffizienz mit einem Bleiglas als total absorbierenden Photonendetektor im direkten Strahl eingezeichnet. Ausgewertet wurden die Meßdaten ab etwa der achten Stunde.

MAMI B und bestand aus etwa 30 Stunden, in denen Daten aufgenommen werden konnten. Man erkennt die zahlreichen Schwankungen in der Markierungseffizienz, die durch eine unruhige Lage des Elektronenstrahls auf dem Radiator hervorgerufen wurden.

Die zweite Meßperiode, eingetragen ab der 30. Stunde, begann zwei Wochen nach der ersten Strahlzeit. Die relative Verbesserung wie auch die absolute Qualität des Elektronenstrahls ist deutlich zu erkennen. Der Sprung der Markierungseffizienz von etwa 50% auf knapp über 60% ist in der Verwendung eines größeren Photonenkollimators im Tagger-Austrittsfenster und nicht in einer besseren Strahlqualität begründet.

Der Photonenfluß pro Leiterkanal ergibt sich aus dem Produkt der mittleren Markierungseffizienz $\bar{\eta}$ und der Elektronenzahl N_e , gewichtet mit der Abweichung der Markierungseffizienz ω dieses Kanals vom Mittelwert, wobei über die einzelnen, alle 5000 Ereignisse erfaßten Zählerstände summiert wird:

$$N_{\gamma}^{Kanal} = \sum_i N_e^{Kanal}(i) \cdot \bar{\eta}(i) \cdot \omega^{Kanal}(i).$$

6.2. Das Flüssigwasserstoff-Target

Entscheidend für die Durchführbarkeit eines Experiments ist die erzielbare Luminosität, d.h. das Produkt aus Strahlstrom und Massenbelegung des Targets, sowie das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis. Der Strahlstrom ist bei Experimenten mit Photonen bekannter Energie durch die Photonenmarkierungsanlage begrenzt (s. Kap. 3.2). Die 352 Detektoren des Taggers der Kollaboration A2 mit einer maximalen Rate von etwa 1 MHz für den am häufigsten getroffenen Detektor ergeben einen maximalen Photonenfluß von insgesamt $10^8/s$ im gesamten markierten Bereich. Der Wirkungsquerschnitt für die Compton-Streuung am Proton ist im Bereich der Δ -Resonanz etwa 200 nbarn. Bei einem Raumwinkel des NaJ(Tl)-Detektors von 30 msr (s. Kap. 6.3) und einer Ereignisrate von etwa einem Hz ergibt sich für die erforderliche Massenbelegung eine Größenordnung von 10^{24} Teilchen/cm². Diese hohe Massenbelegung in Verbindung mit einem geringen Untergrund zur Compton-Streuung am Proton durch Beiträge von anderen Kernen erforderte die Verwendung eines Targets aus flüssigem Wasserstoff.

Im Rahmen der Diplomarbeit von F. Härter [Hä91] wurde ein Flüssigwasserstoff-Target-System für dieses Experiment aufgebaut. Im Kern besteht das System aus einer 10 cm langen und 3 cm dicken Targetzelle, die zur Verminderung von Untergrund komplett aus dünner Kaptonfolie aufgebaut ist. Die Zelle befindet sich zentral in der BaF₂-Halbkugel im Vakuum der Streukammer.

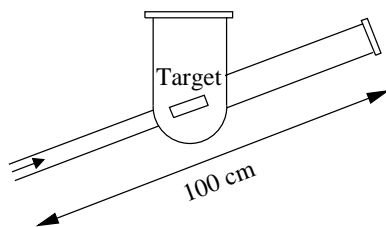


Abb. 36: Die Streukammer.

Diese Streukammer wurde aus kohlefaserverstärktem Kunststoff hergestellt, was gegenüber Aluminium durch die kleinere Kernladungszahl und die geringere Wandstärke bei gleicher Festigkeit zu kleineren Absorptionsverlusten von Photonen und geringeren Energieverlusten der Rückstoßprotonen führt. Die Anordnung der BaF₂-Detektoren sowie der geringe Abstand zum gegenüberstehenden NaJ(Tl)-Detektor aufgrund des notwendigen großen Raumwinkels bedingten eine Zylinderform mit einer Halbkugel am unteren Ende (s. Abb. 36).

Oberhalb der Streukammer und der Detektoren befindet sich der Kaltkopf. Das Kältesystem besteht aus einer Kompressoreinheit und dem Kaltkopf mit Wärmetauscher zur Kühlung des Wasserstoffs.

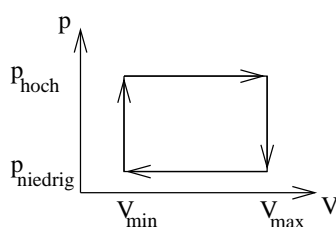


Abb. 37: Das PV-Diagramm.

Kompressor und Kaltkopf arbeiten in einem geschlossenen Helium-Kreislauf nach dem Gifford-McMahon-Prinzip. Dabei wird das Arbeitsgas im Kompressor bei einer Temperatur von etwa 20°C auf 22 bar verdichtet. In einem Zylinder bewegt sich ein Verdrängerkolben, der zusammen mit einem Regenerator das Heliumgas in einen Teil mit einer Temperatur von 20°C und einen mit einer tieferen Temperatur (20 K) trennt. Ein Arbeitszyklus der Kältemaschine besteht aus einer Druckerhöhung bei minimalem Expansionsvolumen, einer anschließenden Volumenvergrößerung durch den Verdrängerkolben, einer Druckerniedrigung und ei-

Diese Streukammer wurde aus kohlefaserverstärktem Kunststoff hergestellt, was gegenüber Aluminium durch die kleinere Kernladungszahl und die geringere Wandstärke bei gleicher Festigkeit zu kleineren Absorptionsverlusten von Photonen und geringeren Energieverlusten der Rückstoßprotonen führt. Die Anordnung der BaF₂-Detektoren sowie der geringe Abstand zum gegenüberstehenden NaJ(Tl)-Detektor aufgrund des notwendigen großen Raumwinkels bedingten eine Zylinderform mit einer Halbkugel am unteren Ende (s. Abb. 36).

Kompressor und Kaltkopf arbeiten in einem geschlossenen Helium-Kreislauf nach dem Gifford-McMahon-Prinzip. Dabei wird das Arbeitsgas im Kompressor bei einer Temperatur von etwa 20°C auf 22 bar verdichtet. In einem Zylinder bewegt sich ein Verdrängerkolben, der zusammen mit einem Regenerator das Heliumgas in einen Teil mit einer Temperatur von 20°C und einen mit einer tieferen Temperatur (20 K) trennt. Ein Arbeitszyklus der Kältemaschine besteht aus einer Druckerhöhung bei minimalem Expansionsvolumen, einer anschließenden Volumenvergrößerung durch den Verdrängerkolben, einer Druckerniedrigung und ei-

ner abschließenden Volumenverkleinerung. Daraus resultiert eine Wärmemenge

$$Q = (V_{max} - V_{min}) \cdot (p_{hoch} - p_{niedrig}),$$

die über den Kaltkopf dem Wasserstoffgas entzogen wird. Die gleiche Energiemenge wird dem anderen Teil des Arbeitsgases bei hoher Temperatur durch den entgegengesetzten Umlauf im pV-Diagramm zugeführt. Diese Wärme wird jedoch im Kompressor durch einen weiteren Wärmetauscher an die Umgebung abgegeben, sodaß sich insgesamt die Entropie wie die zugeführte Energie nicht ändert, dem Wasserstoffgas jedoch die Wärmemenge Q entzogen wird.

Um die Dichte und damit die Massenbelegung des Wasserstofftargets konstant zu halten, ist um den Wärmetauscher eine Heizspirale angebracht. Durch Regelung des Heizstromes wird die Kälteleistung des Kaltkopfes variiert, wodurch der Dampfdruck über der Targetflüssigkeit konstant gehalten werden kann. Über den Dampfdruck p läßt sich mit der integrierten Form der Clausius-Clapeyron-Gleichung

$$\ln p = -\frac{Q/R}{T} + konst.$$

(R =allg. Gaskonstante) die Temperatur T der Flüssigkeit bestimmen, aus der dann die Dichte ermittelt wird.

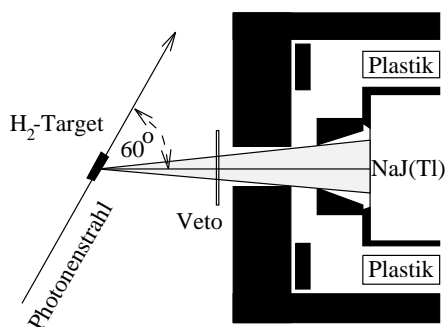
Bei einer Temperatur von 20 K muß die Schwankung der Dichte durch Blasenbildungen berücksichtigt werden. Die Berechnung sowie die experimentelle Bestimmung dieser Dichteschwankungen ergaben einen vernachlässigbaren Wert von 0.01%. Der dominierende Fehler in der Dichtebestimmung resultiert aus der Meßungenauigkeit bei der Bestimmung des Dampfdruckes, sodaß die Dichte des flüssigen Wasserstoffs zu $\rho = (0.0708 \pm 0.0007) \text{ g/cm}^3$ ermittelt wurde. Für die Protonen im Flüssigwasserstofftarget folgt daher mit

N_A	=	$6.023 \cdot 10^{23}$	Avogadrozahl, Teilchen pro mol,
ρ	=	$(0.0708 \pm 0.0007) \text{ g/cm}^3$	Dichte des Targetmaterials,
d	=	$(10 \pm 0.1) \text{ cm}$	Länge des Targets,
A	=	1.008 g/mol	Molare Masse des Targets,

die folgende Anzahl:

$$N_{Proton} = \frac{N_A \cdot \rho \cdot d}{A} = (4.26 \pm 0.08) \cdot 10^{23} / \text{cm}^2.$$

6.3. Der effektive Raumwinkel des CATS-Detektors



Der effektive Raumwinkel des CATS-Detektors für die Messung der Compton-Streuung am Proton ist bei der Verwendung der BaF_2 -Detektoren als Photonenveto durch die Kollimation am Eintritt zum $\text{NaJ}(\text{Tl})$ -Spektrometer gegeben. Er wurde berechnet, indem über die Targetausdehnung unter Berücksichtigung des markierten Bremsstrahlungswirkungsquerschnittes und der Photonabsorption im Target gemittelt wurde [Kra92]. Desweiteren bestimmte die keilförmige Geometrie

des Kollimators vor dem $\text{NaJ}(\text{Tl})$ -Detektor, welche die Absorptionsfähigkeit nicht sprunghaft, sondern stetig von Null ansteigen läßt, den effektiven Öffnungswinkel. Im Photonenenergiebereich von 50 – 800 MeV ergibt sich eine geringe Variation des effektiven Raumwinkels von 30.7 – 30.47 mrad. Der Vergleich zum geometrischen Raumwinkel Ω_{NaJ} ⁹ von 29.95 mrad zeigt die geringe Vergrößerung durch das ausge dehnte Target und den effektiven Kollimatoröffnungswinkel.

Aufgrund der Möglichkeit der Teilchendiskrimination durch die BaF_2 -Detektoren kann das BaF_2 -Array als Photonenveto und Protonendetektor eingesetzt werden. Die Koinzidenz zwischen dem elastisch gestreuten Photon im $\text{NaJ}(\text{Tl})$ -Detektor und dem Rückstoßproton im BaF_2 -Array bei gleichzeitiger Antikoinzidenz zwischen dem $\text{NaJ}(\text{Tl})$ -Detektor-Signal und einem möglichen Photonensignal im 2π - BaF_2 -Array bewirkt eine Reduzierung des effektiven Raumwinkels des CATS-Detektors.

6.4. Die Anzahl der gestreuten Photonen

Die elastisch gestreuten Photonen wurden mit dem $\text{NaJ}(\text{Tl})$ -Detektor nachgewiesen. Dabei führten alle Teilchen, die mehr als 20 MeV im Detektor deponierten, zu einem registrierten Ereignis, wenn auf der Elektronenleiter ein Elektron innerhalb des Koinzidenzfensters von 80 ns gefunden wurde. Aufgrund der maximal eingestellten Rate in der Elektronenleiter finden sich innerhalb dieser Zeit oft mehrere Elektronen. Die Verteilung der Elektronentreffer pro Ereignis ist in Abb. 38 dargestellt. Das dunkel unterlegte Histogramm zeigt, daß während der Messung im Mittel 10 Leiterdetektoren bei einem Ereignis im $\text{NaJ}(\text{Tl})$ -Detektor getroffen wurden. Bei der Auswertung müssen diese verschiedenen Treffer zunächst als unabhängig voneinander betrachtet werden. Das hell unterlegte Histogramm wurde unter der Bedingung aufgebaut, daß die im $\text{NaJ}(\text{Tl})$ -Detektor deponierte Energie in einem Intervall von ± 50 MeV um die aus der Compton-Formel ermittelte Energie für das gestreute Photon liegt. Man erkennt deutlich die Verringerung der Multiplizität auf der Elektronenleiter aufgrund der Eingrenzung der Ereignisse durch die Compton-Kinematik.

Zu jedem Ereignis im $\text{NaJ}(\text{Tl})$ -Detektor wurde die Zeitdifferenz zwischen diesem und dem Auftreffen der Elektronen auf der Leiter gemessen. Trägt man die Anzahl

⁹Der Abstand des Wasserstofftargets zum Detektor betrug 70.41 cm und der Durchmesser des Kollimators vor dem $\text{NaJ}(\text{Tl})$ -Detektor 13.8 cm.

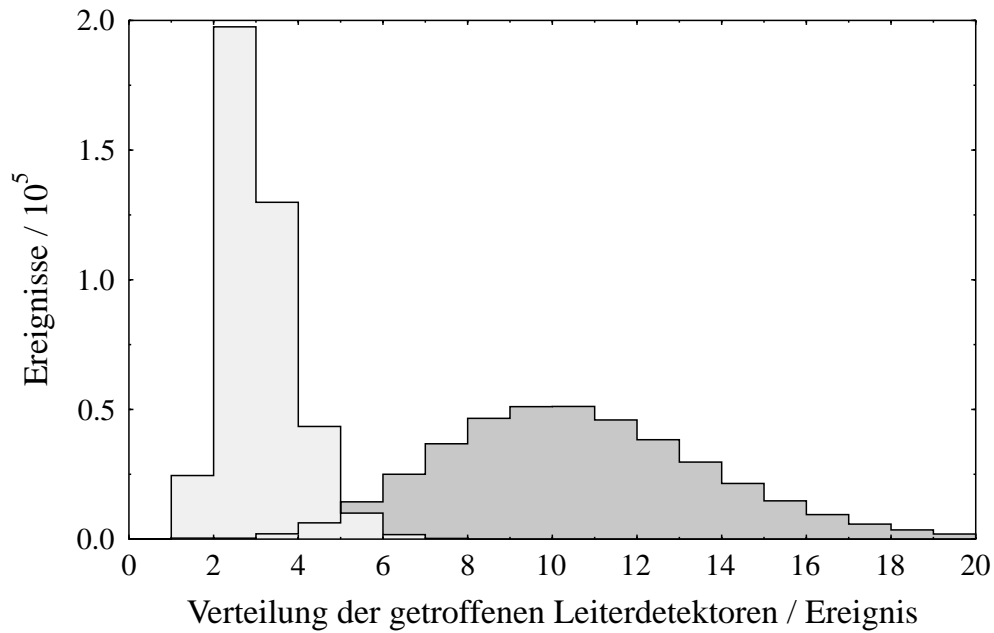


Abb. 38: Multiplizität der Treffer auf der Taggerleiter ohne und mit der Bedingung, daß die gemessene Energie im NaJ(Tl)-Detektor im Bereich von ± 50 MeV der berechneten Energie des elastisch gestreuten Photons liegt.

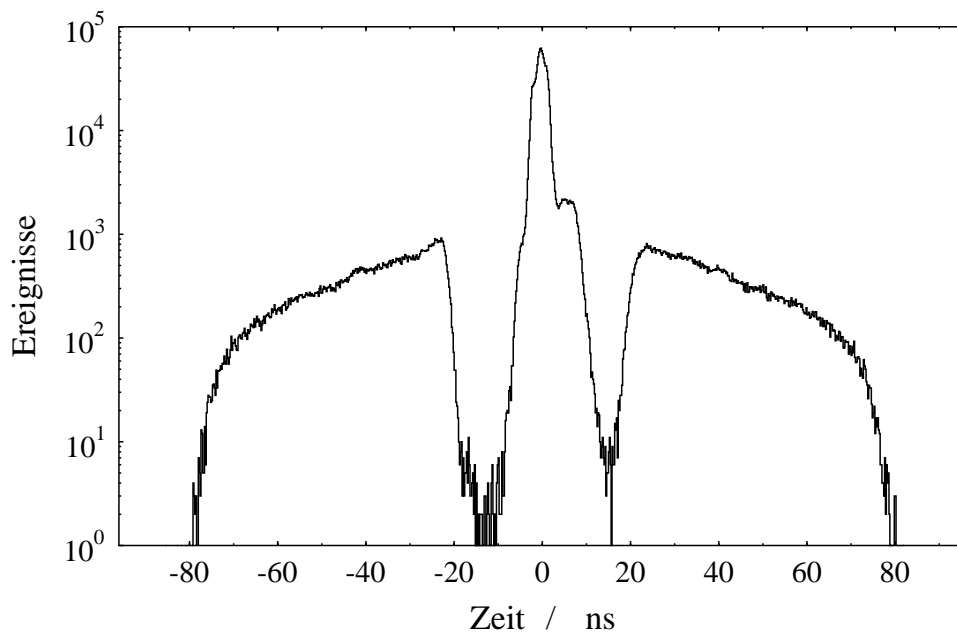


Abb. 39: Das Zeitspektrum benachbarter Leitertreffer. Vor und nach dem korrelierten Peak werden aufgrund von Totzeiteffekten in den Plastikdetektoren der Leiter in einem Bereich von $\Delta t \sim 15$ ns kaum zufällige Koinzidenzen nachgewiesen.

der Ereignisse mit zwei getroffenen und aneinandergrenzenden Leiterdetektoren gegen deren Zeitdifferenz auf, so ergibt sich Abb. 39. Man erkennt zum einen das 80 ns breite Konizidenzfenster zwischen der Elektronenleiter und dem NaJ(Tl)-Detektor, und zum anderen einen Peak um Null. Die Ursache für diesen Peak liegt in der geometrischen Überschneidung benachbarter Kanäle, sowie einer möglichen Streuung des Elektrons in den benachbarten Leiterdetektor.

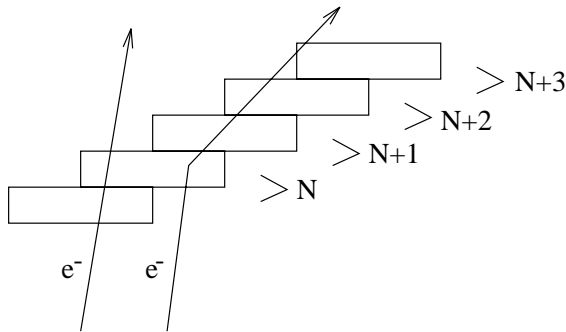


Abb. 40: Zwei Leitertreffer.

In beiden Fällen gehört zu den benachbarten Leitertreffern nur ein abgebremstes Elektron, wodurch die beiden Treffer nicht als unabhängig voneinander betrachtet werden können, sondern nur derjenige mit der kleineren Elektronenergie gezählt werden darf (s. Abb. 40). Die stromunabhängige Korrektur der benachbarten Mehrfachtreffer auf der Leiter reduziert die Anzahl der Leitertreffer um $\sim 9\%$.

Um die Ereignisse aus der Compton-Streuung vom Untergrund trennen zu können, wird als erstes das Zeitspektrum für alle Leiterdetektoren aufgebaut. Gestartet wurden die TDCs von den jeweiligen Elektronendetektoren der Leiter. Das Stoppsignal für die Leiter TDCs war das Signal vom Core des NaJ(Tl)-Detektors. Nach einer zeitlichen Korrektur für die 284 Leiterdetek-

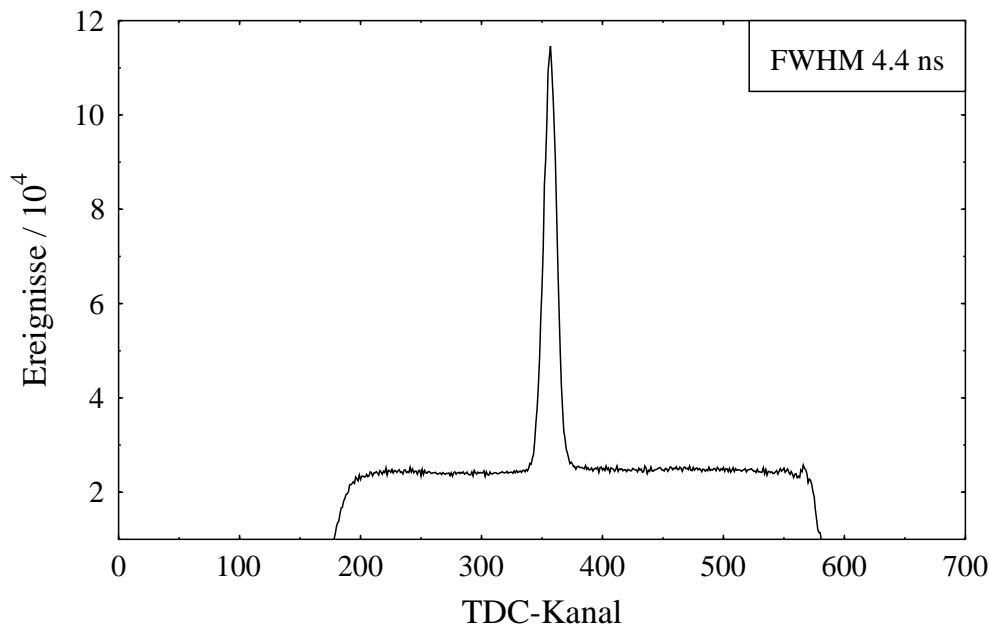


Abb. 41: “Leitersummen-TDC”. Aufgetragen sind alle Zeitdifferenzen zwischen den Startsignalen aus der Elektronendetektorleiter der Photonenmarkierungsanlage und dem Stoppsignal durch den NaJ(Tl)-Detektor (Ein Kanal entspricht 200 ps).

toren aufgrund unterschiedlicher Kabellängen ergibt sich ein “Leitersummen-TDC”,

der in Abb. 41 dargestellt ist. Auf einem Untergrund, der die Breite des Koinzidenzfensters von 80 ns hat, ist mit einer Halbwertsbreite von 4.4 ns deutlich ein korreliertes Signal zu erkennen.

Trotz der Verwendung eines Diskriminators für den Core, der nach dem Prinzip der konstanten Anteile arbeitete (CFD), zeigte sich eine Abhängigkeit des Zeitsignals von der Amplitude des Cores, wodurch dieser breite Zeitpeak zustande kam [Sch94].

Durch eine amplitudenabhängige Korrektur des Stoppsignals des NaJ(Tl)-Cores konnte die Zeitauflösung des NaJ(Tl)-Detektors auf eine Halbwertsbreite von 1.4 ns verbessert werden (s. Abb. 42).

Die Signale der 61 BaF₂-Detektoren wurden getrennt, vom Signal des NaJ(Tl)-Cores gestarteten TDCs als Stoppsignal zugeführt. Um auch hier eine Trennung der korrelierten Ereignisse vom Untergrund vornehmen zu können, wurde zunächst der "Summen-TDC" für alle 61 Detektoren aufgebaut. Neben der Korrektur der unterschiedlichen Laufzeiten der einzelnen Detektoren mußte auch hier eine Amplitudenkorrektur vorgenommen werden, wodurch sich die Zeitauflösung von 5 ns FWHM auf 1 ns verbesserte (s. Abb. 43, ein Kanal entspricht 34 ps).

Aus der Abbildung wird deutlich, daß zwischen dem NaJ(Tl)-Spektrometer und den BaF₂-Detektoren praktisch keine zufälligen Koinzidenzen auftraten.

Im 2 π -BaF₂-Array können Rückstoßprotonen aus der Compton-Streuung bzw. aus der π^0 -Photoproduktion, sowie Photonen aus dem π^0 -Zerfall der π^0 -Photoproduktion nachgewiesen werden. Die Analogsignale aus den BaF₂-Detektoren wurden in speziellen QDCs mit zwei verschiedenen langen Integrationszeiten analysiert. Die unterschiedliche Lichtausbeute der beiden Komponenten des Szintillationslichtes der BaF₂-Kristalle für Teilchen mit verschiedener spezifischer Ionisation ermöglichte die Trennung von Photonen und Protonen. Am Beispiel eines BaF₂-Detektors, der von Protonen und Photonen getroffen wurde, läßt sich die Separation mit Hilfe der Pulsformanalyse, bei der die lange gegen die kurze Lichtkomponente aufgetragen wird, zeigen (s. Abb. 25 in Kap. 3.5). In Gebieten unklarer Aufspaltung wurde die Trennlinie deutlich in den Bereich der Photonen gelegt, um keine Rückstoßprotonen aus der Compton-Streuung zu verwerfen.

Während der Messung konnte, aufgrund der geringen Trigger-Rate durch den

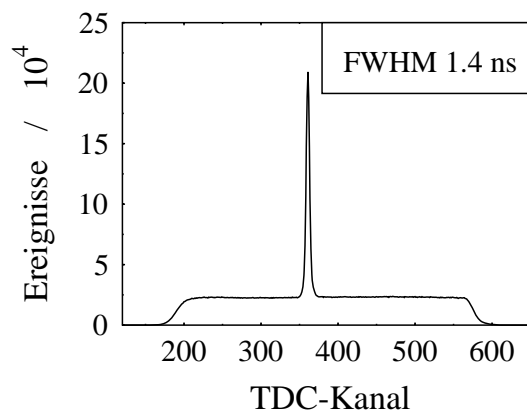


Abb. 42: Korrigierter "Leitersummen-TDC".

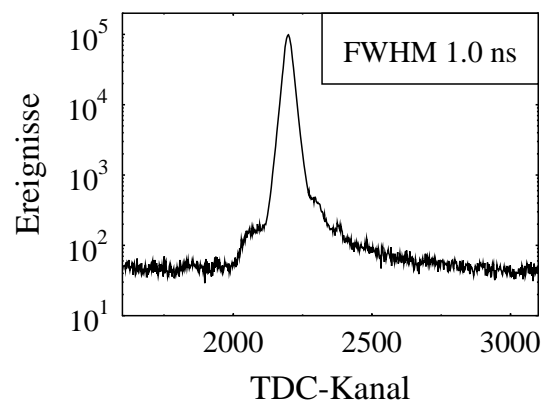


Abb. 43: Summen-TDC der BaF₂-Detektoren.

NaJ(Tl)-Detektor, der Veto-Detektor aus der Triggerbedingung herausgenommen werden. In den Daten befinden sich daher Ereignisse aus der $p(\gamma, \pi^+)n$ -Reaktion, der $p(\gamma, \pi^0)p$ -Reaktion, der Compton-Streuung und zu einem hohen Anteil detektierte Myonen aus der Höhenstrahlung. Zur weiteren Analyse mußte zunächst eine Verringerung der Datenmenge¹⁰ durch eine Unterdrückung dieser Ereignisse gegenüber den Compton-Ereignissen vorgenommen werden.

6.4.1. Die Reduktion der Daten

Die Ereignisse aus der $p(\gamma, \pi^+)n$ -Reaktion konnten durch einen Schnitt auf die mit dem Core des NaJ(Tl)-Detektors korrelierten Ereignisse im Zeitspektrum des Veto-Detektors aussortiert werden. Zur Unterdrückung der Treffer aus der Höhenstrahlung wurde die Information aus den 5 Plastikdetektoren, die um die NaJ(Tl)-Segmente ringförmig angebracht sind, ausgewertet. Die aus der Höhenstrahlung im NaJ(Tl)-Detektor deponierte Energie liegt im Mittel bei 280 MeV. Da insbesondere die Unter-

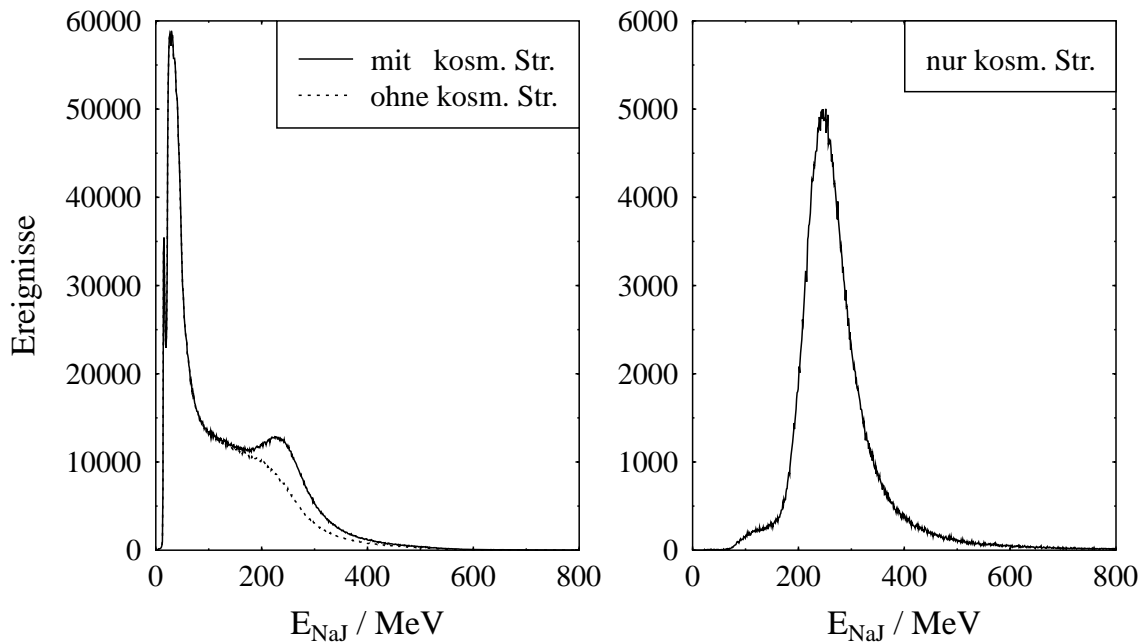


Abb. 44: Die Energieverteilung der mit dem NaJ(Tl)-Detektor gemessenen Photonen ohne und mit Unterdrückung der Höhenstrahlungseignisse. Daneben ist das Spektrum der aus der Höhenstrahlung alleine im NaJ(Tl)-Detektor deponierten Energie dargestellt.

suchung der Compton-Streuung im Bereich der Δ -Resonanz Ziel dieser Arbeit war, wurde zur Identifizierung eines Höhenstrahlungseignisses der diagonale Durchgang durch zwei Plastikdetektoren des Ringes gefordert, wobei in beiden Detektoren eine Energie von mehr als 10 MeV deponiert worden sein mußte. Zusätzlich wurde noch die zeitliche Korrelation zwischen den beiden Treffern in den Plastikdetektoren und dem

¹⁰Es wurden 20 Exabyte-Bänder mit Daten beschrieben.

Core abgefragt. In Abb. 44 ist zum einen die durch den NaJ(Tl)-Detektor gemessene Energie ohne und mit Höhenstrahlungsunterdrückung aufgezeigt und zum anderen die Energiedeposition der Höhenstrahlungsereignisse alleine.

Der Untergrund aus der Höhenstrahlung ist unkorreliert mit den Bremsstrahlungsphotonen. Das läßt sich durch den Aufbau des Zeitspektrums (“Summen-TDC”) für diese Ereignisse belegen (s. Abb. 45). Da kein Koinzidenzpeak erkennbar ist, wurden nur zufällige Ereignisse unterdrückt.

Abschließend konnten alle Ereignisse mit einer im NaJ(Tl)-Detektor gemessenen Energie unterhalb von 100 MeV aussortiert werden, da der markierte Photonenenergiebereich erst bei 200 MeV begann, was zu einer unteren Energiegrenze für die gestreuten Photonen von 175 MeV bei einem Streuwinkel von 50° führte.

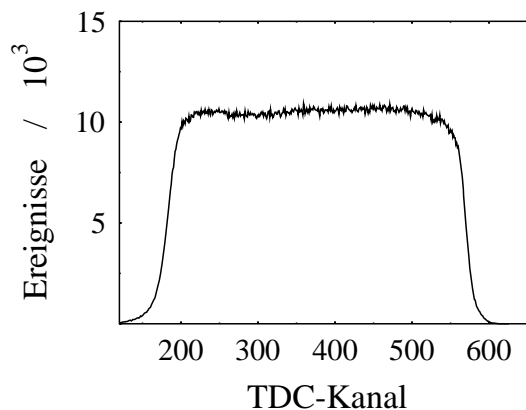


Abb. 45: Zeitspektrum der Höhenstrahlungsereignisse.

6.4.2. Die Analyse der Missing-Energy-Spektren

Die weitere Analyse wurde in drei Gruppen unterteilt:

- Auswertung nur an Hand der Informationen aus dem NaJ(Tl)-Detektor und der Photonenmarkierungsanlage.
- Die Bereiche aus dem 2π -BaF₂-Array, in die aufgrund der Kinematik keine zu den im NaJ(Tl)-Detektor gemessenen elastisch gestreuten Photonen gehörenden Rückstoßprotonen gelangen können, wurden als Antikoinzidenz zur Unterdrückung von Untergrund, vor allem dem korrelierten Untergrund aus der π^0 -Photoproduktion, eingesetzt.
- Mit Hilfe der Pulsformanalyse wurde in den BaF₂-Detektoren, die vom Rückstoßproton aus der Compton-Streuung getroffen werden konnten, eine weitere Unterdrückung von π^0 -Photoproduktionsereignissen erzielt.

Bei der Auswertung unter Hinzunahme der BaF₂-Informationen zur weiteren Untergrundreduktion wurden zunächst nur die zeitlich zum NaJ(Tl)-Detektor korrelierten Treffer analysiert. Danach wurde für alle 61-BaF₂-Detektoren eine Pulsformanalyse durchgeführt, falls die im Detektor deponierte Energie größer als 5 MeV war. Um mögliche Fehler in der Pulsformanalyse bei der Identifikation der Protonen aus der Compton-Streuung zu umgehen, wurde die im 2π -BaF₂-Array deponierte Photonenenergie entsprechend den beiden Bereichen in Abb. 46 unterteilt. Den Ergebnissen aus einer Simulation der Compton-Streuung mit ausgedehntem Target zufolge werden im Energiebereich von 250-500 MeV nur die Detektoren 19,36,37 und 60 von Rückstoßprotonen getroffen. Zur sicheren Trennung des Protonenbereichs wurden zusätzlich noch die diese Detektorengruppe umgebenden BaF₂-Module hinzugenommen. Für den Protonenbereich wie den “Photonenbereich” wurden die Photonenenergien ermittelt.

Bei der Antikoinzidenzauswertung wurde für die Unterdrückung eines Ereignisses zunächst eine Photonenenergie im Photonenbereich größer 10 MeV gefordert. Ein solches Ereignis wurde daraufhin der π° -Photoproduktion zugeordnet.

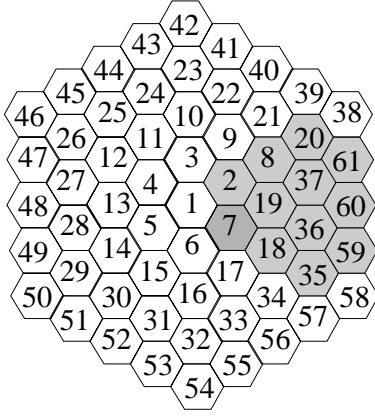


Abb. 46: Der “Photonen”- und Protonenbereich (grau unterlegt).

Aus den beiden Photonenenergien und dem Öffnungswinkel zwischen den Photonen wurde gemäß

$$m_{\pi^\circ} = \sqrt{2E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}(1 - \cos \phi_{\gamma\gamma})}$$

die invariante Masse des π° -Mesons bestimmt (s. Abb. 47). Nach einem Schnitt auf die Masse des neutralen Pions im Bereich von 100-140 MeV wurde dann das Energiedifferenzspektrum aus der berechneten Energie des Pions und aus der gemessenen Energie gebildet (s. Abb. 48). Alle Ereignisse innerhalb von -25 bis 30 MeV um die Sollenergie wurden am Ende in der Antikoinzidenzauswertung verworfen.

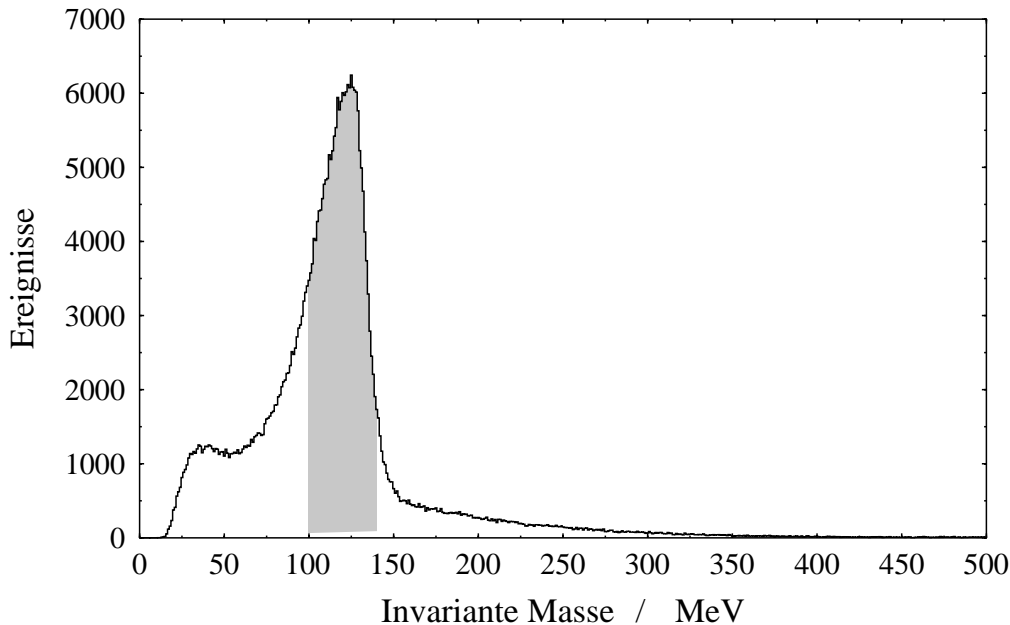


Abb. 47: Das invariante Massenspektrum.

Darüberhinaus wurde bei der Pulsformanalyse die gesamte mit dem 2π -BaF₂-Array gemessene Photonenenergie als Kriterium zur Untergrundunterdrückung herangezogen. Alle Ereignisse, die in der BaF₂-Halbkugel eine größere Photonenenergie als 10 MeV deponierten, wurden aus der weiteren Analyse herausgenommen. Unterhalb von 10 MeV wurde in den BaF₂-Kristallen zuwenig Energie deponiert, um eine klare Teilchenseparation zwischen Photonen und Protonen vornehmen zu können.

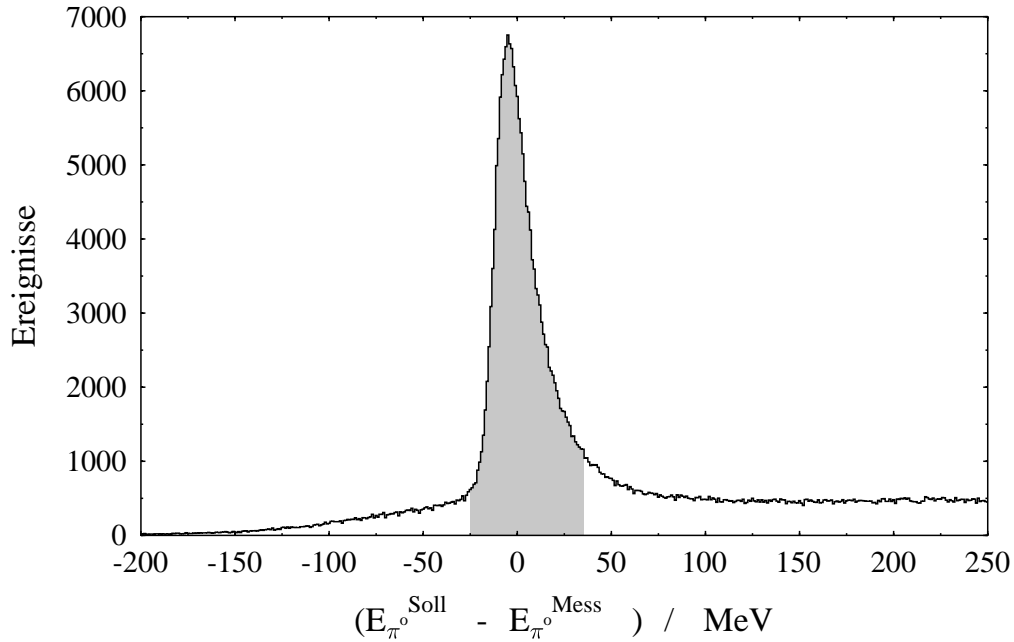


Abb. 48: Die Energiedifferenz aus der berechneten Energie des Pions und des mit dem NaJ(Tl)-Detektor und dem 2π -BaF₂-Array nachgewiesenen π^0 -Mesons unter der Annahme, daß beide Photonen aus dem Zerfall des π^0 -Mesons stammen.

Zur deutlichen Trennung der Ereignisse aus der Compton-Streuung und der π^0 -Photoproduktion ist es von Vorteil mehrere Leiterkanäle zusammenzufassen. Aus diesem Grund werden im folgenden die in den NaJ(Tl)-Detektor gestreuten Photonenzahlen gegen die Differenz der für die elastisch gestreuten Photonen berechneten und der vom NaJ(Tl)-Detektor gemessenen Energie aufgetragen. Das hochenergetische Photon aus dem π^0 -Zerfall hat aufgrund der fehlenden Energie des niederenergetischen zweiten Zerfallsphotons eine größere Energiedifferenz, wodurch eine Trennung dieser beiden Prozesse für jedes Ereignis möglich ist. Abb. 49 zeigt die Energiedifferenzspektren für die drei Analysefälle bei einer Photonenenergie von 280 MeV. Vergleicht man das Differenzspektrum aus der NaJ(Tl)-Analyse mit dem zweiten Auswertefall, bei dem die zusätzliche Vetobedingung im Photonenbereich des 2π -BaF₂-Arrays berücksichtigt war, so zeigt sich keine wesentliche Verbesserung in der Trennung der Comptonereignisse von den π^0 -Photoproduktionsereignissen. Die Ursache liegt in der komplizierten Halbkugelanordnung der BaF₂-Detektoren in Verbindung mit der um etwa einen Faktor 100 größeren Ereignisrate aus der π^0 -Photoproduktion. Werden nur die BaF₂-Detektoren aus der Vetobedingung herausgenommen, die aufgrund der Geometrie und der Kinematik vom Rückstoßproton aus der Compton-Streuung getroffen werden können, so ergibt sich eine deutliche Trennung, da das niederenergetische Zerfallsphoton in einen Kegel um den zentralen BaF₂-Detektor, der hauptsächlich den Photonenbereich überdeckt, emittiert wird. Allerdings werden dadurch etwa 10-15% der Comptonereignisse aufgrund von Rückstoßprotonen, die in benachbarte Detektoren gestreut und dort als Photon identifiziert werden, unterdrückt. Durch die Hinzunahme des in der Antikoinzidenzauswertung nicht berücksichtigten Protonenbereichs

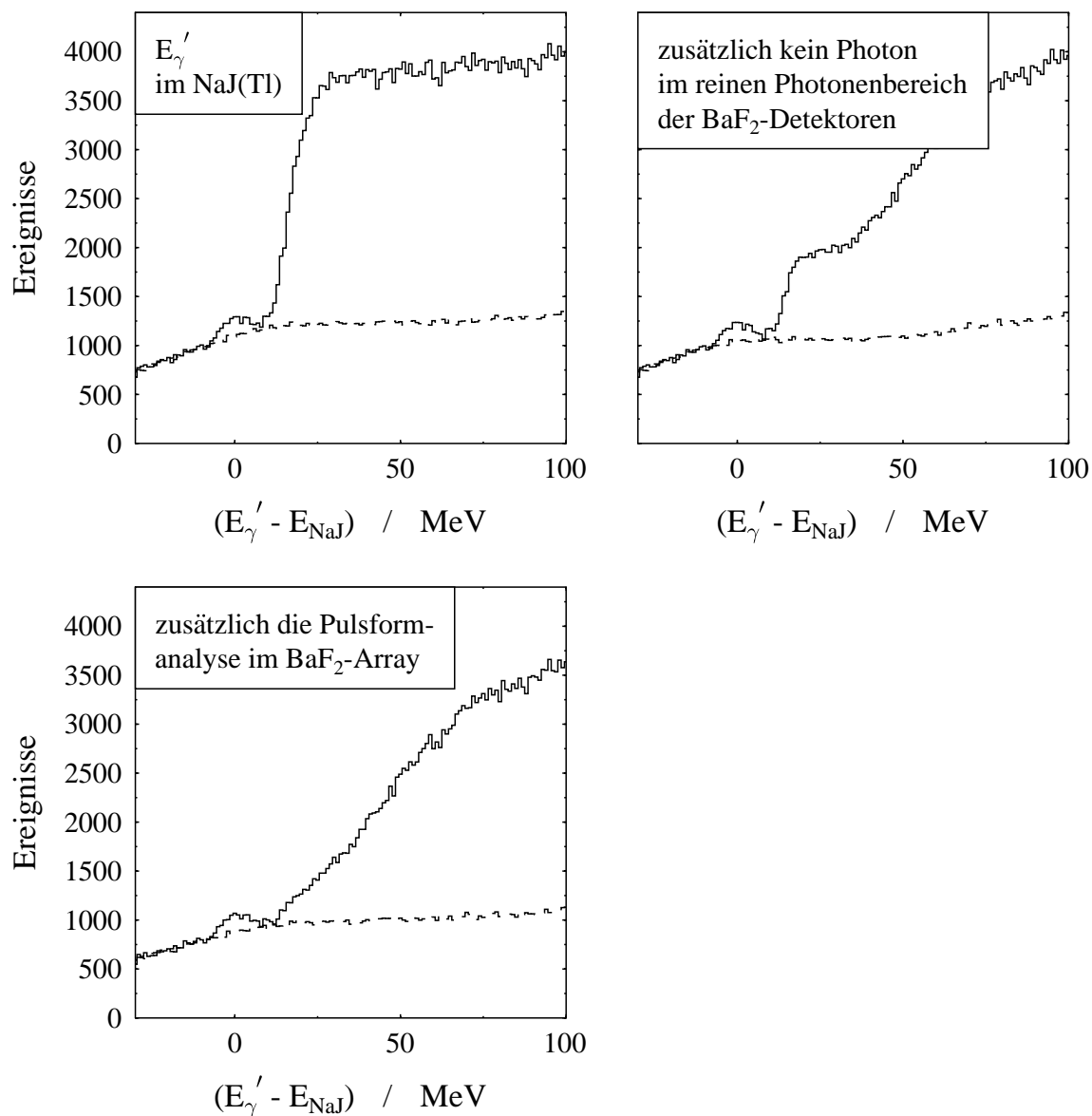


Abb. 49: Die Energiedifferenzspektren des einlaufenden und des gestreuten Photons ermittelt für die drei Analysefälle aus den Ereignissen im TDC-Peak und aus dem Untergrund bei einer Photonenenergie von 280 MeV.

werden nur noch 1 – 3% der Comptonereignisse durch die Antikoinzidenzbedingung aussortiert. Die stark asymmetrisch und nahe dem Comptonpeak liegenden Pionentreffer werden jedoch nicht reduziert.

In Abb. 50 ist das Ergebnis des Untergrundabzuges in Verbindung mit einer Fitfunktion im Bereich des Comptonpeaks dargestellt. Die an die Comptonereignisse angepasste Funktion ist die Faltung der NaJ(Tl)-Antwortfunktion mit der Energieverteilung, die sich aufgrund der Öffnungswinkelverteilung des NaJ(Tl)-Detektors und der Compton-Formel (Gl. 23) ergibt. Freie Parameter sind allein die Peaklage und die Peakhöhe. Der dick gestrichene Linienbereich der Fitfunktion zeigt den jeweiligen

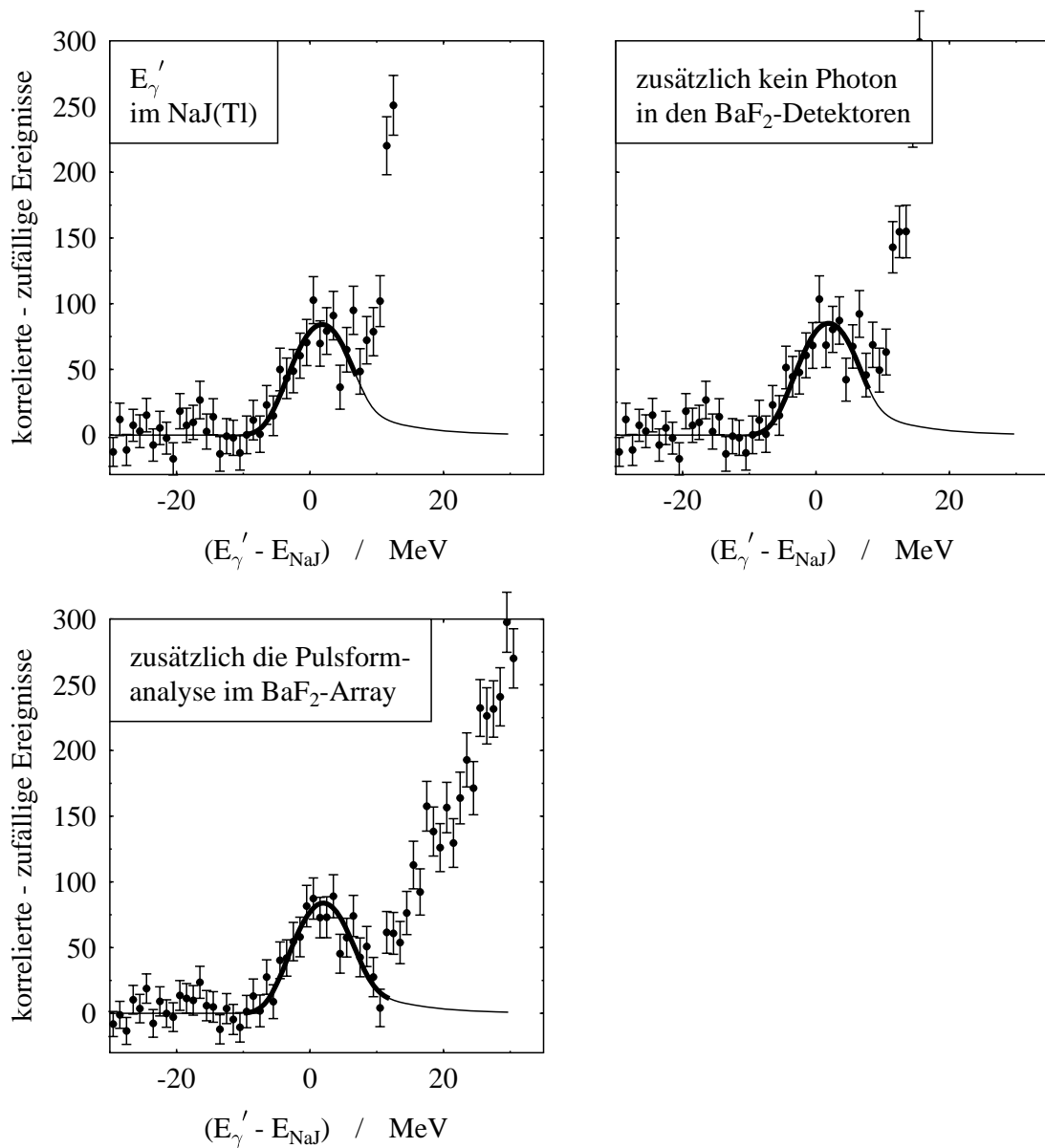


Abb. 50: Die Energiedifferenzspektren für das einlaufende und das gestreute Photon nach dem Untergrundabzug für eine Photonenenergie von 300 MeV.

Anpassungsbereich. Abb. 50 gibt ein Beispiel für den gesamten ausgewerteten Energiebereich. Unterhalb von 300 MeV wird die Trennung der beiden Prozesse immer deutlicher, sodaß mit der alleinigen NaJ(Tl)-Detektor-Auswertung die anderen, insbesondere die Pulsformauswertung, überprüft und korrigiert werden konnten. Oberhalb von 350 MeV ist eine Trennung nur noch mit der Pulsformauswertung möglich.

Für die drei Analysefälle wird im folgenden Kapitel, nach einer Korrektur einzelner Meßgrößen und deren Fehlerbehandlung, der resultierende Wirkungsquerschnitt und daran anschließend das Ergebnis aus der Zusammenfassung aller drei Methoden im Vergleich mit den theoretischen Vorhersagen angegeben.

6.5. Die Korrektur und Fehlerbetrachtung der Meßgrößen

Der Photonenfluß auf das Target wurde über die Elektronenzählrate der Leiterdetektoren und die Photonenmarkierungseffizienz η ermittelt. Aufgrund der Totzeit der Elektronendetektoren von $\tau = 15$ ns (s. Abb. 39) muß die Zahl N_e der registrierten Elektronen nach

$$N_e^c = \frac{N_e}{1 - N_e \tau}$$

flußabhängig angehoben werden. Für den mit der höchsten Rate von 1 MHz zählenden Detektor beträgt die Korrektur 1.5%.

Durch das Auftreten von zufälligen Koinzidenzen zwischen der Elektronenleiter und dem NaJ(Tl)-Detektor wurde ein Teil der echten Koinzidenzen unterdrückt, wenn vor dem korrelierten Ereignis ein zufälliges innerhalb des Koinzidenzfensters erfaßt wurde. Der daraus resultierende Korrekturterm ist gegeben durch die Wahrscheinlichkeit W für den Nachweis eines zufälligen Ereignisses im Zeitbereich zwischen dem Öffnen des Koinzidenzfensters t_o und dem korrelierten Peak t_{peak} :

$$W = \int_{t_o}^{t_{peak}} N_e e^{-N_e t} dt = 1 - e^{-N_e \tau_{peak}} \quad \text{mit} \quad \tau_{peak} = t_{peak} - t_o.$$

Die resultierende Anhebung der korrelierten Treffer N_k ermittelt sich nach

$$N_k^c = N_k + W \cdot N_k = N_k(2 - e^{N_e \tau_{peak}})$$

und beträgt abhängig vom Taggerkanal etwa 2 – 3%.

Die Fenster der Targetzelle des Flüssigwasserstoff-Target-Systems verursachten Beiträge zur Compton-Streuung, die durch Leertargetmessungen bestimmt wurden. Im Gegensatz zur Auswertung der π^0 -Photoproduktion ist es aufgrund der geringen Ereignisanzahl nicht möglich eine energieabhängige Korrektur anzugeben. Es konnte jedoch für den Energiebereich von 200 – 410 MeV ein Leertargetbeitrag von $(3 \pm 3)\%$ ermittelt werden, der mit dem mittleren Leertargetbeitrag zur π^0 -Photoproduktion von 3% übereinstimmt [Sch94].

Der statistische Fehler des differentiellen Wirkungsquerschnitts ermittelt sich aus der Anzahl der einlaufenden Photonen und den nachgewiesenen, elastisch gestreuten Photonen. Da nur der integrale Photonenfluß durch die Ionisationskammer vom Typ P2 und die Elektronenzählrate auf der Seite der Photonenmarkierungsanlage während

der Messung erfaßt werden, ist der statistische Fehler der einlaufenden Photonenzahl bestimmt durch den statistischen Fehler der Markierungseffizienz, der im ausgewerteten Energiebereich 1.5% betrug.

Der Hauptanteil zum statistischen Fehler des differentiellen Wirkungsquerschnitts ist durch die Anzahl der gestreuten Photonen gegeben, deren statistischer Fehler aus dem Fehler für die Peakhöhe der an die elastisch gestreuten Ereignisse im Energiedifferenzspektrum (s. Abb. 50) angefitzten Funktion ermittelt wurde. Überprüft wurde diese Fehlerbestimmung mit dem Ergebnis aus der Aufsummierung aller Ereignisse im Compton-Peak für die Energiebereiche, bei denen eine klare Trennung der Compton-Ereignisse vom Pion-Untergrund dies ermöglichte.

Die Betrachtung des systematischen Fehlers führt zu den folgenden Beiträgen:

1. Die Bestimmung der Anzahl der Protonen im Flüssigwasserstofftarget ergab unter Berücksichtigung von Dichteschwankungen und Meßungenauigkeiten bei der Ermittlung des Dampfdruckes einen Wert von $N_T = (4.26 \pm 0.08) \cdot 10^{23}/\text{cm}^2$ (s. Kap. 6.2), sodaß ein relativer, systematischer Fehler von

$$\frac{\Delta N_T}{N_T} = 1.9\%$$

beachtet werden muß.

2. Der Photonenfluß pro Leiterkanal wurde aus den Zählraten der Leiterdetektoren und der integralen Photonenflußmessung durch die Ionisationskammer ermittelt, wobei die Absoluteichung der P2 durch die Messung zur Markierungseffizienz mit dem Bleiglas-Detektor im direkten Photonenstrahl erfolgte (s. Kap. 6.1). Der systematische Fehler der Ionisationskammereichung ergab für die Markierungseffizienz einen Fehler von

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

3. Durch die Meßungenauigkeit in der Positionsmessung des NaJ(Tl)-Detektors und des Wasserstofftargets von 0.5 cm hat der Raumwinkel des NaJ(Tl)-Detektors einen systematischen Fehler von

$$\frac{\Delta(\Delta\Omega)}{\Delta\Omega} = 1.4\%.$$

Durch lineare Addition der einzelnen Fehlerquellen resultiert eine obere Abschätzung für den systematischen Fehler von

$$\frac{(\Delta d\sigma/d\Omega)}{(d\sigma/d\Omega)} = \pm 5.3\%.$$

6.6. Der Wirkungsquerschnitt

In Abb. 51 ist der resultierende Wirkungsquerschnitt für die Auswertung der Compton-Streuung am Proton unter einem Laborwinkel von 60° allein mit der NaJ(Tl)-Detektor-Information, für die Auswertung mit der Photon-Antikoinzidenzbedingung

durch das 2π -BaF₂-Array und mit der zusätzlichen Pulsformanalyse dargestellt. Von den 284 Tagger-Kanälen, die im Bereich um die Δ -Resonanz ein konstantes Energieintervall von je 2.4 MeV überdecken, wurden jeweils 5 Kanäle zusammengefaßt, sodaß die Compton-Peaks im Energiedifferenzspektrum (s. Abb. 50) angefitet werden konnten.

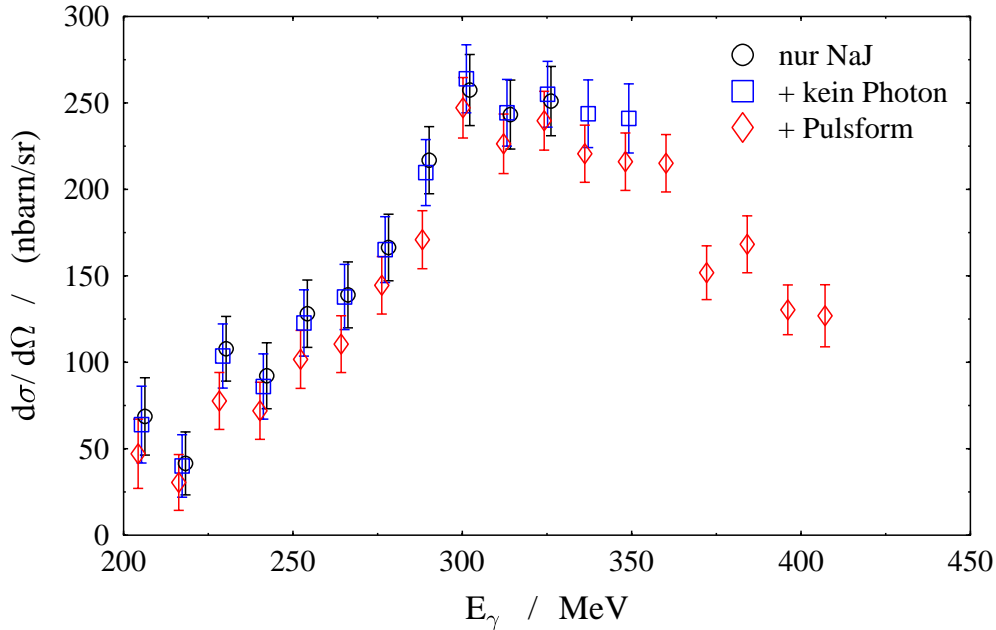


Abb. 51: Der Wirkungsquerschnitt im Laborsystem für die Compton-Streuung am Proton unter einem Streuwinkel von 60° . Dargestellt sind die Ergebnisse für die drei Auswertefälle.

Zwischen der ersten und der zweiten Auswertemethode liegt aufgrund der nur gering unterschiedlichen Separation der Comptonereignisse vom π^0 -Untergrund lediglich eine Differenz von $\sim 1 - 3\%$, während die Pulsformanalyse systematisch unter den anderen Werten liegt. Die Ursache hierfür liegt in einer teilweise fehlerhaften Teilchenseparation durch die BaF₂-Detektoren. Die Trennung zwischen Photonen und Protonen führte zu einem falschen Ergebnis, wodurch Comptonereignisse als Untergrund bzw. Pionenereignis einsortiert wurden. Durch den Vergleich mit den beiden anderen Auswertefällen müssen die Ergebnisse der Pulsformanalyse mit einem mittleren Korrekturfaktor von 1.11 multipliziert werden.

Abschließend wurde aus den drei Auswertefällen der Mittelwert gebildet, und das Ergebnis mit einer dispersionstheoretischen Rechnung sowie einem Isobarenmodell verglichen.

7. Ergebnisse

Die theoretische Beschreibung der Compton-Streuung am Nukleon auf der Basis der Dispersionsrelationen und der Unitarität der Streumatrix ist durch die Multipole der Meson-Photoproduktion bestimmt (s. Kap. 2). Ein Vergleich der durch diese Messung neu gewonnenen Daten zur Compton-Streuung am Proton mit den Vorhersagen der dispersionstheoretischen Rechnungen eröffnet daher einen neuen Zugang zu den Multipolen und über diese zu den Eigenschaften des Nukleons.

Das von der Kollaboration A2 verfolgte Programm zur Messung der Compton-Streuung am Proton bestand aus vier Experimenten, die mit dem CATS-, CATS/TRAJAN-, COPP- und LARA-Detektorsystem durchgeführt wurden. Um die Separation der elastisch gestreuten Ereignisse vom Untergrund auch oberhalb von 350 MeV durchführen zu können, wurde der CATS-Detektor in einer späteren Meßperiode durch den TRAJAN-Detektor zur Erfassung der kinematischen Größen der Rückstoßprotonen erweitert. In beiden Meßperioden stand der NaJ(Tl)-Detektor unter einem Winkel von 60°_{Lab} zum Photonenstrahl, sodaß die Resultate gemittelt werden konnten. Die Ergebnisse der Messung mit dem COPP-Detektor, der die gestreuten Photonen unter einem Laborwinkel von 76°_{Lab} nachwies, wurden ebenfalls mit der Dispersions-Theorie verglichen. Da die Daten aus der Messung mit dem LARA-Detektor noch nicht ausgewertet sind, können derzeit zwei neue Meßpunkte, aufgenommen im Energiebereich von $E_\gamma = 200 - 410$ MeV bzw. $250 - 480$ MeV, in der Winkelverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Compton-Streuung am Proton im Peak der Δ -Resonanz angegeben werden. In Abb. 52 ist das Ergebnis der Auswertung der mit dem CATS- und CATS/TRAJAN-Detektorsystem aufgenommenen Daten gezeigt. Zum einen wurden alle Daten mit dem NaJ(Tl)-Detektor und dem 2π -BaF₂-Array ausgewertet, zum anderen wurden zusätzlich die Daten der CATS/TRAJAN-Messung unabhängig von A. Hüniger [Hü96] analysiert.

Die Messung unter Hinzunahme des TRAJAN-Detektors erforderte ein Verschieben von drei BaF₂-Detektoren aus der Richtung der Rückstoßprotonen. Die Pulsformanalyse, die bei dem geschlossenen 2π -BaF₂-Array eine bessere Untergrundseparation bei Energien oberhalb der Δ -Resonanz ermöglichte, ist dadurch nur noch sehr eingeschränkt anwendbar. Aus diesem Grund sind in der CATS-Analyse ab der hochenergetischen Protonenauswertung nur noch die Daten aus der Messung ohne "Protonen-Loch" im 2π -BaF₂-Array ausgewertet worden. Die Ergebnisse dieser beiden Analysen sind in Abb. 52 zusammen dargestellt, und man erkennt die gute Übereinstimmung der unterschiedlich durchgeführten Auswertungen.

Die statistische Unabhängigkeit beider Auswertedatensätze ermöglichte im überschneidenden Bereich eine Zusammenfassung der Daten, deren Resultat in Abb. 53 dargestellt ist. Neben den experimentellen Daten zum differentiellen Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung am Proton unter einem Laborwinkel von 60° werden in dieser Abbildung drei Vorhersagen aus der Dispersionstheorie gezeigt. Die durchgezogene Kurve resultiert aus der Verwendung der aktuellen Multipolanalyse VPI-SM95 der Virginia Gruppe [Arn95]. Insbesondere im Bereich um und oberhalb der Δ -Resonanz liegt die Rechnung über den experimentellen Daten. Die Unitaritätsgrenze, d.h. die Berechnung des Wirkungsquerschnitts aufgrund der Unitaritätsrelation

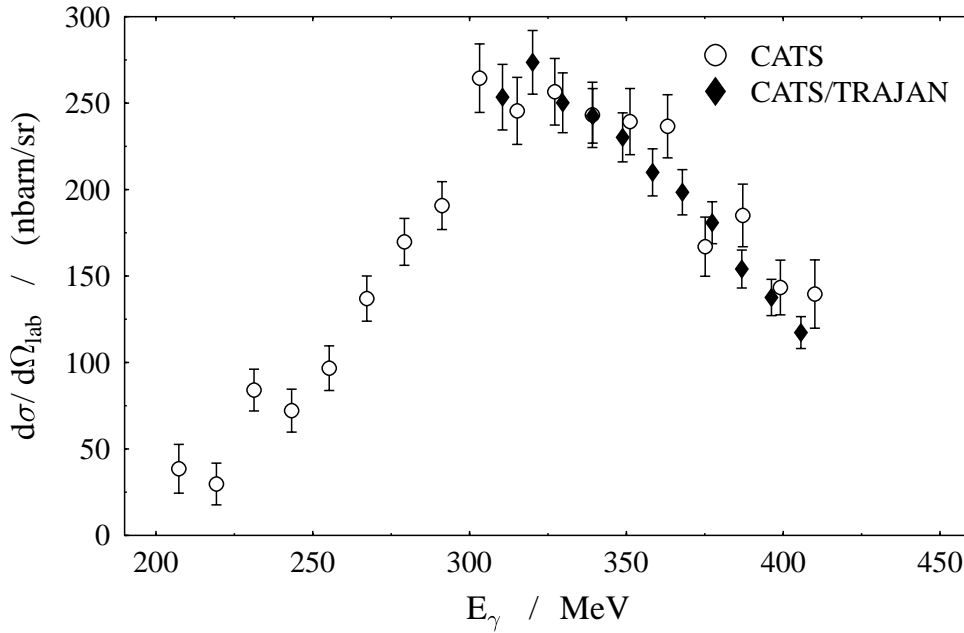


Abb. 52: Die Daten aus der Messung zur Compton-Streuung am Proton unter 60°_{Lab} , ausgewertet nur mit dem CATS-Detektor, und der hochenergetische Teil der Auswertung der CATS/TRAJAN-Messung.

(Gl. 18) ohne Berücksichtigung der Realteile der Amplituden, ist durch die gestrichelte Kurve wiedergegeben. In der Vergangenheit wurde diese Kurve oft mit den Daten verglichen, da in ihre Berechnung keine Annahmen über die Realteile der Amplituden eingehen, sondern nur die aus der Meson-Produktion bekannten Imaginärteile der Multipole berücksichtigt werden. Das Fehlen der Realteile führt zu einem Absenken des Ergebnisses. Die gestrichelte Linie stellt daher eine untere Grenze für den Wirkungsquerschnitt dar. Der Vergleich mit den Meßdaten zeigt innerhalb der Fehler keine Unterschreitung der Unitaritätsgrenze, doch zusammen mit der vollständigen Rechnung deutet auch diese Kurve auf eine Überschätzung des differentiellen Wirkungsquerschnitts durch die theoretische Vorhersage hin.

Der Hauptbeitrag zum Wirkungsquerschnitt im Bereich der Δ -Resonanz ist durch den Imaginärteil der f_{MM}^{1+} -Amplitude gegeben. Alle anderen Amplituden tragen nur zu einem geringen Teil zum Wirkungsquerschnitt in der Δ -Resonanz bei und können somit durch eine geringfügige Variation die Diskrepanz nicht erklären (s. Abb. 54, Abb. 55).

Nach Gl. (20) tragen zur f_{MM}^{1+} -Amplitude der Compton-Streuung die $M_{1+}^{3/2}$ - und $M_{1+}^{1/2}$ -Amplitude der π° -Photoproduktion bei. In Abb. 56 sind die Real- und Imaginärteile, die Phase, sowie das Argand-Diagramm beider Amplituden dargestellt. Man erkennt, daß die f_{MM}^{1+} -Amplitude im Bereich der Δ -Resonanz durch die Isospin-3/2-Amplitude der Meson-Photoproduktion bestimmt ist.

Um den Wert der M_{1+} -Amplitude, ausgehend von der VPI-SM95-Analyse, an die Daten anpassen zu können, wurde die Amplitude in einen Breit-Wigner-Anteil zur

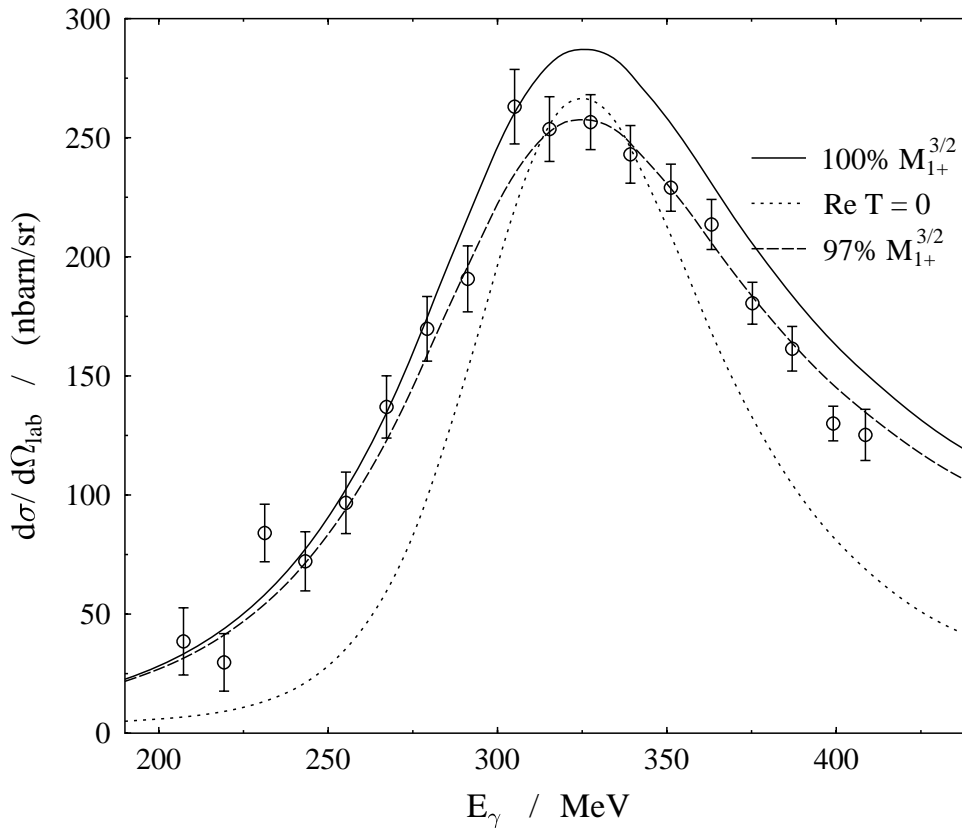


Abb. 53: Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung am Proton unter einem Laborwinkel von 60° . Die durchgezogene Kurve stellt die Vorhersage der dispersionstheoretischen Rechnung mit den Multipolen aus der aktuellen Multipolanalyse (SM95) dar. Die gepunktete Linie zeigt die Unitaritätsgrenze, d.h. die Realteile sind nicht berücksichtigt. Die gestrichelte Kurve ist wie die durchgezogene berechnet worden, allerdings mit einer um 3% reduzierten $M_{1+}^{3/2}$ -Amplitude.

Beschreibung der Resonanz und einen Untergrundanteil getrennt [MW74], [Wal69]. Der resonante Anteil läßt sich dann mit der totalen Breite

$$\Gamma(W) = \Gamma_0 \left(\frac{q}{q_0} \right)^{2l+1} \left(\frac{q_0^2 + X^2}{q^2 + X^2} \right)^l$$

und der Zerfallsbreite

$$\Gamma_\gamma(W) = \Gamma_0 \left(\frac{k}{k_0} \right)^{2j_\gamma} \left(\frac{k_0^2 + X^2}{k^2 + X^2} \right)^{j_\gamma}$$

der Reaktion $\gamma N \rightarrow \pi N$ schreiben als:

$$M_{1+}^{res}(W) = M_{1+}^r \sqrt{\frac{k_0 q_0}{k q}} \frac{W_0 \sqrt{\Gamma_\gamma \Gamma}}{W_0^2 - W^2 - i W_0 \Gamma}$$

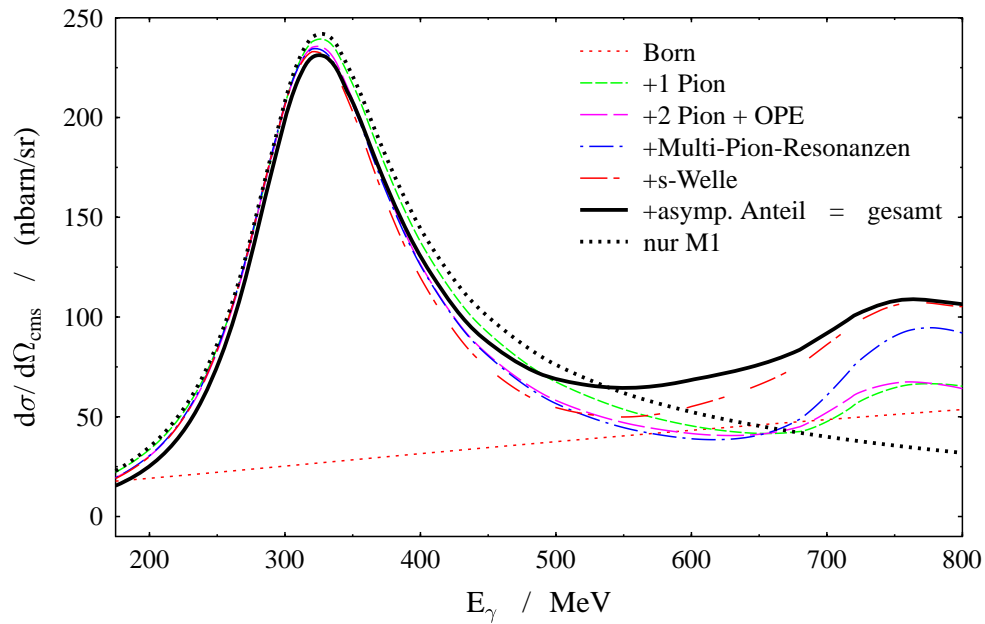


Abb. 54: Die verschiedenen Anteile des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Compton-Streuung am Proton nach der dispersionstheoretischen Rechnung von L'vov (s. Kap. 2).

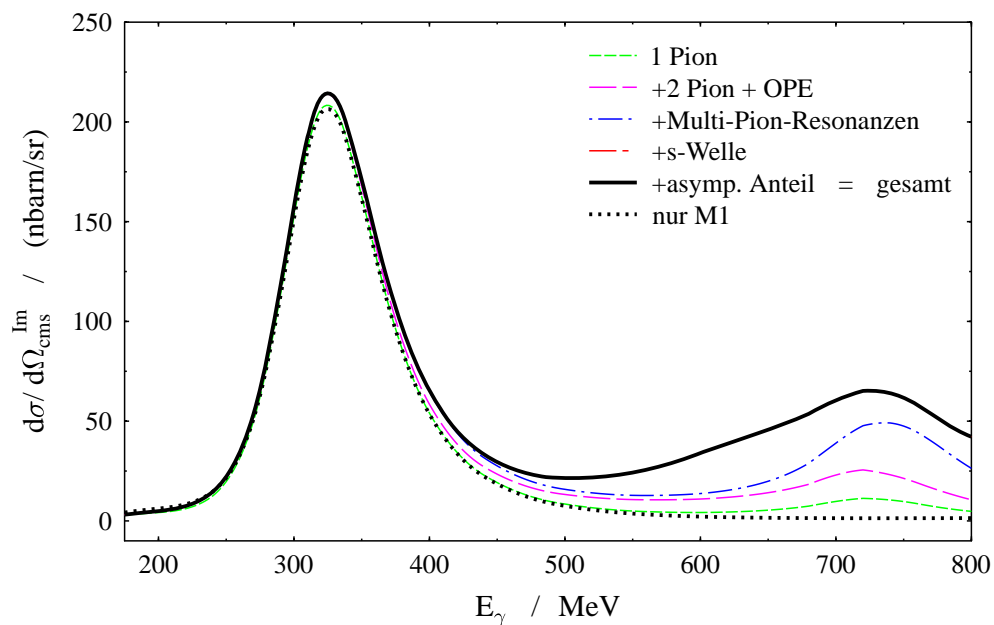


Abb. 55: Die verschiedenen Anteile der Unitaritätsgrenze des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Compton-Streuung am Proton nach der dispersionstheoretischen Rechnung von L'vov (s. Kap. 2).

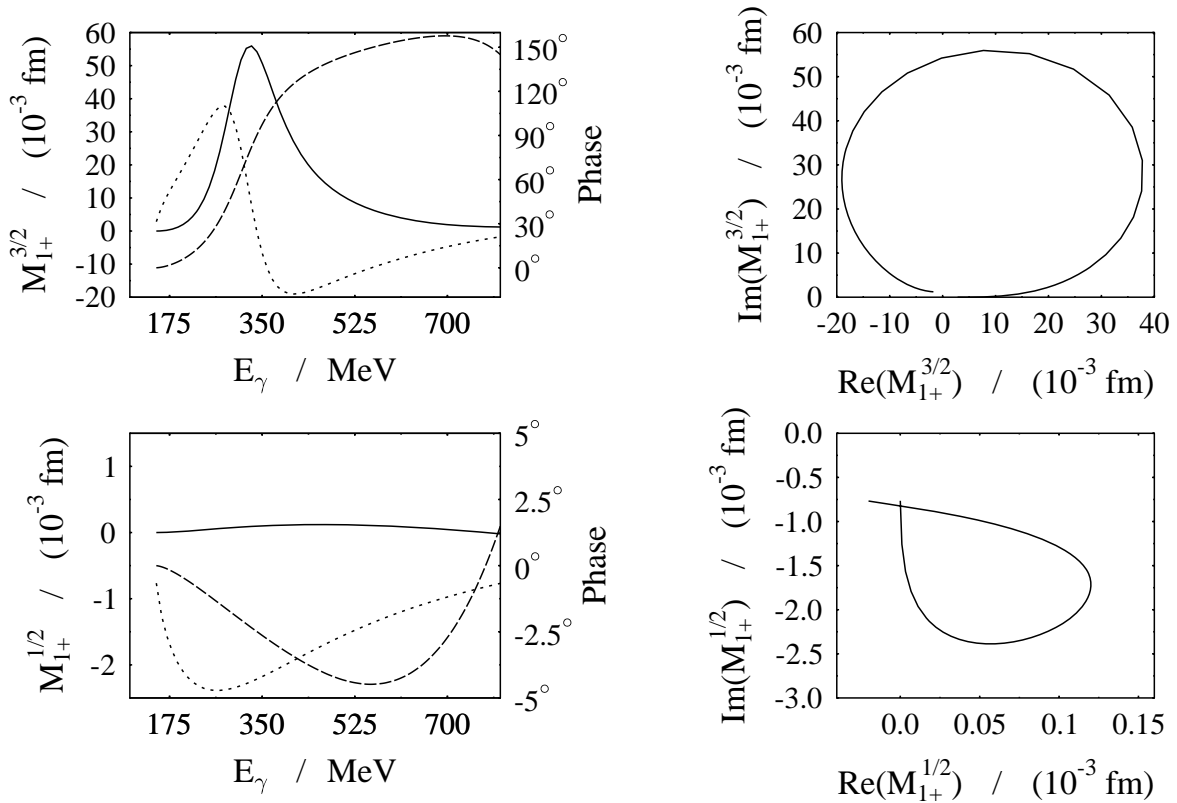


Abb. 56: Imaginär- und Realteil der Multipolamplituden $M_{1+}^{3/2}$ und $M_{1+}^{1/2}$, deren Phasenbeziehung, sowie das Argand-Diagramm.

Hierbei sind k und q der Photon- bzw. Pion-Impuls im Kanal γN bzw. πN bei der Energie $W = \sqrt{s}$, die Größen k_0, q_0 entsprechend bei der Energie W_0 . Der Photondrehimpuls j_γ und der Piondrehimpuls l , sowie der Parameter X wurden aus [MW74] übernommen. Die Resonanzmasse W_0 und die Breite Γ_0 wurden nicht verändert. Der verbleibende Parameter, die Resonanzamplitude M_{1+}^r , wurde dann, ausgehend von den Startwerten der VPI-SM95-Analyse, mit

$$A_{1/2} = -133 \pm 7 (\times 10^{-3} \text{GeV}^{-1/2}) \quad A_{3/2} = -244 \pm 8 (\times 10^{-3} \text{GeV}^{-1/2})$$

durch Vergleich mit den Meßergebnissen bis zu einem minimalen χ^2 reduziert. Zu beachten ist bei der alleinigen Anpassung der M_{1+} -Amplitude, daß dadurch das Fermi-Watson Theorem verletzt wird. Durch eine entsprechende Änderung des Untergrundes kann jedoch die Gültigkeit des Theorems wieder erreicht werden [Ols74].

Um neben den statistischen auch die systematischen Fehler in der Anpassung der M_{1+}^r -Amplitude berücksichtigen zu können, wurde ein Normalisierungsfaktor N eingeführt. Als Parameter für die Minimierung des

$$\chi^2 = \left(\frac{N-1}{\Delta N} \right)^2 + \sum_i \left(\frac{N \sigma_i^{exp} - \sigma_i^{th}}{N \Delta \sigma_i^{exp}} \right)^2 \quad (24)$$

gehen dann M_{1+}^r und N ein. ΔN ist die für ein Experiment ermittelte systematische Unsicherheit der Meßdaten.

Es wurde zum einen der komplette Datensatz zur Bestimmung der resonanten M_{1+}^r -Amplitude und des Normierungsfaktors N verwendet, zum anderen ein um die Δ -Resonanz begrenzter Bereich. Das Ergebnis ist in Tabelle 4 wiedergegeben, in der

Tabelle 4: Die Reduktion der M_{1+}^r -Amplitude im Bereich der Δ -Resonanz, ermittelt für minimales χ^2 im Vergleich mit den Daten bei einem Streuwinkel von 75° (CATS/TRAJAN-Experiment), 90° (COPP-Experiment) und einer dispersionstheoretischen Rechnung. Der statistische und systematische Fehler sind durch Gl. 24 kombiniert. Der eingeführte Normalisierungsfaktor durch die Berücksichtigung des systematischen Fehlers ist ebenfalls durch GL. (24) bestimmt.

Daten	75°		90°		beide Winkel		
	δM_{1+}^r	N	δM_{1+}^r	N	δM_{1+}^r	N(75°)	N(90°)
alle	$-4.1 \pm 1.2\%$	0.979	$-2.0 \pm 1.2\%$	0.955	$-3.0 \pm 0.8\%$	1.01	0.93
280-360 MeV	$-3.2 \pm 1.3\%$	0.996	$-1.7 \pm 1.3\%$	0.976	$-2.6 \pm 1.0\%$	1.02	0.95

die Streuwinkel im Schwerpunktsystem angegeben sind¹¹.

Wie in Kapitel 2 gezeigt, gehen die t-Abhängigkeit der asymptotischen Amplituden, die σ -Masse und die Beiträge aus der Zwei-Pion-Photoproduktion in die Berechnung ein. Die Unsicherheit in der Bestimmung dieser Beiträge hat jedoch praktisch keinen Einfluß auf den Energiebereich von $200 - 410 \text{ MeV}$, da hier die Realteile sehr klein sind, und führt zu einer Variation der M_{1+}^r -Amplitude von nur 0.2%. Ebenso führt eine Variation der E_{0+} -Amplitude um 5% sowie die Änderung des E2/M1-Verhältnisses um 3.4% zu einer Reduktion der resonanten M_{1+}^r -Amplitude von nur 0.25%.

In Abb. 53 wurde die gestrichelte Kurve mit der um 3% reduzierten M_{1+}^r -Amplitude berechnet. Diese reduzierte Stärke der Photoanregung der Δ -Resonanz von

$$\delta M_{1+}^r = -3.0 \pm 0.8\%$$

ergab sich für den kompletten Datensatz zur Compton-Streuung am Proton unter 75° und 90° . Die Unitaritätsgrenze mit der neuen M_{1+}^r -Amplitude wurde nicht eingezeichnet, da der Beitrag durch den Realteil im Peak der Δ -Resonanz weiterhin etwa 7.4% ausmacht, sodaß alle Datenpunkte deutlich über dieser Grenze liegen.

¹¹In Kapitel 2.1 wurde gezeigt, daß sich über die Mandelstam-Variable t die Berechnung des Wirkungsquerschnitts im Laborsystem wie im Schwerpunktsystem durchführen läßt. Die Transformation der experimentellen Ergebnisse vom Laborsystem in das Schwerpunktsystem (s. Abb. 57) führt jedoch nicht zu einem festen Streuwinkel, sondern im betrachteten Energieintervall von $200 - 410 \text{ MeV}$ zu einem Bereich von $\theta = 69.2^\circ - 76.6^\circ$ ($\theta = 75^\circ$ bei $E_\gamma = 350 \text{ MeV}$). Die Wahl des Streuwinkels 75° für alle Energien führt aufgrund des flachen Verlaufs der Winkelabhängigkeit der Compton-Streuung in diesem Bereich zu einer Korrektur von weniger als 1%. Das gleiche trifft auf die Transformation des Streuwinkels für den COPP-Detektor zu.

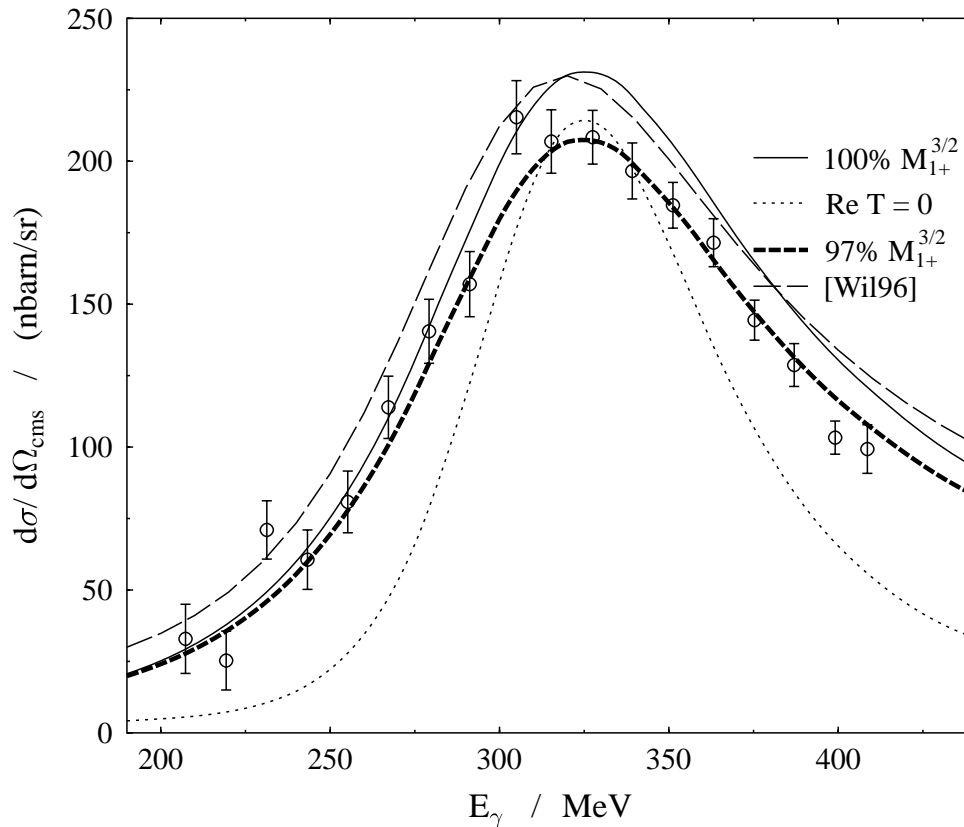


Abb. 57: Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung am Proton unter einem Winkel von 75° im Schwerpunktsystem. Die durchgezogene Kurve stellt die Vorhersage der dispersionstheoretischen Rechnung mit den Multipolen aus der aktuellen Multipolanalyse (SM95) dar. Die gepunktete Linie zeigt die Unitaritätsgrenze, d.h. die Realteile sind nicht berücksichtigt. Die gestrichelte Kurve ist wie die durchgezogene berechnet worden, allerdings mit einer um 3% reduzierten $M_{1+}^{3/2}$ -Amplitude. Die Rechnung von Wilbois [Wil96] basiert auf einem phänomenologischen Isobarenmodell, in das die Δ -Resonanz sowie das Nukleon und Pion als effektive Freiheitsgrade eingehen.

Die Reduktion der resonanten M_{1+} -Amplitude wird auch durch die neuesten Asymmetriemessungen der Pion-Photoproduktion zur Bestimmung des E2/M1-Verhältnisses [Kra96] sowie durch den totalen Wirkungsquerschnitt für die Ein-Pion-Photoproduktion am Proton unterstützt. Benutzt man die aktuellen Multipolamplituden VPI-SM95, so ergibt sich für die Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 N$ ein totaler Wirkungsquerschnitt im Peak der Δ -Resonanz ($E_\gamma = 315$ MeV) von $\sigma_{tot} = 316 \mu b$ gegenüber einem experimentellen Wert von $\sigma_{tot}^{exp} \simeq 295 \pm 6 \mu b$ [Hä96].

Abb. 58 zeigt den mit dem Detektorsystem CATS/TRAJAN gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung am Proton unter 75°_{cms} im Vergleich mit anderen Messungen. Im Energiebereich der Δ -Resonanz bei einem Streuwinkel

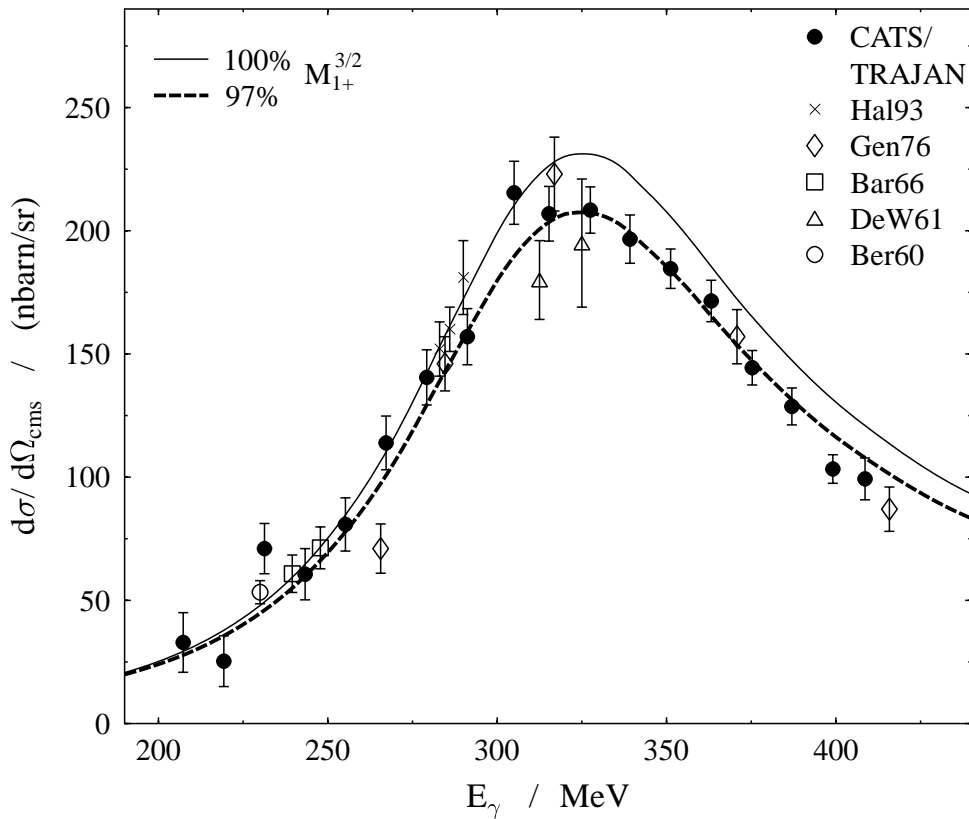


Abb. 58: Der mit dem Detektorsystem CATS/TRAJAN gemessene differentielle Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung am Proton unter einem Winkel von 75° im Schwerpunktsystem im Vergleich mit anderen Daten.

zwischen $70^\circ_{cms} - 75^\circ_{cms}$ wurden Experimente an der Universität von Illinois [Ber60], an der Cornell-Universität [DFHL61], am Lebedev Institut in Moskau [Bar66], am Elektronen-Synchrotron der Universität Bonn [GJWW76] und an der Universität von Saskatchewan [Hal93] durchgeführt. Während diese Messungen immer nur einen Teilbereich der Δ -Resonanz erfaßten, überdeckte die CATS/TRAJAN-Messung erstmals

den gesamten Energiebereich von 200-410 MeV. Innerhalb der Meßfehler zeigen die neu gewonnenen Daten eine gute Übereinstimmung mit den anderen Meßpunkten.

Abschließend sind in Abb. 59 die Daten aus der CATS/TRAJAN- und COPP-Messung zur Compton-Streuung am Proton für eine Photonenenergie von $E_\gamma = 325$ MeV in einer Winkelverteilung dargestellt. Der kleine statistische Fehler der aktuellen Meßpunkte resultiert aus dem Fit an die Meßpunkte im Energiebereich von 280-360 MeV. Der systematische Fehler entspricht dem größeren Fehler. Die Daten aus den alten Messungen konnten aufgrund fehlender weiterer Meßpunkte im Bereich der Δ -Resonanz nicht in gleicher Weise angepaßt werden, sodaß nur der Wert im Peak der Δ -Resonanz als Vergleich herangezogen wurde. Die theoretischen Vorhersagen resultieren aus der Dispersions-Theorie mit reduzierter und mit unveränderter $M_{1+}^{3/2}$ -Amplitude.

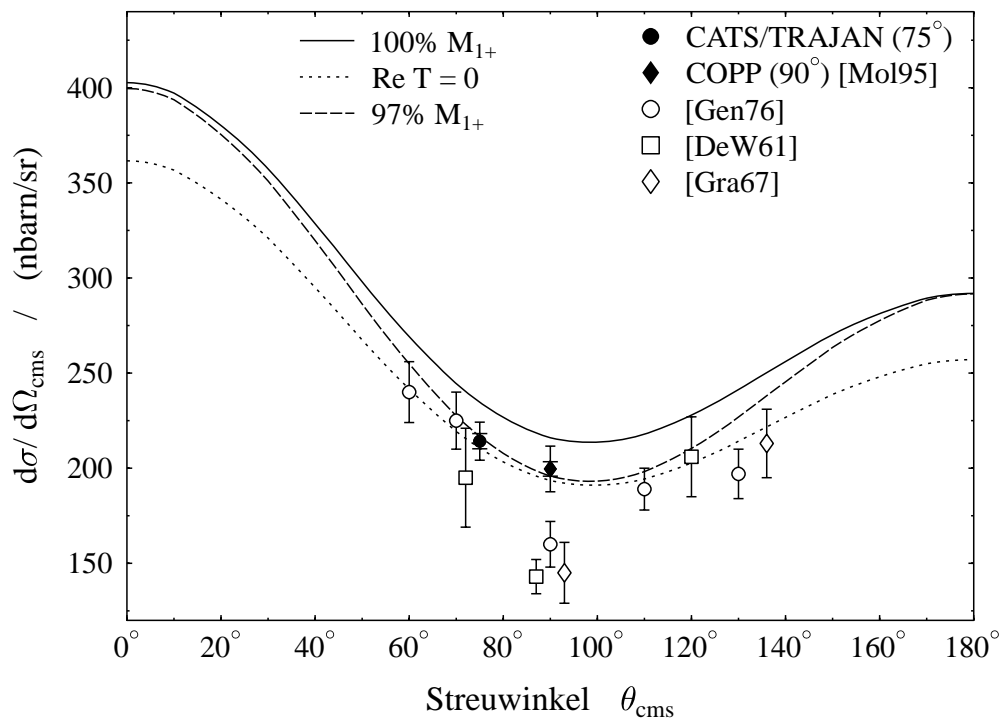


Abb. 59: Die Winkelverteilung der Compton-Streuung am Proton für eine Photonenenergie von $E_\gamma = 320$ MeV. Die kleinen Fehler der aktuellen Messungen mit CATS und COPP resultieren aus einem Fit an die Meßpunkte im Bereich der Δ -Resonanz mit Berücksichtigung des systematischen Fehlers. Der größere Fehlerbalken an diesen Punkten gibt den systematischen Fehler wieder.

Die genaue Bestimmung der resonanten $M_{1+}^{3/2}$ -Amplitude der Photomesonproduktion über die Messung der Compton-Streuung zeigte sehr deutlich, daß auch die Compton-Streuung im Energiebereich der Δ -Resonanz abseits der Niederenergie-theorie und der Summenregeln Informationen zur Struktur der Nukleonen liefern kann,

wenn ein ausgezeichneter Elektronenstrahl mit einem Tastverhältnis von 1, eine breitbandige Photonenmarkierungsanlage und ein sehr gutes Photonendetektorsystem zur Verfügung stehen.

Neben der dominanten M1-Amplitude wird insbesondere eine mögliche elektrische Quadrupolbeimischung im $N\Delta$ -Übergang erforscht. Neben der π^0 -Photoproduktion kann auch hier die Messung der Winkelverteilung der Compton-Streuung neue Ergebnisse liefern, sodaß man auf die Resultate der weiterführenden Messungen zur Compton-Streuung am Proton mit dem Detektorsystem *LARA* gespannt sein kann.

8. Zusammenfassung

Der am Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität neu entwickelte Dauerstrich-Elektronenbeschleuniger MAMI, bestehend aus drei Mikrotronen mit einer Endenergie von 855 MeV, ermöglicht eine über den derzeitigen Stand der Erkenntnis weiterführende Erforschung der Kernmaterie durch die Messung von seltenen Streu- und Meson-Produktionsprozessen, die an herkömmlichen Linearbeschleunigern und Speicherringen aufgrund des zu geringen Tastverhältnisses nicht untersucht werden konnten. Der Bau der Photonenmarkierungsanlage durch die Universität Glasgow erweiterte die Experimentiermöglichkeiten am Elektronenstrahl von MAMI durch photoneninduzierte Reaktionen. Mit seiner Bandbreite von 40-800 MeV und einer mittleren Energieauflösung von 2 MeV für die 351 Kanäle liefert dieser Tagger einen quasi monochromatischen Photonenstrahl, der durch die Verwendung eines Diamantkristalls anstelle eines amorphen Radiators zusätzlich bis zu 70% linear polarisiert werden kann.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde innerhalb der Mainzer Arbeitsgruppe der Kollaboration A2 das Photonenspektrometer CATS aufgebaut, womit der differentielle Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung am Proton unter einem Streuwinkel von $\theta_{Lab} = 60^\circ$ gemessen und ausgewertet wurde. Das Detektorsystem CATS wurde für die simultane Messung der Compton-Streuung und der π^0 -Photoproduktion entwickelt. Der Nachweis des elastisch gestreuten Photons mit sehr guter Energieauflösung (1.5%) erforderte den Bau eines großvolumigen NaJ(Tl)-Detektors (48 cm \varnothing \times 64 cm). Da die π^0 -Mesonen, im Verhältnis zur elastischen Streuung von Photonen am Kern, etwa um zwei Größenordnungen häufiger photoninduziert erzeugt werden, konnte der relativ seltene asymmetrische Zerfall des π^0 -Mesons in zwei Photonen untersucht werden. Um den großen Raumwinkel des niederenergetischen Zerfallsphotons möglichst vollständig abzudecken, wurde eine um das Target angeordnete Halbkugel aus 61 BaF₂-Detektoren gegenüber dem NaJ(Tl)-Detektor aufgebaut. Dieses 2π -Detektorensystem erfaßt die niederenergetischen Zerfallsphotonen der π^0 -Photoproduktion, das Rückstoßproton bei der Compton-Streuung und der π^0 -Photoproduktion am Proton bzw. nukleare Zerfallsphotonen angeregter komplexer Kerne. Ereignisse aus der Compton-Streuung können bis 410 MeV vom korrelierten Untergrund aus der π^0 -Produktion durch eine Antikoinzidenz zwischen Treffern im NaJ(Tl)-Spektrometer und Photonentreffern in den BaF₂-Detektoren getrennt werden. Dieses Konzept des CATS-Detektors ermöglichte die Durchführung vollständiger Experimente zur elastischen und inelastischen Compton-Streuung an leichten und komplexen Kernen, sowie die gleichzeitige Messung der kohärenten und inkohärenten Produktion neutraler Mesonen [Sch96], [Wis93].

Innerhalb dieser Dissertation wurde die Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Compton-Streuung am Proton unter einem Streuwinkel 60°_{Lab} an Hand der Energie- und Ortsinformation des NaJ(Tl)-Detektors, einer zusätzlichen Reduzierung des Untergrundes an π^0 -Photoproduktionsereignissen durch das 2π -BaF₂-Array und einer auch für höhere Energien möglichen Trennung der beiden Prozesse unter Ausnutzung der Teilchenseparationseigenschaften der BaF₂-Detektoren zwischen den Photonen und den Rückstoßprotonen vorgestellt.

Der Photonendetektor CATS wurde zur Messung der Compton-Streuung am Proton oberhalb der Δ -Resonanz durch einen Protonendetektor (TRAJAN) ergänzt, wozu in der BaF₂-Halbkugel drei Detektoren, die den Raumwinkel der Rückstoßprotonen überdeckten, zurückgeschoben werden mußten. Die getrennt durchgeführte Analyse der Daten des CATS-Detektors und der hochenergetische, mit dem CATS/TRAJAN-Detektorensystem gewonnene Datensatz, ausgewertet von A. Hüniger [Hü96], wurden gemittelt.

Innerhalb der Kollaboration A2 fand eine weitere Messung zur Compton-Streuung am Proton unter einem Streuwinkel von $\theta_{Lab} = 76^\circ$ mit dem COPP-Detektor statt [Kor94], [Mol96].

Beide Datensätze wurden im Rahmen einer dispersionstheoretischen Rechnung von A. L'vov [L'v96], in die als Parameter im ausgewerteten Energiebereich von 200-410 MeV im wesentlichen die Pion-Multipole eingehen, untersucht. Die Verwendung der aktuellen Multipol-Parameter aus der Analyse der Virginia Gruppe [Arn95] zeigte eine Überschätzung der experimentellen Ergebnisse im Bereich der Δ -Resonanz. Durch einen Breit-Wigner-Ansatz für die magnetische Dipolamplitude wurde ein χ^2 -Anpassungstest für die resonante $M_{1+}^{3/2}$ -Amplitude durchgeführt, die zu einer Reduzierung um

$$\delta M_{1+}^r = (-3.0 \pm 0.8)\%$$

unter Berücksichtigung der statistischen und systematischen Fehler führte.

Die Messung der Compton-Streuung am Proton mit dem CATS/TRAJAN-Detektorsystem ermöglichte erstmals einen neuen Zugang zur Bestimmung der Pion-Multipole. Jedoch kann eine modellunabhängige Multipolanalyse nur durch eine Messung der kompletten Winkelverteilung unter Hinzunahme von Polarisationsfreiheitsgraden durchgeführt werden. Aus diesem Grund wurde ein weiteres Detektorsystem zur Erfassung der Winkelverteilung aufgebaut, dessen Daten sich noch in der Auswertung befinden. Durch die Verwendung des linear polarisierten Photonenstrahls können in Zukunft azimuthale Strahlasymmetrien aufgenommen werden, sodaß z.B. die aus der Pion-Photoproduktion gewonnenen Daten zur Bestimmung des Quadrupolanteils im $N\Delta$ -Übergang über das E2/M1-Verhältnis [Kra96] überprüft werden können.

Durch die neuen Rechnungen zum Isobarenmodell [Wil96] ist auch eine genauere phänomenologische Beschreibung der Compton-Streuung an leichten und komplexen Kernen möglich, wodurch eine systematische Untersuchung der Propagation der Δ -Resonanz in Kernmaterie, die sehr gut mit dem CATS-Detektor gemessen werden kann, interpretierbar wird.

Abseits der Bestimmung der verschiedenen Multipolanregungen des Nukleons liefert die Compton-Streuung, z.B. über die Polarisierbarkeiten des Nukleons oder über die Gerasimov-Drell-Hearn Summenregel, weitere Informationen zum Aufbau der Kernmaterie. Die bevorstehenden Experimente zur Compton-Streuung und eine Vielzahl anderer Experimente werden das Bild von der Struktur der Hadronen verfeinern.

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Th. Walcher für die interessante Themenstellung, die Betreuung und die Förderung der Arbeit.

Herrn Dr. J. Ahrens danke ich für die vielen engagierten und sehr hilfreichen Diskussionen, sowie für die Unterstützung während der gesamten Dauer der Dissertation.

Allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe, insbesondere dem Team um das Photonenspektrometer CATS, Herrn Schmitz, Herrn Dr. Schneider und Herrn Dr. Wissmann, danke ich für die sehr gute Zusammenarbeit. Nur durch die Einbindung in diese Gruppe, in der jeder mit Engagement, guten Ideen und physikalischer Neugier über sein Spezialgebiet hinaus zusammenarbeitete, konnte diese Dissertation abgeschlossen werden.

Herrn Dr. P. Jennewein danke ich für seine fachmännische Unterstützung und seine Diskussionsbereitschaft auf allen Gebieten der Elektronik, insbesondere bei der aufwendigen Fehlerdiagnose und Reparatur der FASTBUS-Komponenten.

Danken möchte ich auch Herrn K.-W. Krygier, dessen Programmpaket MECDAS die Grundlage der Datenerfassung aller Messungen mit dem CATS-Detektor war.

Ferner gilt mein Dank Herrn Dr. K. H. Kaiser, der Beschleunigergruppe und allen Mitarbeitern des Institutes für Kernphysik der Universität Mainz, die für den schnellen Bau und sehr stabilen Betrieb von MAMI verantwortlich waren.

Weiterhin danke ich Herrn A. L'vov für die freundliche Bereitstellung seines Programms *gn gn* zur Berechnung der theoretischen Vorhersagen zur Compton-Streuung am Nukleon, seine Unterstützung bei der Interpretation der Meßdaten und viele hilfreiche Gespräche.

Bedanken möchte ich mich auch bei Herrn Prof. Dr. H.-J. Arends für die gute Zusammenarbeit in der A2-Kollaboration und Herrn Dr. R. Beck für die Hilfe bei der Experimentdurchführung, sein Engagement für die Gruppe und seine ständige Diskussionsbereitschaft.

A. Linear polarisierter Photonenstrahl an MAMI

In diesem Anhang wird der Stand der Erzeugung linear polarisierter Photonen am Mainzer Mikrotron über den Prozeß der kohärenten Bremsstrahlung in einem kristallinen Radiator beschrieben.

Erste Untersuchungen zur kohärenten Bremsstrahlung wurden an der ersten Ausbaustufe von MAMI mit einer Endenergie von 180 MeV durchgeführt [Vog84]. Durch die Verwendung eines verbesserten Goniometers zur genauen Orientierung des Diamantkristalls zum Elektronenstrahl und eines wesentlich dünneren Kristalls (100 μm) konnten während der Aufbauphase von MAMI B erstmals deutliche, kohärente Überhöhungen im Photonenspektrum am Mainzer Linearbeschleuniger gemessen werden [Pei89].

Nach dem Umbau des Goniometersystems an der neuen Photonenmarkierungsanlage der Kollaboration A2 ermöglichte die höhere Energie der zweiten Ausbaustufe des Mainzer Mikrotrons von 855 MeV in Verbindung mit der Breitbandigkeit des Taggers sehr schnell die Aufnahme kohärenter Photonenspektren. In Abb. 60 sind zwei Elektronenzählerspektren des Taggers, einmal für einen Nickel-Radiator mit dem typischen $1/E_\gamma$ -Abfall der Bremsstrahlung, und das andere mal für einen Diamant-Radiator, in dessen Bremsstrahlungsspektrum deutliche Überhöhungen zu erkennen sind, abgebildet. Das darunter dargestellte, auf ein normierte Verhältnis beider Spektren zeigt die Energieabhängigkeit und -struktur der kohärenten Bremsstrahlung.

Durch die 352 Detektoren der Elektronenleiter, die einen Energiebereich von 40-800 MeV überdecken, ist die Aufnahme eines relativen Intensitätsspektrums, bei einer maximalen Zählrate von 1 MHz für den schnellsten Elektronenzähler, innerhalb von wenigen Sekunden möglich, sodaß man durch schrittweise Änderung der Kristallorientierung zum Elektronenstrahl die Winkelabhängigkeit des kohärenten Effekts erfassen kann. Ein so gewonnenes zweidimensionales Spektrum, aufgetragen ist die relative Intensität gegen die Energie und gegen den Drehwinkel um die Elektronenachse, zeigt Abb. 61. Man erkennt zum einen, daß durch eine Winkeländerung die Lage der kohärenten Maxima verschoben werden kann, bei gleichzeitiger Erhöhung oder Reduzierung der Überhöhung, und zum anderen die Symmetrie

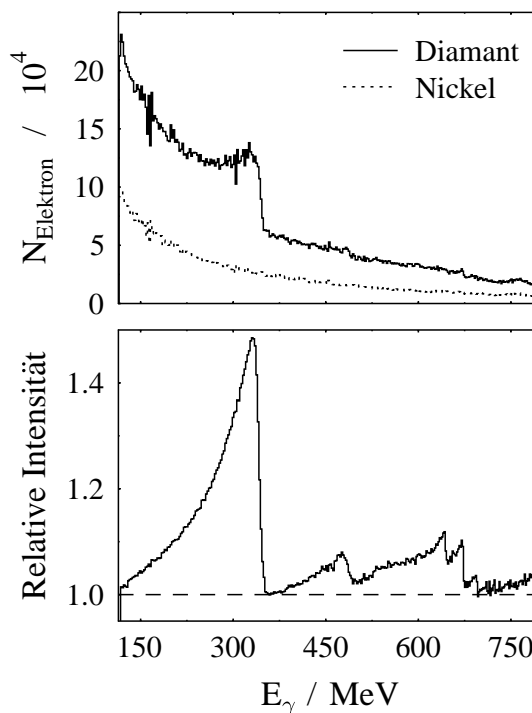


Abb. 60: Elektronenzählerspektren für einen Nickel- und einen Diamant-Radiator sowie das normierte Verhältnis.

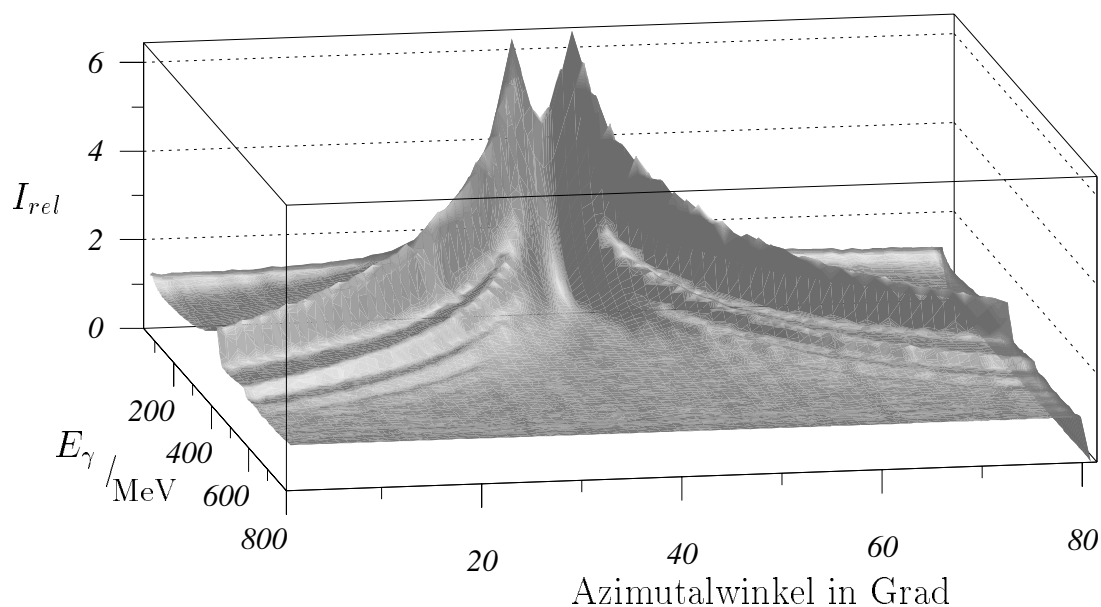


Abb. 61: Darstellung der kohärenten Bremsstrahlung, normiert auf den unkohärenten Anteil, aufgetragen gegen die Photonenenergie und gegen den Drehwinkel um die Elektronenstrahlachse.

der kohärenten Struktur, die auf die Kristallstruktur des Diamanten zurückzuführen ist.

Die ersten theoretischen Beschreibungen zum Kohärenzeffekt der Bremsstrahlung in kristallinen Radiatoren gehen auf Überall zurück [Üb56]. Die Rechnungen wurden von Palazzi weiterentwickelt [Pal68]. Ausführliche theoretische Abhandlungen finden sich in [Tim64], [Tim69], [SU85], sowie in den Diplomarbeiten [Loh94], [Ram95] und [Sch95].

Im Rahmen der Diplomarbeit von Lohmann [Loh94] wurde ein neues Programm zur theoretischen Beschreibung der kohärenten Bremsstrahlung geschrieben, in dem insbesondere die Einflüsse der Vielfachstreuung im Kristall und die Elektronenstrahldivergenz berücksichtigt wurden. Der Vergleich zwischen einer Messung und dem Ergebnis der Rechnung ist in Abb. 62 dargestellt. Die sehr gute Beschreibung der gemessenen kohärenten Bremsstrahlungsintensität ermöglicht die Bestimmung der linearen Polarisation der Bremsstrahlungsphotonen durch die theoretische Rechnung, deren Resultat im zweiten Teil der Abb. 62 gezeigt ist.

Die Abb. 60-62 wurden nur aus den Zählraten der abgebremsten Elektronen gewon-

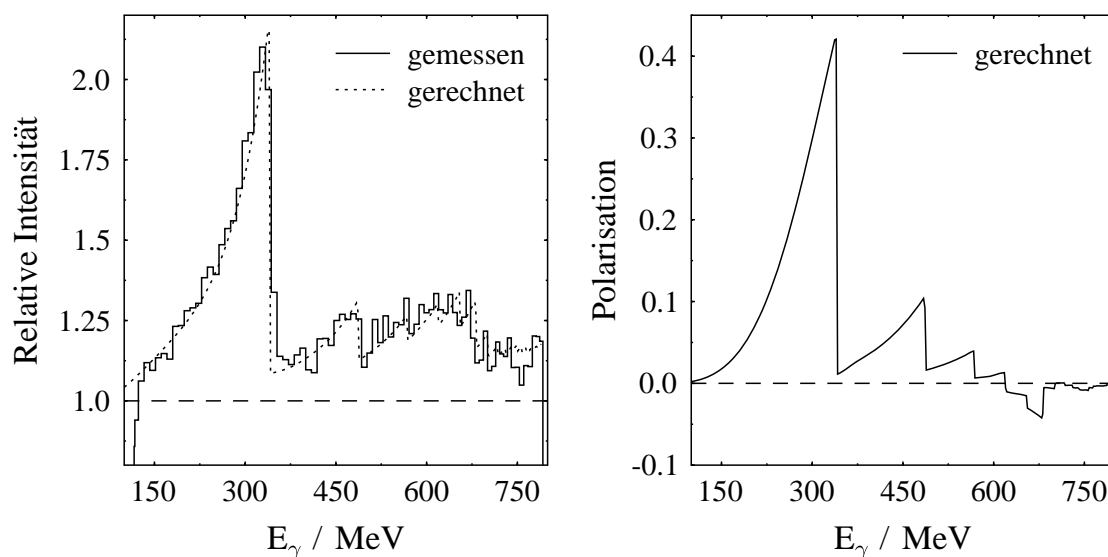


Abb. 62: Vergleich eines mit einem Diamantkristall relativ zu einem Nickelradiator gemessenen Intensitätsspektrums der Bremsstrahlung und der theoretischen Rechnung. Daneben ist die dieser Einstellung des Kristalls entsprechende lineare Polarisation der Bremsstrahlungsphotonen abgebildet.

nen. Da der Photonenstrahl aufgrund der Winkelverteilung der Bremsstrahlung kollimiert werden muß, ist eine Überprüfung der theoretischen Beschreibung durch eine direkte Messung der Intensitätsverteilung der kohärenten Bremsstrahlungsphotonen notwendig. Dazu wurde ein weiteres Programm unter zusätzlicher Berücksichtigung der Photonenkollimation angefertigt [Ram95]. In Abb. 63 ist das damit berechnete, relative Intensitätsspektrum für unterschiedliche Kollimationen dargestellt. Es zeigt sich, daß der kohärente Effekt eine schmalere Winkelverteilung um die Strahlachse besitzt als die inkohärente Strahlung, da die an einem einzigen Kern erzeugte Bremsstrahlung durch die Kollimation stärker unterdrückt wird als die kohärente. Hierdurch wird es möglich den Polarisationsgrad durch eine engere Kollimation bis zu 70% zu steigern. Da die Polarisation quadratisch in die Dauer der Meßzeit eingeht, wird bei Polarisationsexperimenten ein möglichst kleiner, nur durch die Elektronenstrahlage und -divergenz begrenzter Kollimationsdurchmesser gewählt.

Trotz der guten Übereinstimmung der Rechnung mit den gemessenen Intensitätsspektren muß eine direkte Messung der Linearpolarisation des kollimierten Photonenstrahls zum Vergleich mit der Rechnung herangezogen werden. Ein erster Versuch erfolgte über die Bestimmung der Asymmetrie der kohärent erzeugten π^0 -Mesonen an ^4He . Diese Reaktion liefert für einen Kern mit $I = 0$ eine Analysierstärke von 100% und ist daher für diese Messung ausgezeichnet. Als Target eignet sich ^4He besonders gut, da der Abstand zum ersten angeregten Zustand 20 MeV beträgt, wodurch die kohärente und inkohärente π^0 -Photoproduktion unterschieden werden können. In Abb. 64 ist ein mit dem NaJ(Tl)-Detektor des CATS-Detektorsystems und weiteren

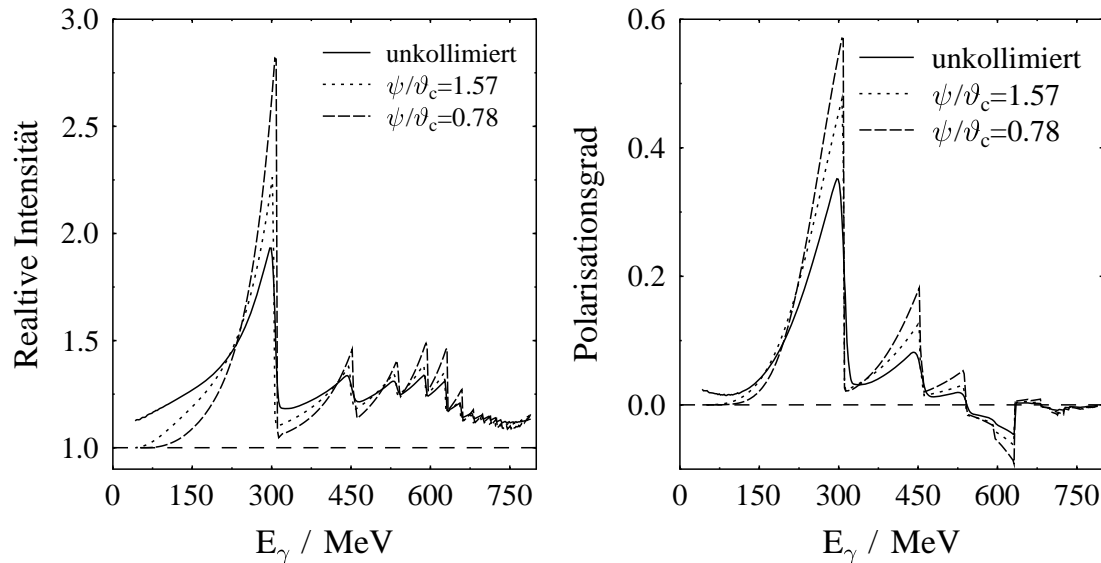


Abb. 63: Einfluß der Kollimation des Photonenstrahls auf die Überhöhung der kohärenten, linear polarisierten Photonen.

NaJ(Tl)-Detektoren gewonnenes vorläufiges Ergebnis gezeigt.

Abgesehen von dem Bereich um die Abbruchkante zeigt sich insbesondere im Anstieg zum ersten Überhöhungspeak eine gute theoretische Beschreibung der gemessenen Linearpolarisation der Photonen. Die Abweichung an der Kante ist möglicherweise das Ergebnis geringfügiger Elektronenstrahllageschwankungen innerhalb einer Meßzeit von mehreren Stunden, die eine Winkeländerung zwischen dem Diamantkristallgitter und dem Elektronenstrahl mit einer resultierenden Verschmierung der Kante bewirken. Für die Auswertung der verschiedenen Photonasymmetriemessungen ist diese Unsicherheit jedoch nicht relevant, da nur im ansteigenden Bereich zur ersten Kante mit sicherem Abstand von der Kante ausgewertet wird.

Nach Installation eines neuen Goniometers kann die Lage des Diamantradiators zum Elektronenstrahl schnell und reproduzierbar eingestellt werden. Damit ist nun auch ein schneller Wechsel der Richtung der Linearpolarisation möglich.

Durch die experimentelle Überprüfung der Photonenpolarisation mit Hilfe der ^4He -Messung steht ein linear polarisierter Photonenstrahl, erzeugt durch den Prozeß der kohärenten Bremsstrahlung in einem Diamantkristall, der durch ein 5-Achsen-Goniometer relativ zum Elektronenstrahl justiert wird, jedem Experimentator zur Untersuchung der Kerneigenschaften als Meßsonde zur Verfügung.

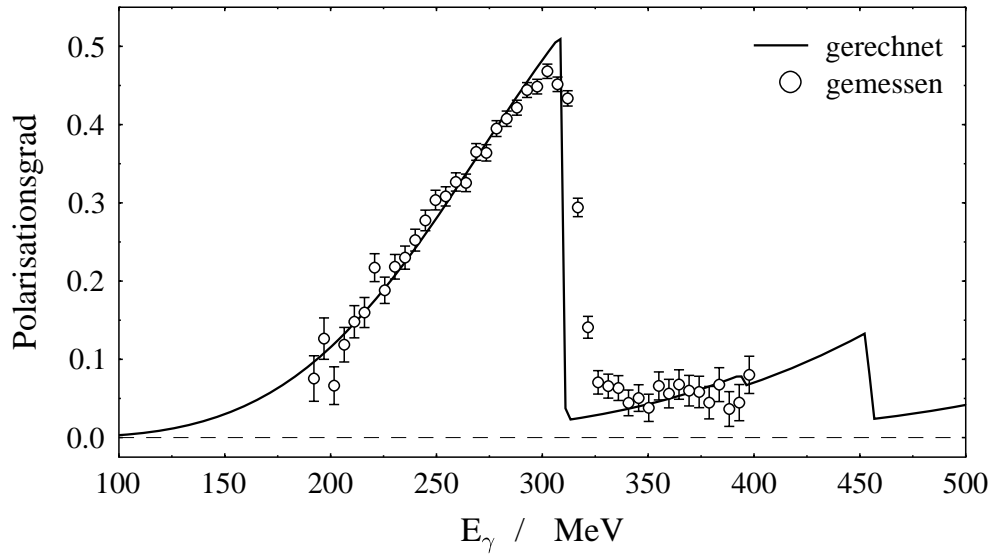


Abb. 64: Die gemessene und berechnete Photonenstrahlpolarisation für eine ausgewählte Diamantkristallorientierung zum Elektronenstrahl und eine Photonenstrahlkollimation im Verhältnis zum charakteristischen Bremsstrahlungswinkel von $\psi/\theta_c = 1.57$.

B. Der differentielle Wirkungsquerschnitt

Tabelle 5: Differentieller Wirkungsquerschnitt im Laborsystem der Compton-Streuung am Proton für einen Streuwinkel von $(60 \pm 5.6)^\circ$. Δ^{sta} bezeichnet den statistischen Fehler. Der systematische Fehler ist 5.3% bis zu einer Photonenenergie von $E_\gamma = 350$ MeV und 8% für höhere Energien.

Photonenenergie / MeV	$\frac{d\sigma}{d\Omega} / \frac{nb}{sr}$	$\Delta^{sta} / \frac{nb}{sr}$
207.3	38.5	± 14.1
219.3	29.7	± 12.1
231.3	84.0	± 12.1
243.3	72.1	± 12.4
255.2	96.7	± 12.9
267.2	137.0	± 13.1
279.2	169.8	± 13.6
291.2	190.7	± 13.8
305.0	263.0	± 15.6
315.3	253.6	± 13.6
327.5	256.5	± 11.5
339.2	243.0	± 12.1
351.2	229.0	± 9.9
363.2	213.6	± 10.5
375.3	180.5	± 8.8
387.0	161.4	± 9.4
399.1	130.0	± 7.3
408.6	125.2	± 10.7

Tabelle 6: Differentieller Wirkungsquerschnitt im Schwerpunktsystem der Compton-Streuung am Proton für einen Streuwinkel von $(75 \pm 5.6)^\circ$. Δ^{sta} bezeichnet den statistischen Fehler. Der systematische Fehler ist 5.3% bis zu einer Photonenenergie von $E_\gamma = 350$ MeV und 8% für höhere Energien.

Photonenenergie / MeV	$\frac{d\sigma}{d\Omega} / \frac{nb}{sr}$	$\Delta^{sta} / \frac{nb}{sr}$
207.3	32.9	± 12.1
219.3	25.3	± 10.3
231.3	71.0	± 10.2
243.3	60.6	± 10.4
255.2	80.8	± 10.8
267.2	113.9	± 10.9
279.2	140.5	± 11.2
291.2	157.0	± 11.4
305.0	215.4	± 12.8
315.3	206.9	± 11.1
327.5	208.4	± 9.4
339.2	196.6	± 9.8
351.2	184.6	± 8.0
363.2	171.5	± 8.4
375.3	144.4	± 7.0
387.0	128.7	± 7.5
399.1	103.3	± 5.8
408.6	99.3	± 8.5

Literatur

- [Ahr90] J. Ahrens: *Perspectives on Photon Interactions with Hadrons and Nuclei*, ed. M. Schumacher, G. Tamas, Volume 365 von *Lecture Notes in Physics*, Seite 19 (Springer-Verlag 1990)
- [Ans89] M. Anselmino et al.: *Sov. J. Nucl. Phys.* **49** (1989) 136
- [Ant91] I. Anthony et al.: *Nucl. Instr. Meth.* **A301** (1991) 230
- [Are93] J. Arends et al.: Technischer Report, Bonn und Mainz, 1993
- [Arn95] R.A. Arndt et al.: *Los Alamos e-print archive*, nucl-ex/9509005
- [Bar66] P.S. Baranov et al.: *Sov. J. Nucl. Phys.* **36** (1966) 791
- [BD65] J. D. Bjorken, S. D. Drell: *Relativistic Quantum Fields* (McGraw-Hill 1965)
- [Ber60] G. Bernardini et al.: *Nuovo Cimento* **18** (1960) 1203
- [BF76] P.S. Baranov, L.V. Fil'kov: *Sov. J. Part. Nucl.* **71** (1976) 000
- [Bla96] G. Blanpied et al.: *Physical Review Letters* **76(7)** (1996) 1023
- [BM92] M. Benmerrouche, N.C. Mukhopadhyay: *Phys. Rev.* **D46(1)** (1992) 101
- [CGLN57] G.F. Chew, M.L. Goldberger, F.E. Low, Y. Nambu: *Phys. Rev.* **106** (1957) 1345
- [CK93] S. Capstick, B.D. Keister: *Phys. Rev.* **D47** (1993) 860
- [DFHL61] J.W. DeWire, M. Feldman, V.L. Highland, R. Littauer: *Phys. Rev.* **3** (1961) 909
- [DH66] S.D. Drell, A.C. Hearn: *Phys. Letters* **16** (1966) 23
- [Dre94] D. Drechsel: *Los Alamos e-print archive*, nucl-th/9411034
- [ER88] H.G. Essel, M. Richter: *GOOSY Data Base Manager*. GSI, Darmstadt 1988
- [Ess87] H.G. Essel: *GOOSY Introduction*. GSI, Darmstadt 1987
- [Ess88] H.G. Essel: *GOOSY Data Acquisition and Analysis*. GSI, Darmstadt 1988
- [FH56] E. G. Fuller, E. Hayward: *Phys. Rev.* **1012** (1956) 692
- [Ger66] S.B. Gerasimov: *Sov. J. Nucl. Phys.* **2** (1966) 430
- [GJWW76] H. Genzel, M. Jung, R. Wedemeyer, H.J. Weyer: *Z. Phys.* **A279** (1976) 399
- [Hä91] F. Härter: Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Mainz 1991
- [Hä96] F. Härter: Dissertation, Institut für Kernphysik, Mainz 1996
- [Hag63] R. Hagedorn: *Introduction to Field Theory and Dispersion Relations* (Akademie Verlag, Berlin 1963)
- [Hal93] E.L. Hallin et al.: *Phys. Rev.* **C48** (1993) 1497
- [Hal96] S.J. Hall et al.: *Nucl. Instr. Meth.* **A368** (1996) 698
- [Hei54] W. Heitler: *The Quantum Theory of Radiation* (Oxford University Press 1954)
- [Her90] Herminghaus et al.: In *Proc. 1990 Linear Accelerator Conf.*, Albuquerque

- que, 1990
- [HL62] A. Hearn, E. Leader: *Phys. Rev.* **126** (1962) 789
- [Hü96] A. Hüniger et al.: Compton scattering by the proton through $\theta_{\text{cms}} = 75^\circ$ and $\theta_{\text{cms}} = 90^\circ$ in the Δ -resonance region. *Nucl. Phys. A* eingereicht, 1996
- [Ish80] T. Ishii et al.: *Nucl. Phys.* **B165** (1980) 189
- [IZ87] C. Itzykson, J.B. Zuber: *Quantum Field Theory* (McGraw-Hill 1987)
- [Jac81] J.D. Jackson: *Klassische Elektrodynamik* (de Gruyter, Berlin 1981)
- [Jun81] M. Jung et al.: *Z. Phys.* **C10** (1981) 197
- [JW59] M. Jacob, G.C. Wick: *Ann. Phys.* **7** (1959) 404
- [KKM89] K.-W. Krygier, V. Kunde, K. Merle: Jahresbericht 1988–1989. Institut für Kernphysik, Mainz 1989
- [Kle87] S. Klein: *Programm Carola (CAmac Routines for Offline Analysis)*. Institut für Kernphysik, Mainz 1987
- [KN29] O. Klein, Y. Nishina: *Z. Physik* **52** (1929) 853
- [Kor94] R. Kordsmeier: Dissertation, II. Phys. Institut, Göttingen 1994
- [Kra92] K.-H. Krause: Private Mitteilung, Institut für Kernphysik, Mainz 1992
- [Kra96] H.-P. Krahn: Dissertation, Institut für Kernphysik, Mainz 1996
- [Kry96] K.-W. Krygier: Dissertation, Institut für Kernphysik, Mainz 1996
- [Kun96] V. Kunde: Dissertation, Institut für Kernphysik, Mainz 1996
- [Loh94] D. Lohmann: *Nucl. Instr. Meth.* **A343** (1994) 494
- [Low54] F.E. Low: *Phys. Rev.* **96** (1954) 1428
- [L'v81] A.I. L'vov: *Sov. J. Nucl. Phys.* **34** (1981) 597
- [L'v93] A.I. L'vov: *Int. J. Mod. Phys.* **A8** (1993) 5267
- [L'v96] A.I. L'vov et al.: Dispersion theory of proton compton scattering in the first and second resonance region. In Vorbereitung für *Sov. J. Nucl. Phys.*, 1996
- [Mac95] B.E. MacGibbon et al.: *Los Alamos e-print archive*, nucl-ex/9507001
- [Mol96] C. Molinari et al.: Scattering of photons by the proton through $\theta_{\text{cms}} = 90^\circ$ in the Δ -resonance region. *Phys. Lett. B* akzeptiert, 1996
- [MW74] W.J. Metcalf, R.L. Walker: *Nucl. Phys.* **B76** (1974) 253
- [Olm97] V. Olmos: Dissertation, Institut für Kernphysik, Mainz 1997
- [Ols74] M.G. Olsson: *Nucl. Phys.* **B78** (1974) 55
- [Pal68] G. Diambrini Palazzi: *Rev. Mod. Phys.* **40** (1968) 611
- [PDG94] *Review of Particle Properties*
Particle Data Group: *Phys. Rev.* **D50** (1994)
- [PD92] J.S. Pruitt, S.R. Domen: *J. Res. Nat. Bur. Stand. Sect. A* **62** (1992)
- [Pei89] J. Peise: Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Mainz 1989
- [Pet81] V.A. Petrun'kin: *Sov. J. Part. Nucl.* **12** (1981) 278
- [Pol96] A. Polonski: Dissertation, INR, Academy of Science, Moskau, Russia 1996

- [Pow49] J.L. Powell: Phys. Rev. **75** (1949) 32
- [Pra58] R.E. Prange: Phys. Rev. **110** (1958) 240
- [PRS74] W. Pfeil, H. Rollnik, S. Stankowski: Nucl. Phys. **B73** (1974) 166
- [Ram95] F. Rambo: Diplomarbeit, II. Phys. Institut, Göttingen 1995
- [Ros52] B. Rossi: *High Energy Particles* (Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliff, NY 1952)
- [RS76] H. Rollnik, P. Stichel: *Elementary Particle Physics*. Volume 79 von *Springer Tracts in Modern Physics*, Kapitel Compton Scattering, Seite 1 (Springer-Verlag 1976)
- [Sch94] M. Schneider: Dissertation, Institut für Kernphysik, Mainz 1994
- [Sch95] A. Schmidt: Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Mainz 1995
- [Sch96] M. Schmitz: Dissertation, Institut für Kernphysik, Mainz 1996
- [Spr88] W. Spreng: *GOOSY Display*. GSI, Darmstadt 1988
- [Sta73] S. Stankowski: Diplomarbeit, Universität Bonn 1973
- [SU85] A.W. Saenz, H. Überall: *Coherent Radiation Sources*. Volume 38 von *Topics in current physics*, Seite 1 (Springer-Verlag 1985)
- [Thi50] W. Thirring: *Phil. Mag.*, 41, 1950
- [Tim64] U. Timm: Deutsches Elektronen-Synchrotron Report DESY 64/9 (Hamburg 1964)
- [Tim69] U. Timm: Fortschr. Phys. **17** (1969) 765
- [Üb56] H. Überall: Phys. Rev. **103** (1956) 1055
- [Vog84] J. Vogt: Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Mainz 1984
- [Wad84] Y. Wada et al.: Nucl. Phys. **B247** (1984) 313
- [Wal69] R.L. Walker: Phys. Rev. **182** (1969) 1729
- [Wil96] T. Wilbois: Dissertation, Institut für Kernphysik, Mainz 1996
- [Wis93] F. Wissmann: Dissertation, Institut für Kernphysik, Mainz 1993
- [WK84] K. Wisshak, F. Käppeler: Nucl. Instr. Meth. **227** (1984) 91
- [WW85] R. Weiner, W. Weise: Phys. Lett. **B159** (1985) 85
- [ZHZ81] A. Zieger, R.J. Hughes, B. Ziegler: Nucl. Instr. Meth. **179** (1981) 313