

**Comptonstreuung am ${}^4\text{He}$ im Bereich der
 Δ -Resonanz**

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fachbereiche
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von
Olaf Selke
aus
Bremen

Göttingen 1995

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	3
2. Theorie	5
2.1 Der differentielle Wirkungsquerschnitt	5
2.2 Der Formfaktor	6
2.3 Das schematische Modell	7
2.4 Optisches Theorem und Dispersionsrelationen	7
2.5 Die Pion-Photoproduktion	9
2.6 Pion-Photoproduktion im Bereich der Δ -Resonanz	11
3. Der Experimentaufbau	15
3.1 Der Beschleuniger	15
3.2 Die Erzeugung reeller Photonen	15
3.3 Die NaJ(Tl)-Detektoren	17
3.4 Das Flüssig-Heliumtarget	23
3.5 Die Meßdatenerfassung	25
3.5.1 Die Elektronik	25
3.5.2 Rechner und Software	26
4. Datenanalyse und Auswertung	27
4.1 Anzahl der auf das Streutarget treffenden Photonen	27
4.2 Flächenbelegung des Streutargets	29
4.3 Effektiver Raumwinkel	30
4.4 Bestimmung der Anzahl der elastisch gestreuten Photonen	30

4.4.1	Energiekalibrierung der Detektoren	30
4.4.2	Auswertung der Zeitspektren	31
4.4.3	Die Energiedifferenzspektren	34
4.5	Systematische Fehler	42
5.	Ergebnisse und Diskussion	43
6.	Zusammenfassung	47
A.	Anhang	48
A.1	Die differentiellen Wirkungsquerschnitte	48
	Literaturverzeichnis	54

1. Einleitung

Streuexperimente mit reellen Photonen bieten über einen weiten Energiebereich die Möglichkeit, die innere Struktur der Kernmaterie zu studieren. Da der Streuprozess allein über die elektromagnetische Wechselwirkung des Strahlungsfeldes mit den geladenen Bestandteilen des Kerns bzw. des Nukleons erfolgt, lassen sich aus der Winkelverteilung der gestreuten Photonen Rückschlüsse auf die Multipolaritäten der angeregten Übergänge ziehen. Unterhalb der Mesonenschwelle, $E_\gamma < 135 \text{ MeV}$, werden überwiegend nukleare Resonanzen angeregt, während sich zu höheren Energien die nukleonischen Resonanzen anschließen.

Im Bereich der klassischen Kernphysik bei Energien von wenigen MeV werden einzelne Nukleonen im Kernpotential angeregt. Zu höheren Energien zwischen 10 und 40 MeV folgen die Riesenresonanzen, deren dominierender Anteil sich als Entmischungsschwingung der Protonen– gegen die Neutronenflüssigkeit deuten läßt. Daran anschließend folgt der Quasideuteron–Effekt, der sich bis hinein in den Bereich der Δ –Resonanz erstreckt und einer Anregung von korrelierten Proton–Neutron–Paaren entspricht.

Führt man Streuexperimente am Proton aus, so wird ein starker Anstieg des Streuquerschnitts oberhalb der Mesonenschwelle¹ beobachtet. Es lassen sich also auch einzelne Nukleonen anregen, woraus folgt, daß Nukleonen eine innere Struktur aufweisen müssen. Da mit jeder Absorption auch Streuung verbunden ist, läßt sich der Anstieg des Streuquerschnitts mit der Absorption von Photonen über den Prozeß der π –Mesonen Produktion verknüpfen. Man bezeichnet den ersten angeregten Zustand des Nukleons als $\Delta(1232)$ –Resonanz, die im Quarkmodell durch das Umklappen eines Quarkspins beschrieben wird. Ihre Masse liegt bei 1232 MeV, was bei einer Nukleonenmasse von etwa 938 MeV einem Resonanzmaximum bei einer Anregungsenergie von rund 300 MeV entspricht. Über die Unschärferelation ergibt sich aus der Breite der Resonanz von $\Gamma = 120 \text{ MeV}$ ihre Lebensdauer zu $\tau = 5.5 \cdot 10^{-24} \text{ s}$. Auf der Basis der bestehenden Nukleonenmodelle ist es jedoch zur Zeit nicht möglich, Wirkungsquerschnitte für die elastische Streuung oder die Absorption von Photonen am freien Proton zu berechnen. Zum besseren Verständnis der Physik in Energiebereichen oberhalb der klassischen Kernphysik, also praktisch auf allen Gebieten, in denen Forschung an modernen Beschleunigern betrieben wird, ist es deshalb erforderlich, Streu– und Absorptionsquerschnitte mit großer Genauigkeit experimentell zu bestimmen.

¹Die Physik im Energiebereich von der Mesonenschwelle bis hin zu wenigen GeV bezeichnet man als Mittelenergiephysik.

Eine besondere Bedeutung kommt dem Vergleich der Streuquerschnitte eines freien und eines im Kern gebundenen Nukleons zu, da sich dadurch Rückschlüsse auf die Bindungsmechanismen der Nukleonen ziehen lassen. Im Gegensatz zur Anregung der Δ -Resonanz am freien Nukleon müssen beim Kern auch die Einflüsse der anderen Nukleonen auf das Δ berücksichtigt werden:

- Pauli-Blocking: Die Zustände, in die das angeregte Nukleon zerfallen könnte sind besetzt.
- Δ -Propagation: Die Anregung geht von einem Nukleon auf ein anderes über.
- Fermi-Bewegung der Nukleonen im Kern
- Quenching: Die beim Zerfall der Resonanz freiwerdende Energie wird auf andere Nukleonen in Form kinetischer Energie übertragen.

Der Dauerstrich-Elektronenbeschleuniger Mainzer Mikrotron (MAMI) am Institut für Kernphysik der Universität Mainz liefert einen kontinuierlichen Elektronenstrahl einer Maximalenergie von 855 MeV mit einem maximalen Strom von $100 \mu\text{A}$. MAMI zeichnet sich durch die hohe Qualität des erzeugten Elektronenstrahls in Form von Monochromasie und geringer Strahldivergenz aus. An MAMI arbeiten verschiedene internationale Kollaborationen im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 201 der Deutschen Forschungsgemeinschaft. Die Gruppe Mittlere Energiephysik des Zweiten Physikalischen Instituts ist als ein Mitglied der A2-Kollaboration an deren Experimenten mit reellen Photonen beteiligt. Der Schwerpunkt liegt dabei auf den Gebieten der Comptonstreuung und der Erzeugung polarisierter Bremsstrahlung.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem Aufbau und der Ausführung eines Experiments zur Untersuchung der Comptonstreuung am ${}^4\text{He}$ im Bereich des ersten angeregten Zustands des Nukleons, der $\Delta(1232)$ -Resonanz. Dazu wurde ein Flüssig-Heliumtarget konstruiert und eine aus drei NaJ(Tl)-Detektoren bestehende Anordnung zum Nachweis der gestreuten Photonen aufgebaut. Nach erfolgreicher Durchführung des Experiments wurden differentielle Wirkungsquerschnitte für die Comptonstreuung in einem Energiebereich von 118 – 482 MeV bestimmt und mit theoretischen Vorhersagen und Daten anderer Experimente verglichen.

Die folgenden Kapitel dieser Arbeit gliedern sich wie folgt: In Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen beschrieben, Kapitel 3 beschäftigt sich mit dem Flüssig-Heliumtarget und dem Detektoraufbau, in Kapitel 4 werden die Verfahren dargestellt, die zur Auswertung der Meßdaten verwendet wurden und in Kapitel 5 werden die experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitte diskutiert.

2. Theorie

Photonenstreuung an der Elektronenhülle oder am Atomkern erfolgt ausschließlich über die elektromagnetische Wechselwirkung. Dabei unterscheidet man sowohl zwischen kohärenter und inkohärenter als auch zwischen elastischer und inelastischer Streuung. Besteht eine feste Phasenbeziehung zwischen der einlaufenden und der auslaufenden Welle, so handelt es sich um kohärente Streuung. Werden beim Streuprozess keine inneren Freiheitsgrade des Streuzentrums angeregt, dann bezeichnet man die Streuung als elastisch.

Es existieren drei wichtige kohärente und elastische Streuprozesse von Photonen an Atomen:

- Rayleighstreuung an Hüllenelektronen
- Delbrückstreuung im Coulombfeld des Kerns
- Comptonstreuung am Kern

In dem in dieser Arbeit betrachteten Energiebereich von einigen hundert MeV spielen die Streuung an Hüllenelektronen und die Delbrückstreuung keine Rolle. Die folgenden Betrachtungen beziehen sich deshalb ausschließlich auf die Comptonstreuung am Atomkern¹.

2.1 Der differentielle Wirkungsquerschnitt

Streuprozesse lassen sich mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt beschreiben:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\theta = \frac{\text{Zahl der in das Raumwinkelelement } d\Omega \text{ gestreuten Teilchen/s}}{\text{Stromdichte der einfallenden Teilchen}} \quad (2.1)$$

Der totale Wirkungsquerschnitt ergibt sich als Integral über die volle Kugel

$$\sigma_{tot} = \int \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) d\Omega \quad (2.2)$$

¹Soweit nicht anders angegeben, werden natürliche Einheiten verwendet, d.h. es gilt $\hbar = c = 1$.

Die Wellenfunktion eines entlang der z -Achse einlaufenden Photons mit dem Impuls k nimmt in großem Abstand R vom Streuzentrum die Form

$$\Psi(R, \theta) = \Psi_{in} + \Psi_{aus} = A \left(e^{ikz} + f(\theta) \frac{e^{ikR}}{R} \right) \quad (2.3)$$

an. Der Faktor A dient zur Erfüllung von Rand- und Normierungsbedingungen und spielt bei den folgenden Betrachtungen keine Rolle. Die Größe $f(\theta)$ bezeichnet man als Streuamplitude. Mit Hilfe der Gleichungen 2.1 und 2.3 läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt mit der Streuamplitude verknüpfen:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_\theta = |f(\theta)|^2 \quad (2.4)$$

2.2 Der Formfaktor

Erfolgt die Streuung an mehreren Teilchen innerhalb eines räumlich ausgedehnten Streuzentrums, müssen auftretende Interferenzen zwischen den einzelnen Streuwellen berücksichtigt werden. Wird eine ebene Welle mit dem Impuls \vec{k} an zwei Streuzentren gestreut, die sich am Ort \vec{r} bzw. im Koordinatenursprung befinden, ergibt sich die Phasendifferenz der gestreuten Wellen in Abhängigkeit vom Impulsübertrag \vec{q} zu

$$\Delta\Phi = -(\vec{k} - \vec{k}') \cdot \vec{r} = -\vec{q} \cdot \vec{r} \quad (2.5)$$

Integriert man über das gesamte Streuzentrum mit der Ladungsdichte $\rho(\vec{r})$, so erhält man mit der Normierung

$$\int \rho(\vec{r}) d^3\vec{r} = 1 \quad (2.6)$$

den sogenannten "Formfaktor"

$$F(\vec{q}) = \int \rho(\vec{r}) e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} d^3\vec{r} \quad (2.7)$$

Die Wellenfunktion der auslaufenden Welle wird damit zu

$$\Psi_{aus} = f(\theta) F(\vec{q}) \frac{e^{ikR}}{R} \quad (2.8)$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt erhält die Form

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_\theta = |f(\theta)|^2 |F(\vec{q})|^2 \quad (2.9)$$

Der Formfaktor läßt sich durch Elektronenstreuung experimentell bestimmen. Die Ladungsdichte ρ im ${}^4\text{He}$ -Kern wird in [Fro67] wie folgt parametrisiert:

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{1 + \frac{wr^2}{c^2}}{1 + e^{\frac{r-c}{z}}}$$

mit

$$c = (1.008 \pm 0.013) \text{ fm}$$

$$z = (0.327 \pm 0.002) \text{ fm}$$

$$w = 0.445 \pm 0.020$$

2.3 Das schematische Modell

Unter der Annahme, daß die Comptonstreuung im Bereich der Δ -Resonanz über eine Dipolanregung eines einzelnen Nukleons im Kern verläuft, läßt sich Gleichung 2.9 schreiben als

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\theta = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta=0} |F(\vec{q})|^2 \left(\frac{1 + \cos^2 \theta}{2}\right) \quad (2.10)$$

Wie in Kapitel 5 gezeigt wird, gibt dieses als "schematisch" bezeichnete Modell den Verlauf des Wirkungsquerschnitts bei kleinen Streuwinkeln im wesentlichen richtig wieder. Da die experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitte jedoch über den mit Formel 2.10 berechneten liegen, ist die oben getroffene Annahme noch zu verfeinern. Die bereits in vorangegangenen Experimenten zur Comptonstreuung festgestellte Diskrepanz zwischen diesem Modell und den gemessenen Wirkungsquerschnitten wird in dieser Arbeit bestätigt.

2.4 Optisches Theorem und Dispersionsrelationen

Bei jedem kohärenten und elastischen Streuvorgang gilt das optische Theorem, das den Imaginärteil der Vorwärtsstreuamplitude mit dem totalen Wirkungsquerschnitt σ_{tot} verknüpft:

$$Imf(E_\gamma, 0^\circ) = \frac{E_\gamma}{4\pi} \sigma_{tot}(E_\gamma) \quad (2.11)$$

Der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot} ist gegeben durch die Summe des totalen Absorptionsquerschnitts σ_{abs} und des totalen Streuquerschnitts σ_{str}

$$\sigma_{tot} = \sigma_{abs} + \sigma_{str} \quad (2.12)$$

Da der totale Absorptionsquerschnitt wesentlich größer als der totale Streuquerschnitt ist, gilt für Gleichung 2.11 in guter Näherung

$$Imf(E_\gamma, 0^\circ) = \frac{E_\gamma}{4\pi} \sigma_{abs}(E_\gamma) \quad (2.13)$$

Infolge der Kausalität zwischen einlaufender und auslaufender Welle lassen sich der Real- und der Imaginärteil der Vorwärtsstreuamplitude durch die Kramers-Kronig-Dispersionsrelationen miteinander verknüpfen [Gel54]:

$$Ref(E_\gamma, 0^\circ) = \frac{2}{\pi} \mathcal{P} \int_0^\infty \frac{E'_\gamma Imf(E'_\gamma, 0^\circ)}{E_\gamma'^2 - E_\gamma^2} dE'_\gamma \quad (2.14)$$

$$Imf(E_\gamma, 0^\circ) = -\frac{2}{\pi} \mathcal{P} \int_0^\infty \frac{E'_\gamma Ref(E'_\gamma, 0^\circ)}{E_\gamma'^2 - E_\gamma^2} dE'_\gamma \quad (2.15)$$

wobei \mathcal{P} den Hauptwert des Integrals bezeichnet. Der Verlauf des Real- und Imaginärteils der Streuamplitude ist in Abb. 2.1 am Beispiel des ${}^4\text{He}$ illustriert.

Mit Gleichung 2.14 folgt

$$\begin{aligned}
 \text{Ref}(E_\gamma, 0^\circ) &= \frac{2}{\pi} \mathcal{P} \int_0^\infty \frac{\text{Im}f(E_\gamma, 0^\circ)}{E'_\gamma} dE'_\gamma + \frac{2 E_\gamma^2}{\pi} \mathcal{P} \int_0^\infty \frac{\text{Im}f(E_\gamma, 0^\circ)}{E'_\gamma (E_\gamma'^2 - E_\gamma^2)} dE'_\gamma \\
 \Leftrightarrow \text{Ref}(E_\gamma, 0^\circ) &= \text{Ref}(0, 0^\circ) + \frac{2 E_\gamma^2}{\pi} \mathcal{P} \int_0^\infty \frac{\text{Im}f(E_\gamma, 0^\circ)}{E'_\gamma (E_\gamma'^2 - E_\gamma^2)} dE'_\gamma \\
 \Leftrightarrow \text{Ref}(E_\gamma, 0^\circ) - \text{Ref}(0, 0^\circ) &= \frac{2 E_\gamma^2}{\pi} \mathcal{P} \int_0^\infty \frac{\text{Im}f(E_\gamma, 0^\circ)}{E'_\gamma (E_\gamma'^2 - E_\gamma^2)} dE'_\gamma \quad (2.16)
 \end{aligned}$$

Der Niederenergiegrenzwert $\text{Ref}(0, 0^\circ)$ ist durch das Niederenergiethem festgelegt, das besagt, daß für verschwindende Energie die Vorwärtsstreuamplitude in die klassische Thomson-Streuamplitude für die Streuung an Z punktförmigen Ladungen übergeht:

$$\lim_{E_\gamma \rightarrow 0} f(E_\gamma, 0^\circ) = -\frac{Z^2 e^2}{AM} \quad (2.17)$$

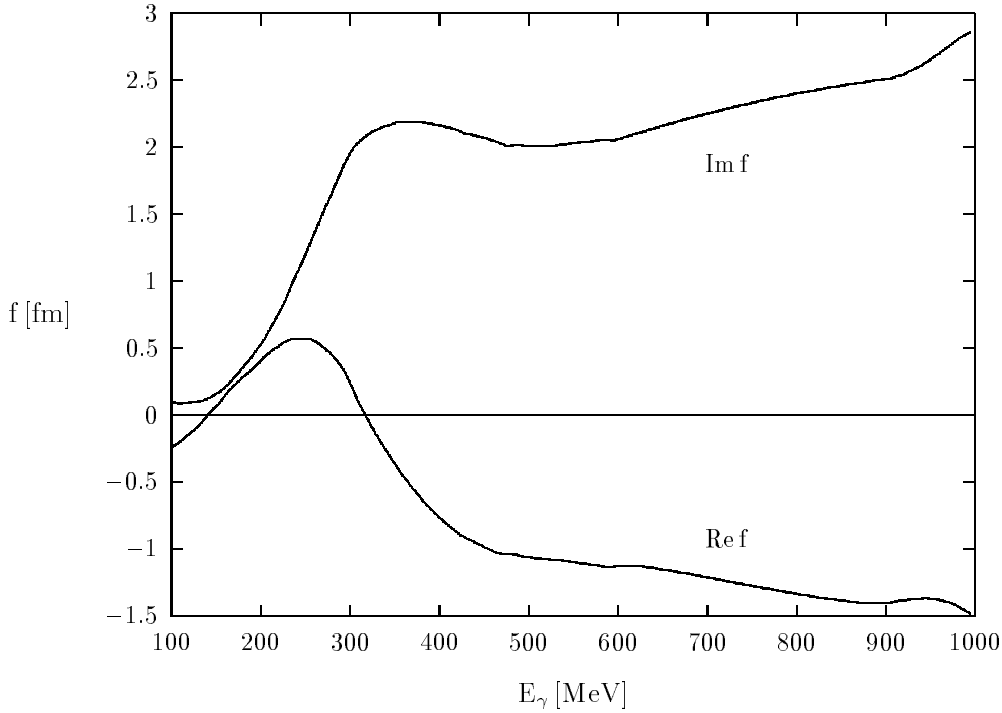


Abbildung 2.1: Real- und Imaginärteil der Vorwärtsstreuamplitude für ${}^4\text{He}$. Die Berechnungen erfolgten über das optische Theorem und die Dispersionsrelationen aus experimentellen Daten für den totalen Photoabsorptionsquerschnitt [Ahr95].

Dabei bezeichnet A die Nukleonenzahl und M die Nukleonenmasse.

Durch Einsetzen des optischen Theorems 2.13 in Gleichung 2.16 ergibt sich eine Verknüpfung des Realteils der Vorwärtsstreuamplitude mit dem totalen Photoabsorptionsquerschnitt:

$$\operatorname{Re}f(E_\gamma, 0^\circ) - \operatorname{Re}f(0, 0^\circ) = \frac{E_\gamma^2}{2\pi^2} \mathcal{P} \int_0^\infty \frac{\sigma_{\text{abs}}(E'_\gamma)}{E_\gamma'^2 - E_\gamma^2} dE'_\gamma \quad (2.18)$$

Über die Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts σ_{tot} aus Photoabsorptionsmessungen ist es demnach mittels des optischen Theorems 2.13 und der Dispersionsrelation 2.16 möglich, die Vorwärtsstreuamplitude $f(E_\gamma, 0^\circ)$ zu bestimmen. In der Praxis erweist es sich jedoch als problematisch, den Realteil von $f(E_\gamma, 0^\circ)$ präzise zu bestimmen, da in Gleichung 2.16 bis $E_\gamma = \infty$ integriert wird, σ_{tot} aber nicht für beliebig hohe Energien experimentell bestimmt werden kann.

Der totale Wirkungsquerschnitt weist für alle komplexen Kerne einen ähnlichen Verlauf auf. Ein erstes Maximum wird in leichten Kernen bei 20 – 30 MeV im Bereich der Riesenresonanzen erreicht. Im halbklassischen hydrodynamischen Modell werden diese als Volumenschwingungen des gesamten Kerns gedeutet, wobei die Entmischungsschwingung der Protonen– gegen die Neutronenflüssigkeit (GDR) dominiert. Zu höheren Energien bis etwa 100 MeV tritt der Quasideuteron-Effekt (QD) auf, der einer Anregung von korrelierten Proton–Neutron Paaren entspricht. Bei ca. 300 MeV liegt dann der erste angeregte Zustand des Nukleons, die $\Delta(1232)$ -Resonanz. Summiert man über die Amplituden aller beteiligten Prozesse, läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt in Vorwärtsrichtung angeben. Multipliziert man die Amplituden mit der jeweiligen charakteristischen Winkelverteilungsfunktion $g_i(\theta)$, ergibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt für beliebige Winkel:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_\gamma, \theta) = \left| \sum_i f_i(E_\gamma, 0^\circ) \cdot g_i(\theta) \right|^2 \quad (2.19)$$

2.5 Die Pion-Photoproduktion

Beim Beschuß eines Atomkerns mit Photonen treten neben der elastischen Streuung weitere Prozesse in Erscheinung. Im dem in dieser Arbeit ausgewerteten Energiebereich dominiert die Pion-Photoproduktion. Während die geladenen Mesonen über die schwache Wechselwirkung zerfallen und daher relativ lange leben, zerfallen die neutralen Mesonen über die elektromagnetische Wechselwirkung noch im Target. Die Lebensdauer und die Ruhemasse von $\pi^{(\circ, \pm)}$ - und η -Mesonen sind in Tabelle 2.1 angegeben. Der Zerfall der π° -Mesonen erfolgt zu 98.8 % in zwei Photonen, von denen eines eine Energie nahe der Comptonenergie erhalten kann. Die π° -Photoproduktion, deren Wirkungsquerschnitte im Bereich der Δ -Resonanz streuwinkelabhängig um ein bis zwei Größenordnungen über denen der Comptonstreuung liegen [Aus88], erweist sich deshalb oberhalb der Pionschwelle als störender Konkurrenzprozeß zur Comptonstreuung. Ist der Nachweis des zweiten Zerfallsphotons nicht möglich, können Photonen aus dem π° -Zerfall

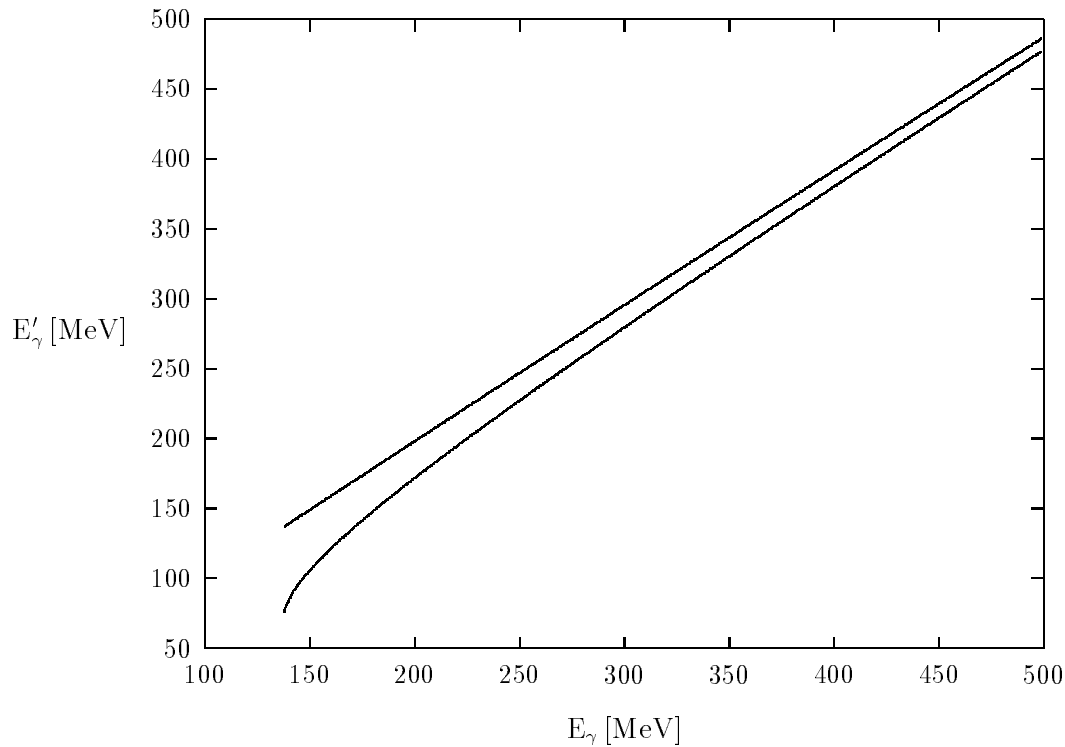


Abbildung 2.2: Dargestellt sind die Energie eines elastisch gestreuten Photons (obere Linie) und die maximale Energie eines Photons aus dem π^0 -Zerfall (untere Linie) in Abhängigkeit von der Primärenergie. Die Berechnungen erfolgten für den Streuwinkel $\theta_{lab} = 37.1^\circ$.

nur mit Detektoren sehr guter Energieauflösung von elastisch gestreuten Photonen separiert werden. In Abb. 2.2 sind die Photonenenergien aus der Comptonstreuung und dem π^0 -Zerfall über der Primärenergie aufgetragen. Es wurde dabei angenommen, daß das betrachtete Zerfallsphoton über die kinematisch mögliche maximale Energie verfügt. Der aus dem Nachweis der π^\pm -Mesonen resultierende Untergrund bereitet hingegen keine Schwierigkeiten, da geladene Teilchen als solche identifiziert werden können (s. Kap. 4). Eine ausführliche Darstellung der Theorie der Pion-Photoproduktion findet sich z. B. in [Nag91].

Tabelle 2.1: Lebensdauer und Ruhemasse der im Experiment produzierten Mesonen

Meson	Lebensdauer [s]	Ruhemasse [MeV]
π^0	$8.3 \cdot 10^{-17}$	134.96
π^+	$2.6 \cdot 10^{-8}$	139.56
π^-	$2.6 \cdot 10^{-8}$	139.56
η^0	$7.5 \cdot 10^{-19}$	548.8

2.6 Pion-Photoproduktion im Bereich der Δ -Resonanz

Bei Energien oberhalb der Mesonenschwelle $E_S \approx 140 \text{ MeV}$ wird der Photoabsorptionsquerschnitt σ_{abs} im wesentlichen durch die Pion-Photoproduktion am Nukleon festgelegt. Im folgenden wird die Photoabsorption an einem freien Nukleon betrachtet und anschließend versucht, die Ergebnisse auf den ${}^4\text{He}$ -Kern zu übertragen.

Die Pion-Produktionsquerschnitte $\sigma_N^{(\pi^\pm, \circ)}$ am Nukleon für Energien zwischen der Mesonenschwelle und 1 GeV sind aus Experimenten mit guter Genauigkeit bekannt [Men77]. $\sigma_N^{(\pi^\pm, \circ)}$ läßt sich als die Summe der resonanten Anteile $\sigma_\Delta^{(\pi^\pm, \circ)}$ und der nichtresonanten Anteile $\sigma_{Born}^{(\pi^\pm, \circ)}$ ausdrücken:

$$\sigma_N^{(\pi^\pm, \circ)} = \sigma_\Delta^{(\pi^\pm, \circ)} + \sigma_{Born}^{(\pi^\pm, \circ)} \quad (2.20)$$

Die resonanten Beiträge lassen sich auf den ersten angeregten Zustand des Nukleons, die $\Delta(1232)$ -Resonanz, zurückführen, die im Quarkmodell durch Spinflip eines d-Quarks beschrieben wird. Die Δ -Resonanz verfügt über den Isospin $I = \frac{3}{2}$ und den Spin $J = \frac{3}{2}$ und wird hauptsächlich durch M1- mit einer geringen Beimischung von E2-Anregungen erreicht. Ihr Zerfall erfolgt unter Aussendung eines p-Wellen Pions (Feynman-Diagramme (c) und (d) in Abb. 2.3). Nichtresonante Beiträge entstehen durch direkte E1-Übergänge, bei denen s-Wellen Pionen emittiert werden (Feynman-Diagramme (a) und (b) in Abb. 2.3).

Eine Beschreibung der resonanten Anteile läßt sich durch die Breit-Wigner-Formel

$$\sigma_\Delta^{(\pi^\pm, \circ)} = \sigma_{0\Delta}^{(\pi^\pm, \circ)} \left(\frac{k_0}{k} \right)^2 \frac{W_0^2 \Gamma_\pi \Gamma_\gamma}{(W_0^2 - W^2)^2 + W_0^2 \Gamma_\pi^2} \quad (2.21)$$

mit den Partialbreiten

$$\Gamma_\pi = \Gamma_0 \left(\frac{q}{q_0} \right)^3 \frac{q_0^2 + X^2}{q^2 + X^2} \quad (2.22)$$

und

$$\Gamma_\gamma = \Gamma_0 \left(\frac{k}{k_0} \right)^2 \frac{k_0^2 + X^2}{k^2 + X^2} \quad (2.23)$$

vornehmen [Wal69]. W bezeichnet die Gesamtenergie, k und q die Impulse von Photon und Pion im Schwerpunktsystem, E die Photonenenergie im Laborsystem und X einen weiteren, die Breite beschreibenden Parameter. Die mit dem Index 0 bezeichneten Größen beziehen sich auf die Werte in der Resonanz.

Eine Abschätzung der nichtresonanten Anteile der Pion-Produktionsquerschnitte liefert [Fil69]:

$$\sigma_{Born}^{(\pi^\pm, \circ)} = \sigma_{0Born}^{(\pi^\pm, \circ)} \frac{q}{k} \frac{1}{\left(1 + \frac{k}{M_A}\right) \left(1 + \frac{\sqrt{M_\pi^2 + q^2}}{M_B}\right)} \quad (2.24)$$

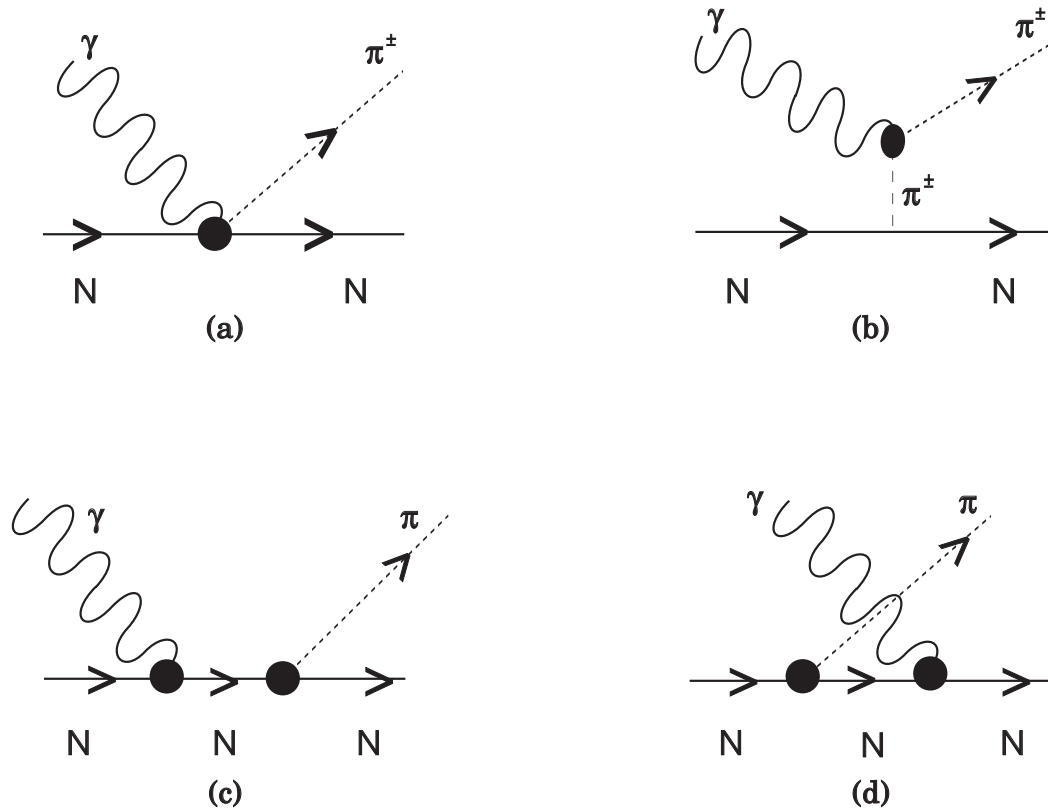


Abbildung 2.3: Feynman-Diagramme niedrigster Ordnung für die Pion-Photoproduktion am Nukleon. Die Zeitachse verläuft von links nach rechts. Diagramm (a) beschreibt den Kroll-Rudermann-Term, (b) den Pion-Pol-Term, (c) den s-Kanal und (d) den u-Kanal.

M_A und M_B bezeichnen die Nukleonmassen im Eingangs- bzw. Ausgangskanal und M_π die Pionenmasse.

Abb. 2.4 – 2.6 zeigen einen Vergleich der berechneten mit experimentell bestimmten Produktionsquerschnitten. Während die Wirkungsquerschnitte für $\sigma_N^{\pi^0}$ sehr gut wiedergegeben werden, treten bei $\sigma_N^{\pi^\pm}$ deutliche Abweichungen oberhalb des Resonanzmaximums auf. Eine Erklärung dafür ist die begrenzte Gültigkeit von Formel 2.24 bei Energien oberhalb des Maximums der Δ -Resonanz.

Versucht man nun, die oben gewonnenen Resultate auf einen komplexen Kern zu übertragen, so treten weitere Schwierigkeiten auf. Der Absorptionsquerschnitt eines komplexen Kerns σ_{abs} ist relativ zur Summe der einzelnen Absorptionsquerschnitte der Nukleonen

$$\sigma_A = Z \cdot \sigma_N^{\pi^+} + N \cdot \sigma_N^{\pi^-} + A \cdot \sigma_N^{\pi^0} \quad (2.25)$$

reduziert. Trägt man für verschiedene Kerne σ_{abs} gegen die Nukleonenzahl A auf, ergibt sich eine "universelle Kurve" [Ahr85], d. h. $\frac{\sigma_{abs}}{A}$ ist nahezu konstant. Leichte Kerne, wie ^2H und ^3He , weichen in ihrem Photoabsorptionsquerschnitt von der universellen Kurve ab, und es ist noch ungeklärt, wie sich in diesem Zusammenhang der ^4He -Kern verhält.

Tabelle 2.2: Parameter für $\sigma_{\Delta}^{(\pi^{\pm},\circ)}$ und $\sigma_{Born}^{(\pi^{\pm},\circ)}$

Meson	$\sigma_{0\Delta} [\mu b]$	$\sigma_{0Born} [\mu b]$	X [MeV]	W_0 [MeV]	Γ_0 [MeV]	E_0 [MeV]
π°	278	0	250	1232	126	345
π^{+}	116	220	250	1232	126	345
π^{-}	116	300	250	1232	126	345

Modifiziert man σ_A zu einem σ_A^{mod} dahingehend, daß die Δ -Resonanz verbreitert und σ_A mit einem empirischen Faktor < 1 multipliziert wird, ergibt sich σ_{abs} im Bereich von wenigen MeV bis in die Δ -Resonanz als Summe der Partialquerschnitte der Riesenresonanzen, des Quasideuteron-Bereichs und des Absorptionsquerschnitts oberhalb der Pionenschwelle am einzelnen Nukleon:

$$\sigma_{abs} = \sigma_{GDR} + \sigma_{QD} + \sigma_A^{mod} \quad (2.26)$$

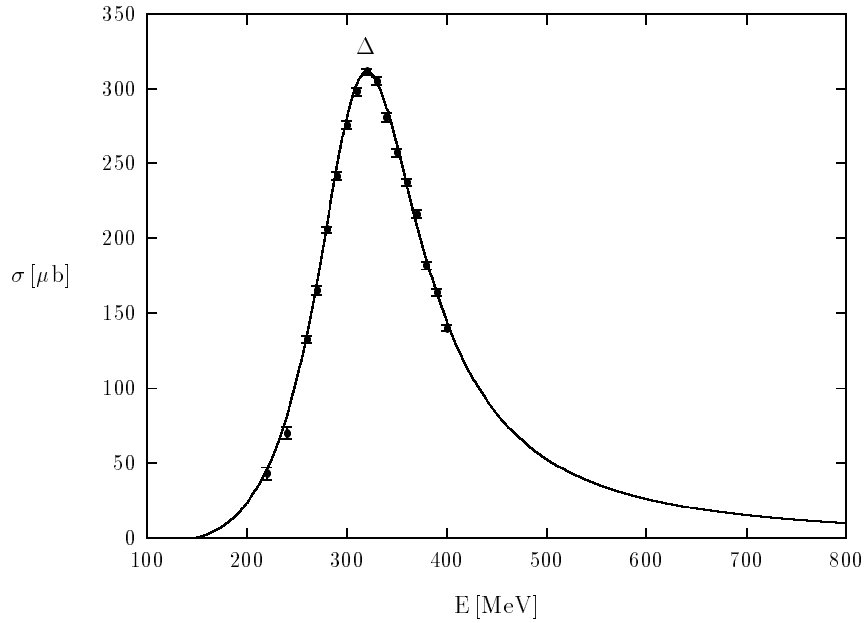


Abbildung 2.4: Vergleich der aus den Parametrisierungen berechneten und der experimentell bestimmten Produktionsquerschnitte [Men77] für die Reaktion $p(\gamma, \pi^0)p$. Die Berechnungen erfolgten mittels der Formeln 2.21 und 2.24 unter Verwendung von Parametern für die Δ -Resonanz, die aus [She84] entnommen wurden (siehe Tabelle 2.2).

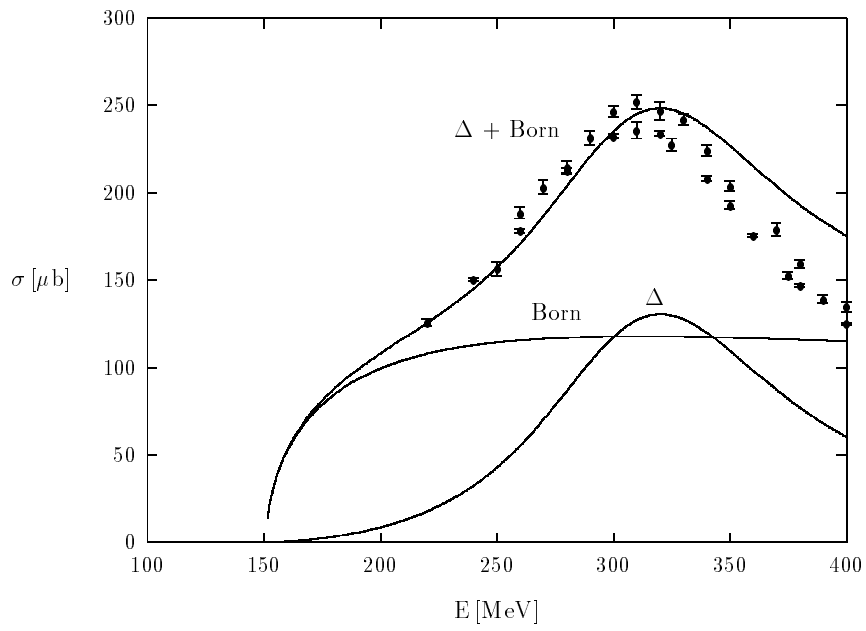


Abbildung 2.5: Vergleich der berechneten und der experimentell bestimmten Produktionsquerschnitte für die Reaktion $p(\gamma, \pi^+)n$.

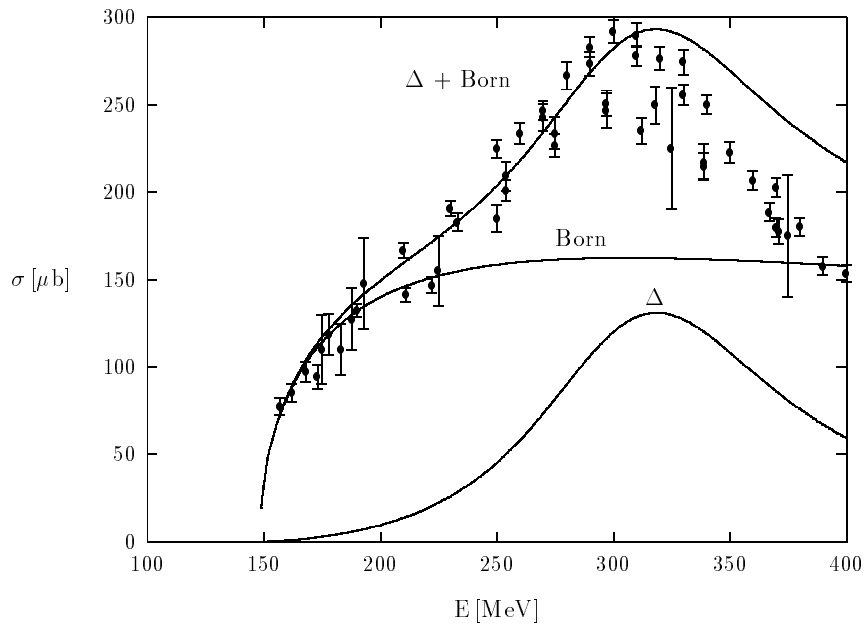


Abbildung 2.6: Vergleich der berechneten und der experimentell bestimmten Produktionsquerschnitte für die Reaktion $n(\gamma, \pi^-)p$.

3. Der Experimentaufbau

3.1 Der Beschleuniger

Das Experiment wurde am Dauerstrich-Elektronenbeschleuniger Mainzer Mikrotron (MAMI) des Instituts für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität in Mainz ausgeführt. Ein Injektor-Linac speist die Elektronen mit einer Energie von 3.5 MeV in eine Kaskade von drei Rennbahn-Mikrotronen ein, in denen sie nacheinander auf eine Energie von 14, 180 und 855 MeV beschleunigt werden (Abb. 3.1). Über die Anzahl der Umläufe in der dritten Stufe kann die Endenergie zwischen 180 und 855 MeV in Schritten von 15 MeV variiert werden. Der Elektronenstrahl kann mit einem maximalen Strom von $100 \mu\text{A}$ über das Strahlführungssystem in die einzelnen Experimentierhallen geleitet werden. Für das im Rahmen dieser Arbeit beschriebene Experiment lieferte der Beschleuniger einen monochromatischen Elektronenstrahl von 855 MeV Endenergie.

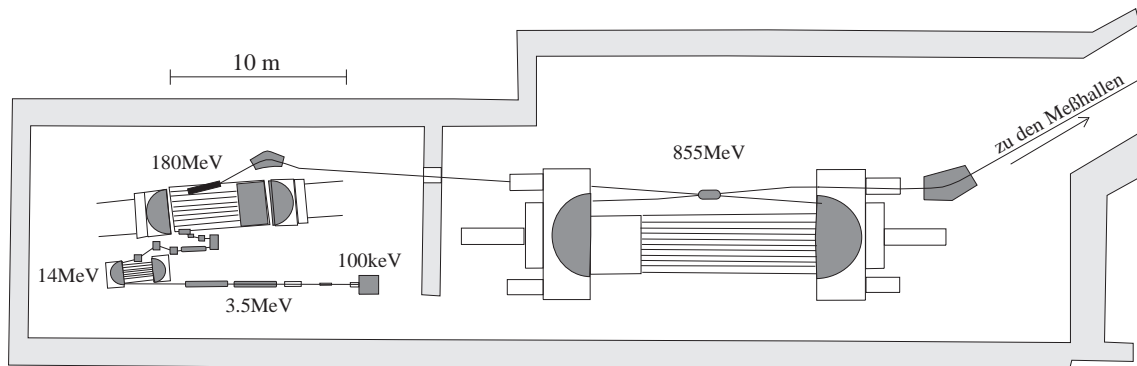


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Mainzer Mikrotrons [Her89], bestehend aus dem Injektor-Linac und drei Rennbahnmikrotronen.

3.2 Die Erzeugung reeller Photonen

Für die Durchführung von Streuexperimenten mit reellen Photonen ist es von Vorteil, einen monochromatischen Photonenstrahl zeitlich konstanter Intensität zur Verfügung

zu haben. Dieser sollte über einen weiten Energiebereich variierbar sein und einen hohen Photonenfluß aufweisen. Eine Möglichkeit der Erzeugung eines derartigen Photonenstrahls beruht auf dem Prinzip der Photonenmarkierung (tagging), das im folgenden kurz erläutert wird.

Die in die Experimentierhalle eingeschossenen Elektronen treffen auf eine $4\ \mu\text{m}$ dicke Nickelfolie, den Radiator. Einige der Elektronen erzeugen im Coulombfeld eines Ni-Kerns über den Prozeß der Bremsstrahlung Photonen und verlieren dabei einen Teil ihrer Energie. Da die Wahrscheinlichkeit sehr gering ist, daß die Elektronen an mehr als einem Bremsstrahlprozeß im Radiator teilnehmen und der Energieübertrag auf den Nickel Kern sehr klein ist, gilt:

$$E_\gamma + E'_e = E_e = 855\ \text{MeV}$$

E_γ bezeichnet die Energie des erzeugten Photons, E_e die des primären Elektrons und E'_e die Energie des aus dem Radiator austretenden Elektrons. Über die Bestimmung von E'_e in einem Magnetspektrometer läßt sich somit indirekt die Photonenenergie E_γ bestimmen. Die Elektronen treten nach dem Durchqueren des Radiators in ein starkes Magnetfeld ein und werden darin abgelenkt. Mittels 352 zur Hälfte überlappend angeordneter Plastikdetektoren, die in ihrer Gesamtheit als Taggerleiter bezeichnet werden, wird der Nachweisort der Elektronen bestimmt. Es findet somit eine Impulsanalyse der Elektronen statt. Die den Magneten und die Plastikdetektoren enthaltende Apparatur (Abb. 3.2) wird als Tagger oder eingedeutscht als Photonenmarkierungsanlage bezeichnet. Wird koinzident zu einem nachgewiesenen Photon oder dessen Reaktionsprodukt aus dem Target ein Elektron auf der Taggerleiter nachgewiesen, so bezeichnet man das Photon als markiert (getaggt). Elektronen, die den Radiator ohne Energieverlust verlassen, treffen statt auf einen der Taggerdetektoren in den Strahlfänger.

Um sicherzustellen, daß der Strahlfleck auf dem Streutarget nicht größer als die Targetzelle ist, wird der Photonenstrahl 2.5 m hinter dem Radiator beim Ausgang aus dem Tagger kollimiert. Ein Stahlblock mit einer $4\ \text{mm} \ \varnothing$ Bohrung als Kollimator begrenzte den Strahlfleck auf dem Target zu 23.5 mm bei einem Targetdurchmesser von 30.0 mm. Da aufgrund der Kollimation nur ein Teil der im Radiator erzeugten Photonen auf das Streutarget trifft, ist es notwendig, die sogenannte Tagging-Efficiency zu bestimmen. Sie ist definiert als der Quotient aus der Anzahl der markierten Photonen am Ort des Streutargets und der Anzahl der auf dem jeweiligen Taggerkanal nachgewiesenen Elektronen. Da sich die Anzahl der auf das Target getroffenen Photonen nur indirekt über die Anzahl der in den Taggerdetektoren nachgewiesenen Elektronen ermitteln läßt, ist eine präzise Bestimmung der Tagging-Efficiency von großer Bedeutung. Hierzu wurde vor und nach jeder Änderung der Lage des Elektronenstrahls ein Bleiglasdetektor in den direkten Strahl gefahren. Bei kleinem Strom wurde die Anzahl der markierten Photonen in Abhängigkeit von der Anzahl der im jeweiligen Taggerkanal nachgewiesenen Elektronen registriert.

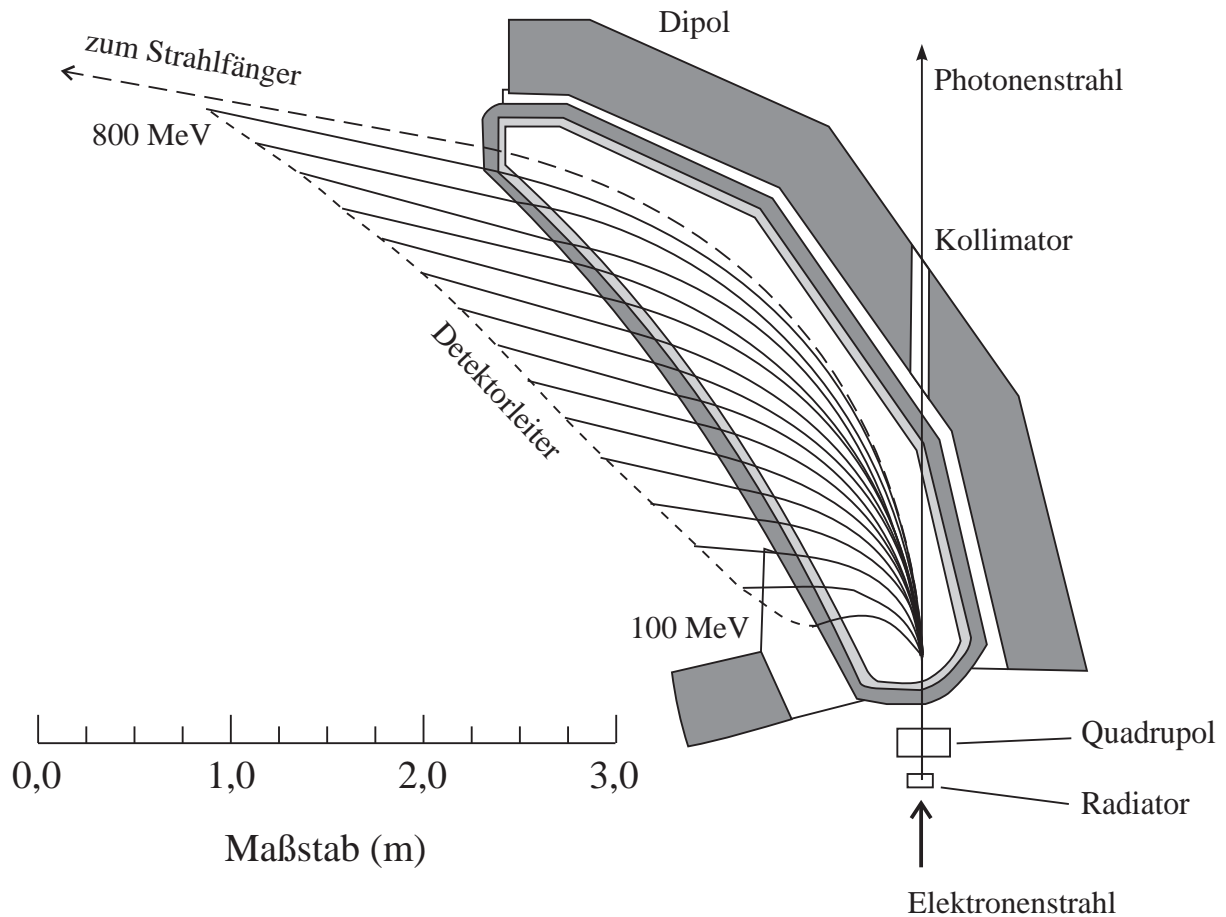


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des Taggers [Ant91]. Ein Teil der Elektronen erzeugt im $4\ \mu\text{m}$ dicken Nickel-Radiator Bremsstrahlung und wird anschließend im Feld eines Dipolmagneten impulsanalysiert und auf der Detektorleiter nachgewiesen. Die Elektronen, die den Radiator ohne Energieverlust verlassen, werden in den Strahlfänger abgelenkt. Der Photonenstrahl wird beim Ausgang aus dem Tagger kollimiert.

3.3 Die NaJ(Tl)-Detektoren

Zum Nachweis der gestreuten Photonen wurden drei NaJ(Tl)-Detektoren der Größen $19'' \circ \times 25''$, $10'' \circ \times 14''$ und $10'' \circ \times 14''$ unter den Winkeln 37.1° , 93.1° und 138.1° relativ zum einfallenden Strahl um das Streuzentrum aufgestellt. Diese Winkel ergaben sich aus dem Vorhaben, die Streuwinkel 40° , 90° und 140° abzudecken, wobei nach dem Aufbau der Detektoren deren wahre Position mittels einer präzisen Vermessung bestimmt wurde [Wic95]. Die wichtigsten Eigenschaften der NaJ-Detektoren sind in Tabelle 3.1 zusammengestellt.

Jeder NaJ-Detektor war mit einem Anti-Cosmic-Shield zur Unterdrückung der kosmischen Strahlung ausgerüstet. Mehrere Plastik-Detektoren wurden dazu zu einem Hohlzylinder zusammengesetzt, der den jeweilige NaJ-Detektor umschloß. Der $19'' \circ \times 25''$

Tabelle 3.1: ΔE bezeichnet die relative Energieauflösung für verschiedene Photonenenergien und θ den Streuwinkel

Hersteller	Abmessungen	θ [Grad]	$\Delta E_{200\text{ MeV}}$ [%]	$\Delta E_{300\text{ MeV}}$ [%]	$\Delta E_{400\text{ MeV}}$ [%]
Bicron	19" \emptyset \times 25"	31.1	2.0	1.5	1.4
Harshaw	10" \emptyset \times 14"	93.1	5.1	5.1	5.0
Bicron	10" \emptyset \times 14"	138.1	6.4	5.7	5.6

große Detektor, dessen Eigenschaften in [Wis93] detailliert beschrieben sind, besaß zur Vergrößerung des Nachweisraumwinkels für Höhenstrahlung zusätzlich einen hinter dem Kristall angebrachten kreisförmigen Plastiksintillator. Der Anti-Cosmic-Shield der 10" \emptyset \times 14" großen NaJ-Detektoren bestand jeweils aus sechs optisch voneinander getrennten und zu einem Hohlzylinder zusammengesetzten Plastikdetektoren der Dicke 7.0 cm.

Höhenstrahlung auf Meereshöhe besteht hauptsächlich aus Müonen einer mittleren Energie von ungefähr 2 GeV. Um in die unter der Erde liegende Experimentierhalle zu gelangen, müssen sie noch einige Betondecken durchqueren. Ausgehend davon, daß die Müonen aufgrund ihrer immer noch sehr hohen Geschwindigkeit als minimal ionisierende Teilchen angesehen werden können, ergibt sich mit einer Energiedeposition in NaJ von $4.8 \frac{\text{MeV}}{\text{cm}}$ [PDG90] für den senkrechten Einschuß durch die Mittelachse der 10" \emptyset \times 14" NaJ-Detektoren eine Energiedeposition von 122 MeV. Abb. 3.4 zeigt ein Höhenstrahlungsspektrum ohne Unterdrückung durch den Anti-Cosmic-Shield, das ein Maximum bei 128 MeV aufweist. Im Vergleich dazu ist in Abb. 3.5 ein Spektrum mit Unterdrückung der Höhenstrahlung durch eine Antikoinzident mit dem Anti-Cosmic-Shield dargestellt. Für die horizontale Durchquerung der NaJ(Tl)-Detektoren berechnet sich die Energiedeposition von minimal ionisierenden Teilchen zu 171 MeV. Horizontal einfallende Teilchen verlieren relativ zu vertikal einfallenden auf ihrem Weg in den NaJ-Detektor mehr Energie, da mehr Materie zu durchqueren ist. Das Maximum in Abb. 3.5 liegt bei einer Energie von 223 MeV, d.h. um 52 MeV höher, als für minimal ionisierende Teilchen berechnet wird. Die Annahme minimal ionisierender ist Teilchen offensichtlich nicht mehr richtig. Der Unterdrückungsgrad des Anti-Cosmic-Shields ist in Abb. 3.6 in Abhängigkeit von der Diskriminatorschwelle des NaJ-Detektors dargestellt.

Alle Detektoren sind zur Abschirmung gegen niederenergetische Teilchen von einem Bleigehäuse umgeben. Vor den einzelnen Kollimatoren sind dünne Plastik-Detektoren zum Nachweis aus dem Target stammender geladener Teilchen angebracht. Der große NaJ(Tl)-Detektor ist mit einem zylindrischen und einem dahinterliegendem konischen Kollimator ausgestattet (s. Abb. 3.3). Bei den anderen beiden Detektoren erfolgt die Kollimation ausschließlich durch einen zylindrischen Kollimator mit einem Durchmesser von 15 cm.

Die relative Energieauflösung der einzelnen Detektoren in Abhängigkeit von der Einschußenergie wird im wesentlichen durch die Größe des jeweiligen Detektors bestimmt.

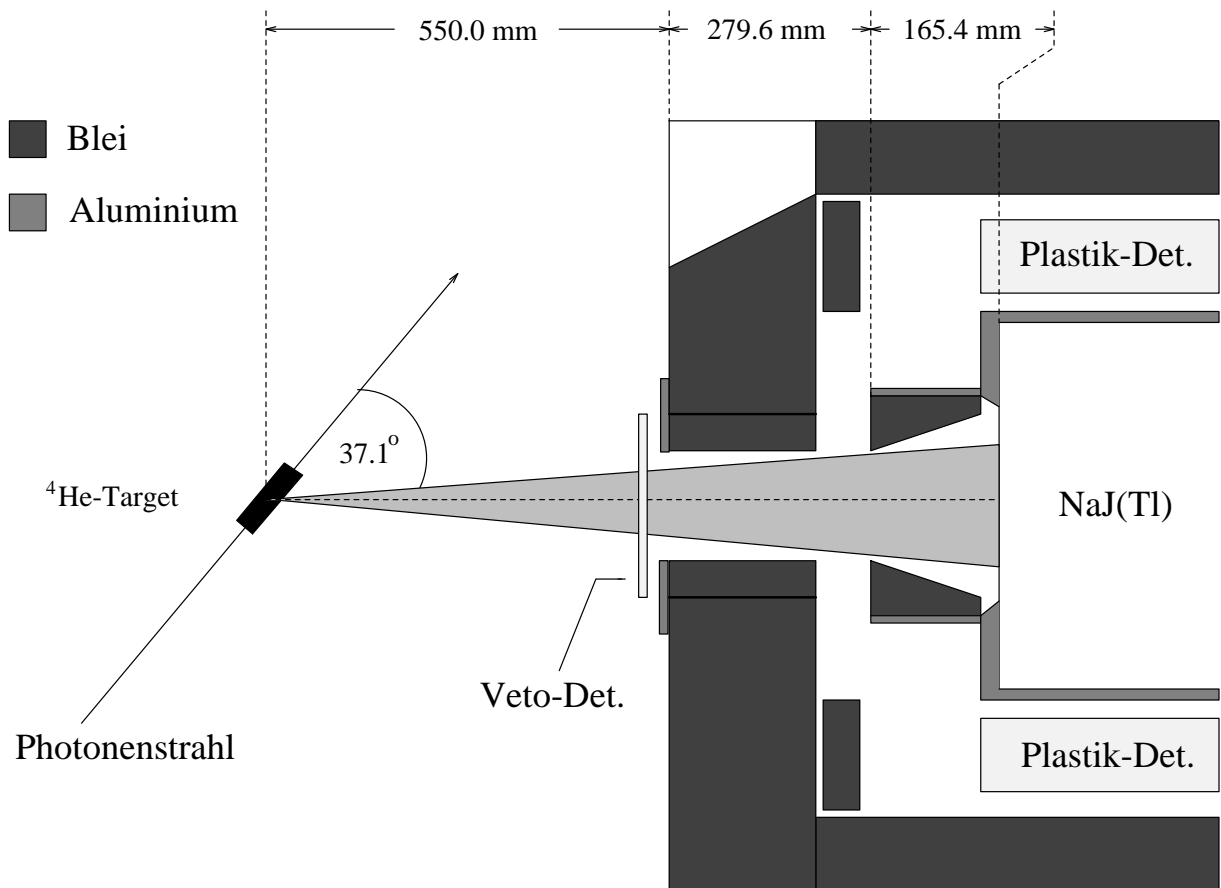


Abbildung 3.3: Querschnitt durch den 19" \varnothing \times 25" NaJ(Tl)-Detektor in der Streuebene. Aus den abgebildeten Maßen ergibt sich für ein punktförmiges Target ein geometrischer Raumwinkel des Teilchennachweises von 21.62 msr.

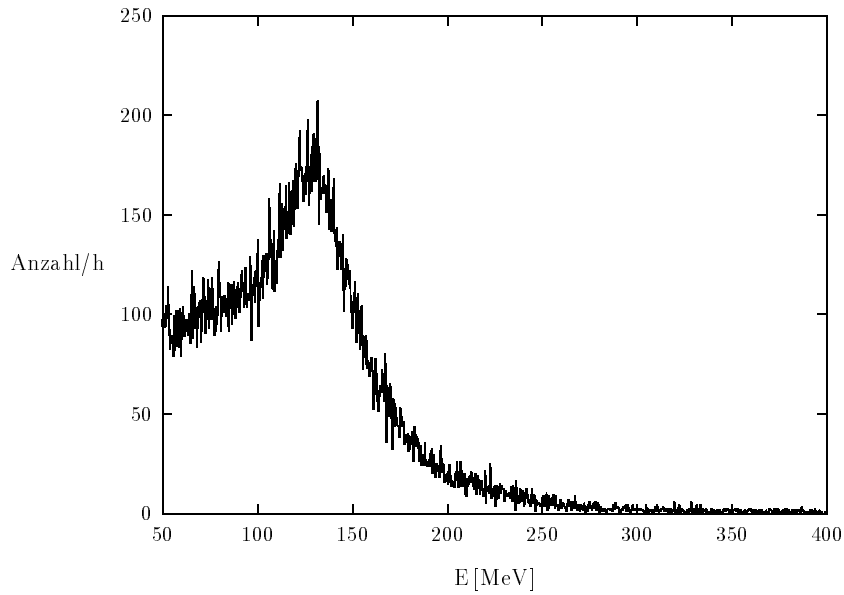


Abbildung 3.4: Höhenstrahlungsspektrum des $10'' \otimes 14''$ Bicron NaJ(Tl)-Detektors ohne Unterdrückung durch den Anti-Cosmic-Shield. Für minimal ionisierende Teilchen berechnet sich die beim Durchgang von $10''$ NaJ deponierte Energie zu 122 MeV. Das Maximum in dieser Abbildung liegt bei 128 MeV.

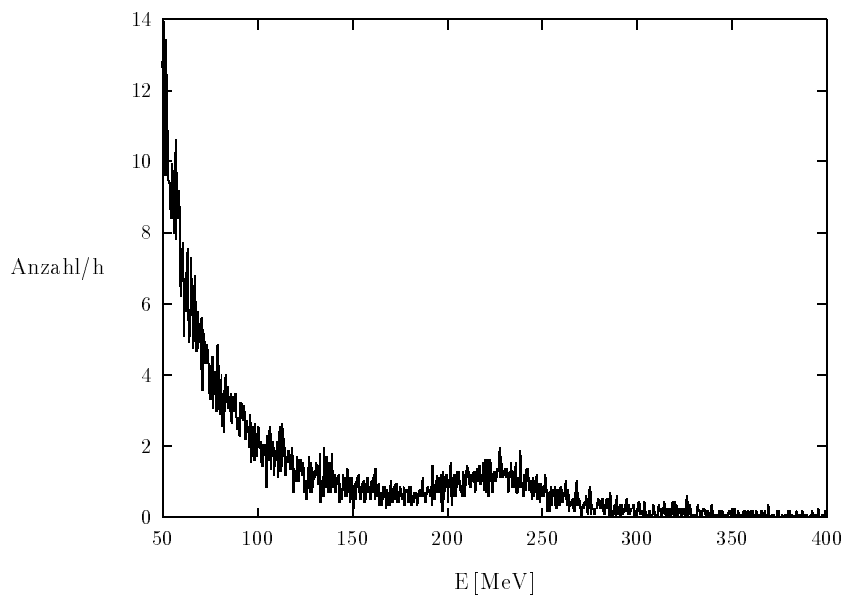


Abbildung 3.5: Höhenstrahlungsspektrum des $10'' \otimes 14''$ Bicron Detektors mit Unterdrückung durch den Anti-Cosmic-Shield. Infolge des horizontalen Einfalls der M μ onen in den Detektor verschiebt sich das Maximum im Vergleich zu Abb. 3.4 zu höheren Energien hin.

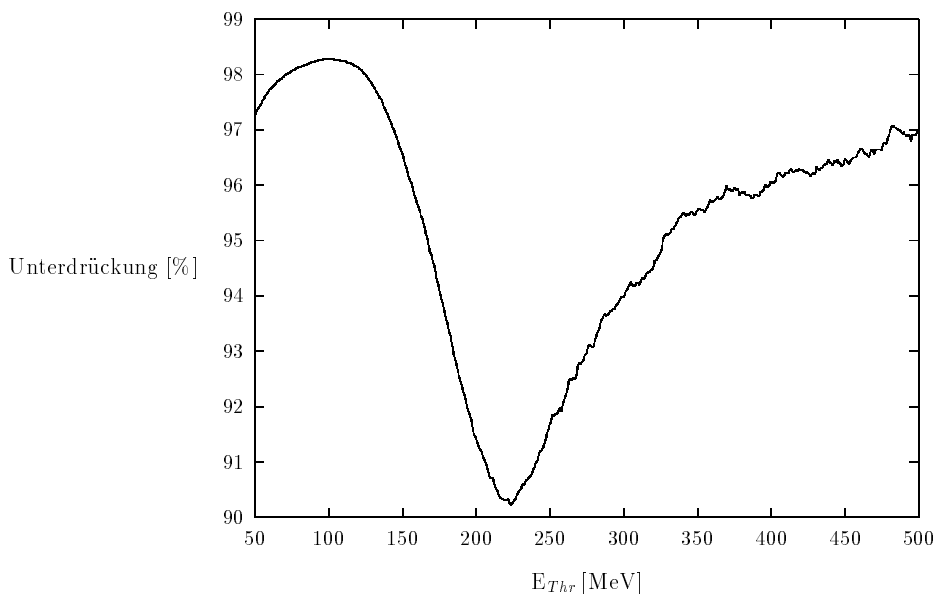


Abbildung 3.6: Effizienz der Höhenstrahlungsunterdrückung mittels des Anti-Cosmic-Shields in Abhängigkeit von der Energieschwelle der $10'' \otimes 14''$ NaJ(Tl)-Detektoren. Die Effizienz ergibt sich aus dem Verhältnis der Anzahlen der über die Diskriminatorschwelle gelangenden Signale mit und ohne Verwendung des Anti-Cosmic-Shields. Das Minimum bei $E_{Thr} = 220$ MeV ergibt sich durch den Nachweis nahezu horizontal einfallender Teilchen. Bei einer im Experiment verwendeten Energieschwelle von 30 MeV ergab sich die Rate der nicht unterdrückten Höhenstrahlung zu $< 0.5 \text{ s}^{-1}$ pro Detektor.

Der Nachweis ungeladener Teilchen kann nur indirekt über die Erzeugung geladener Teilchen im Detektor erfolgen, die dann ihrerseits mittels Anregung oder Ionisation im Szintillator Licht erzeugen. Je kleiner das Detektorvolumen ist, desto größer wird die Wahrscheinlichkeit dafür, daß sekundär erzeugte Teilchen den Detektor ohne eine Wechselwirkung im Szintillator verlassen und so dem Nachweisprozeß Energie verloren geht. Die relativen Energieauflösungen der einzelnen Detektoren sind in Tabelle 3.1 in Abhängigkeit von der Photonenenergie angegeben.

Eine Darstellung des Gesamtaufbaus der Photonendetektoren um das Heliumtarget findet sich in Abb. 3.7.

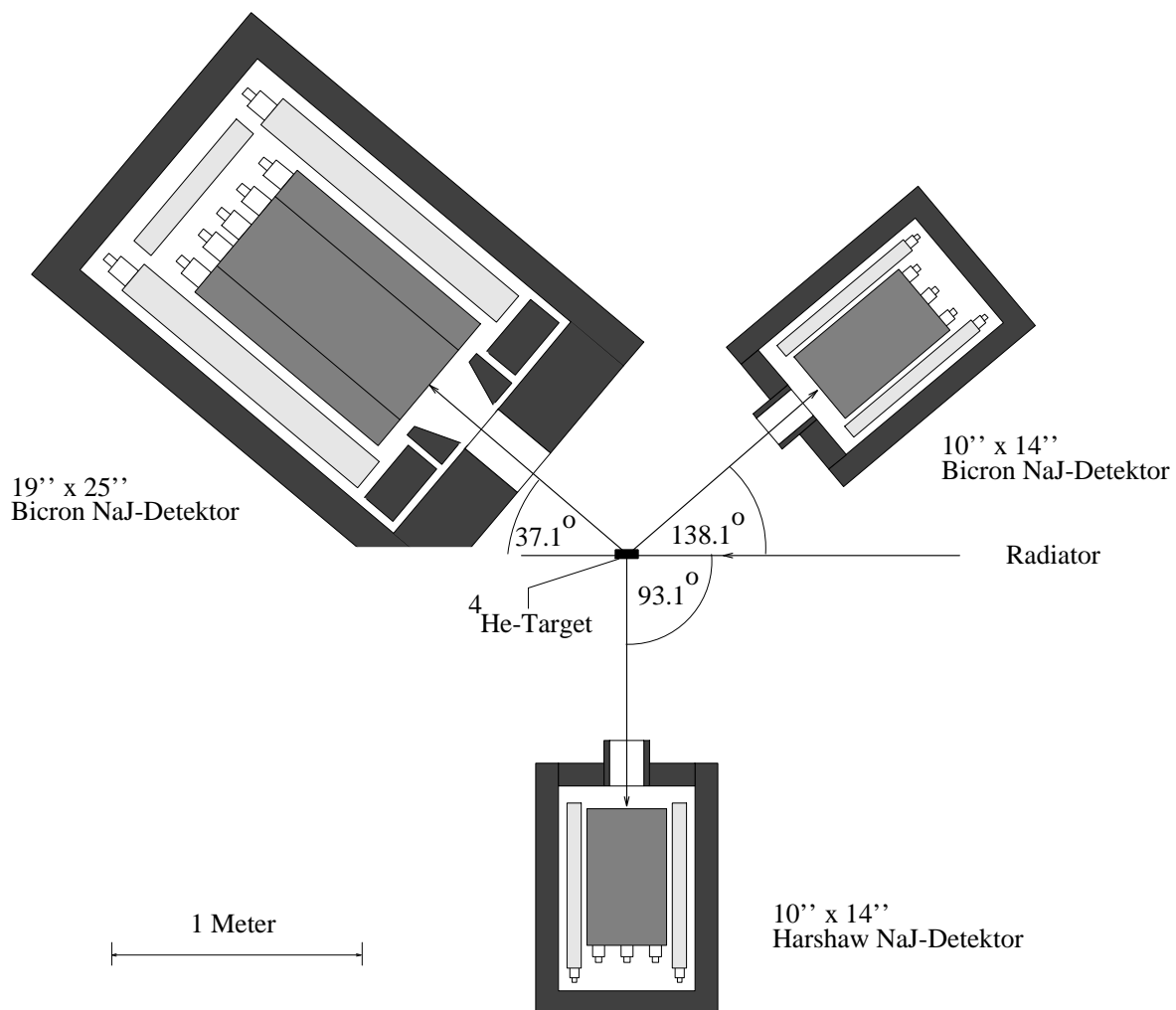


Abbildung 3.7: Detektoranordnung zum Nachweis der gestreuten Photonen, bestehend aus einem 19" \times 25" und zwei 10" \times 14" großen NaJ-Detektoren. Der Photonenstrahl trifft von rechts kommend auf das Streutarget.

3.4 Das Flüssig-Heliumtarget

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Heliumtarget nach folgendem Anforderungsprofil entworfen und gebaut:

- Targetzelle und Zuleitung müssen geometrisch in eine bereits vorhandene Streukammer passen.
- Die als Standzeit bezeichnete Zeit zwischen zwei Befüllungen der Apparatur mit Helium sollte möglichst groß sein, um die Anzahl der Unterbrechungen des Experiments so gering wie möglich zu halten.
- Die Massenbelegung der Targetzelle sollte im Vergleich zu der des Heliums darin gering sein.
- Die Konstruktion darf sich unter mechanischer Belastung nicht dejustieren.

Da für das Experiment kein eigener Heliumverflüssiger zur Verfügung stand, wurde die in Abb. 3.8 dargestellte Dewar-Konstruktion gewählt. Das flüssige Helium befindet sich dabei in einem als Vorratsbehälter dienenden Kryostaten über der Targetzelle. Wenn der Heliumpegel im Kryostaten durch Verdampfung auf ein Minimum gefallen ist, muß das Experiment unterbrochen und der Heliumvorrat durch Befüllen aus einer Heliumkanne aufgefüllt werden. Der verwendete Kryostat der Fa. Cryo Diffusion besteht im wesentlichen aus einem 5 Liter fassenden Heliumbehälter, einem Strahlungsschild auf flüssig-Stickstoff Temperatur und der Außenhülle mit den Ein- und Auslaßöffnungen für den Stickstoff. Zur Verringerung der Wärmeleitung auf den Heliuminnenbehälter sind sämtliche Zwischenräume im Kryostaten und der Streukammer auf $< 10^{-6}$ mbar evakuiert. Der obere Abschlußflansch des Heliumbehälters enthält zusätzlich zum Füllstandsmesser und einem Strahlungsschild aus polierten Kupferscheiben eine verschließbare Öffnung zum Einführen des Heliumhebers. Am unteren Teil des Dewars befinden sich für die Verbindung mit dem Experimentierteil Flansche auf Zimmer-, Stickstoff- und Heliumtemperatur. Ein am Kryostaten angeflanshtes Edelstahlrohr verbindet den Heliumvorratsbehälter mit der aus Kapton ($(C_{22}H_{18}O_5N_2)_X$) bestehenden Targetzelle. Die Targetzelle hat eine Länge von 10.0 cm, einen Durchmesser von 3.0 cm und besteht aus drei miteinander verklebten Kaptonfolien und einem angeklebten Stück gesinterten Kapton (Vespel) zur Aufnahme der Zuleitung. Die Anfertigung der Targetzelle erfolgte an der Johannes Gutenberg-Universität in Mainz (siehe [Här92]). Zur Verringerung des Wärmeeintrags ist die Zuleitung von einem mit flüssigem Stickstoff gefüllten doppelwandigem Edelstahlrohr umgeben. Die Targetzelle ist mit fünf Lagen Superisolationsfolie und einer sie umgebenden Aluminiumröhre auf Stickstofftemperatur gegen Wärmestrahlung abgeschirmt.

Im Vorfeld des Experiments wurden in Göttingen Versuche zur Bestimmung der Standzeit in Abhängigkeit von konstruktionsbedingten Parametern durchgeführt. Die vom Hersteller des Kryostaten angegebene Verdampfungsrate von einem Liter Helium pro Tag konnte unter keinen Umständen reproduziert werden. Als wesentliches Ergebnis dieser

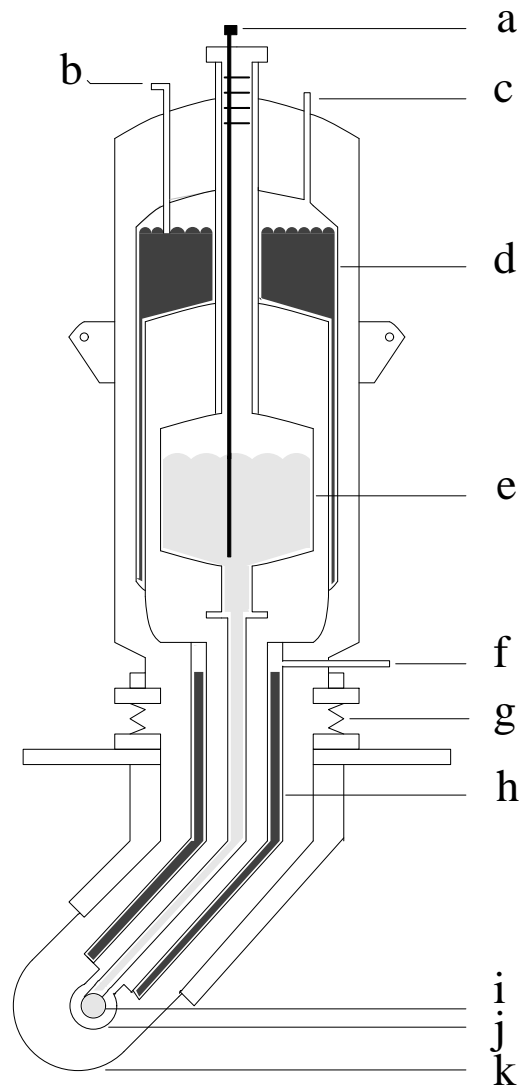


Abbildung 3.8: Aufbau des Heliumtargets

- a Helium-Füllstandsmesser
- b Einfüllstutzen für flüssigen Stickstoff
- c Auslaß für gasförmigen Stickstoff
- d Strahlungsschild mit flüssigem Stickstoff
- e Heliumvorratsbehälter
- f Stickstoffein- und Auslaß für das Strahlungsschild der Heliumzuleitung
- g Höhenjustage
- h mit flüssigem Stickstoff gefüllter Strahlungsschild der Heliumzuleitung
- i Targetzelle
- j Strahlungsschild aus Aluminium um die Targetzelle
- k Streukammer aus kohlefaserverstärktem Kunststoff

Versuche läßt sich herausstellen, daß sich die Standzeiten mit und ohne Experimentierteil am Kryostaten nicht merklich voneinander unterscheiden. Darüberhinaus ergab sich eine weitgehende Unabhängigkeit der Standzeit vom Vakuum in der Streukammer und dem Kryostaten. Aufgrund diverser Lecks im unteren Stickstoffbehälter schwankte die Güte des Vakuums während der Testphase zwischen 10^{-7} mbar und 10^{-4} mbar. Die Standzeit lag unabhängig vom Vakuum konstant bei etwa 20 Stunden. Bei einem guten Vakuum kann demnach der Wärmetransport durch das Restgas in der Apparatur vernachlässigt werden.

Flüssiges Helium besitzt eine Verdampfungswärme von $21.5 \frac{J}{g}$ und eine Dichte von $0.125 \frac{g}{cm^3}$. Um 5 Liter Helium in 20 Stunden zu verdampfen, benötigt man eine Leistung ungefähr 0.2 W. Da sich selbst mit pessimistischen Annahmen über die Beschaffenheit der inneren Oberflächen des Kryostaten keine derartige Strahlungsleistung auf den Heliumbehälter berechnen läßt und zudem die Außenhülle des Kryostaten an der Schweißnaht zum Innenbehälter kalt wurde, liegt es nahe, den Wärmeeintrag mit einem Defekt am Kryostaten zu begründen. In einem vorangegangenen Experiment, bei dem der beschriebene Kryostat zum Einsatz kam, wurden ähnlich schlechte Standzeiten beobachtet [Mar92].

Das flüssige Helium wurde von der Fa. Linde AG in Kannen mit einem Fassungsvermögen zwischen 100 und 150 Litern in Mainz angeliefert. Die Befüllung des Kryostaten während des Experiments mittels eines industriell gefertigten Heliumhebers dauerte weniger als 10 Minuten bei einer Standzeit des Heliums von 18 bis 22 Stunden. Der flüssig-Stickstoff Vorrat in Kryostat und Experimentierteil wurde während der Heliumbefüllungen ebenfalls ergänzt.

3.5 Die Meßdatenerfassung

Die Erfassung der von den verschiedenen Detektoren gelieferten Informationen läßt sich prinzipiell in zwei Teilbereiche gliedern:

- Elektronik in den NIM-, CAMAC- und Fastbus-Überrahmen
- Rechner und die darauf zur Erfassung und Analyse der Daten eingesetzte Software

3.5.1 Die Elektronik

Wie bereits in Kapitel 3.2 angemerkt, beruht das Prinzip des Taggings auf dem koinzidenten Nachweis des gestreuten Photons und des dazugehörigen abgebremsten Elektrons. Um die prinzipielle Arbeitsweise der Elektronik näher zu erläutern, wird zunächst der Begriff 'Experiment-Trigger' oder auch 'X-Trigger' definiert: Mit dem Begriff X-Trigger wird ein von der Elektronik der NaJ-Detektoren erzeugtes Signal bezeichnet, das vorlag, wenn mindestens eine der folgenden Bedingungen zutraf:

- Im unter dem Streuwinkel 31.1° stehenden Detektor wurden mindestens 30 MeV Energie deponiert.
- Im unter dem Streuwinkel 93.1° stehenden Detektor wurden mindestens 45 MeV und im Anti-Cosmic-Shield weniger als 8 MeV Energie deponiert.
- Im unter dem Streuwinkel 138.1° stehenden Detektor wurden mindestens 30 MeV und im Anti-Cosmic-Shield weniger als 8 MeV Energie deponiert.

Beim Vorliegen eines X-Triggers wurde überprüft, ob mindestens ein Detektor der Taggerleiter innerhalb eines Zeitintervalls von ± 40 ns bezüglich des Photons angesprochen hat. Ein Elektron muß nicht zwangsläufig vorgelegen haben, da der X-Trigger auch durch den Nachweis von Höhenstrahlung erzeugt werden konnte. Wurde ein Elektron in diesem Zeitfenster nachgewiesen, so wurde in sogenannten Latching-Scalern die Information gespeichert, welche Taggerdetektoren Elektronen nachgewiesen hatten und die TDCs der jeweiligen Detektoren wurden mit dem Timing des Elektronennachweises gestartet und vom verzögerten X-Trigger Signal gestoppt. Man erhält somit zu jedem Elektron auf der Taggerleiter eine Information über den zeitlichen Zusammenhang mit dem gestreuten Photon. Über ein Interruptsignal wurde anschließend ein VMEbus Rechner veranlaßt, die Informationen der CAMAC- und Fastbusmodule auszulesen.

Jedem Taggerdetektor ist ein Scaler zugeordnet, in dem die Anzahl der in dem jeweiligen Taggerkanal nachgewiesenen Elektronen unabhängig von einer zeitlichen Korrelation mit in den NaJ-Detektoren nachgewiesenen Teilchen bestimmt wird. Diese Scaler wurden zur Verringerung der pro Ereignis entstehenden unvermeidlichen Totzeit der Datenerfassung lediglich alle 5000 Interrupts ausgelesen.

Es ist zu anzumerken, daß die gesamte Elektronik während der Abarbeitung eines X-Triggers gesperrt war, um eine Vermischung der Informationen von mehreren hintereinander nachgewiesenen Teilchen zu verhindern.

3.5.2 Rechner und Software

Die Meßdatenerfassung erfolgte mittels zweier über Ethernet miteinander gekoppelter Rechner. Als Frontend-Rechner in der Experimentierhalle wurde ein mit einer Motorola 68030-CPU ausgestatteter VMEbus-Rechner unter dem Betriebssystem OS-9 verwendet. Das zur Datenerfassung eingesetzte Programmpaket MECDAS [Mec89] wurde bei jeder Koinzidenz zwischen X-Trigger und Elektron auf der Taggerleiter per Interrupt angewiesen, die Daten sämtlicher Detektoren aus den Elektronikmodulen auszulesen. Der Zugriff der CPU-Karte auf den CAMAC-Branch und die Fastbus-Elektronik erfolgte über VMEbus-Einschübe, die als Interface zwischen den verschiedenen Bussystemen arbeiteten. Die so erfaßten Daten wurden von MECDAS unter Verwendung eines geeigneten Protokolls zum auf einer VAX-3200 arbeitenden Programmpaket GOOSY [GSI88] übertragen, das die Daten ungefiltert auf ein Exabyte-Laufwerk schrieb und gleichzeitig eine ausführliche Online-Analyse durchführte.

4. Datenanalyse und Auswertung

Ziel der Auswertung ist die Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ der Comptonstreuung in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ und der Photonenenergie E_γ :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_\gamma, \theta) = \frac{N_\gamma^{Str}(E_\gamma, \theta)}{N_\gamma(E_\gamma) N_T \Omega} \quad (4.1)$$

$N_\gamma^{Str}(E_\gamma, \theta)$ bezeichnet die Anzahl der unter dem Streuwinkel θ mit der Energie E_γ elastisch gestreuten Photonen, $N_\gamma(E_\gamma)$ die Anzahl der mit der Energie E_γ auf das Streutarget treffenden Photonen, N_T die Flächendichte der Targetkerne und Ω den effektiven Raumwinkel des Nachweises der gestreuten Photonen.

Da bereits mit ähnlichen Experimentaufbauten Experimente zur Comptonstreuung am ^{12}C [Wis93] und am ^1H [Hün94] in Mainz ausgeführt worden sind, finden sich in diesen Arbeiten Beschreibungen der möglichen Auswerteverfahren. Insbesondere in [Hün94] sind die unterschiedlichen Korrekturen der in den Wirkungsquerschnitt eingehenden Größen detailliert dargelegt. Ein besonderer Schwerpunkt dieses Kapitels wird daher auf ein davon abweichendes Verfahren zur Trennung der Comptongestreuten Photonen von den Ereignissen aus der π^0 -Photoproduktion gelegt. Die dazu notwendigen Anpassungen wurden mit dem Programm Fudgit [Fud94] vorgenommen.

4.1 Anzahl der auf das Streutarget treffenden Photonen

Die Anzahl der auf das Streutarget treffenden Photonen ist indirekt über die Anzahl der pro Kanal auf der Taggerleiter nachgewiesenen Elektronen und die Tagging-Efficiency zugänglich. Die Tagging-Efficiency ist definiert als der Quotient aus der Anzahl der pro Energieintervall markierten Photonen und der Anzahl der im entsprechenden Taggerkanal nachgewiesenen Elektronen:

$$\epsilon_{tag}(E) = \frac{N_\gamma(E)}{N_e(E)} \quad (4.2)$$

Die Tagging-Efficiency wurde mittels eines Bleiglasdetektors bestimmt, der vor und nach allen Änderungen der Strahlage in den direkten Photonenstrahl gefahren wurde. Bei geringem Strom konnte so $N_\gamma(E)$ in Abhängigkeit von $N_e(E)$ experimentell direkt

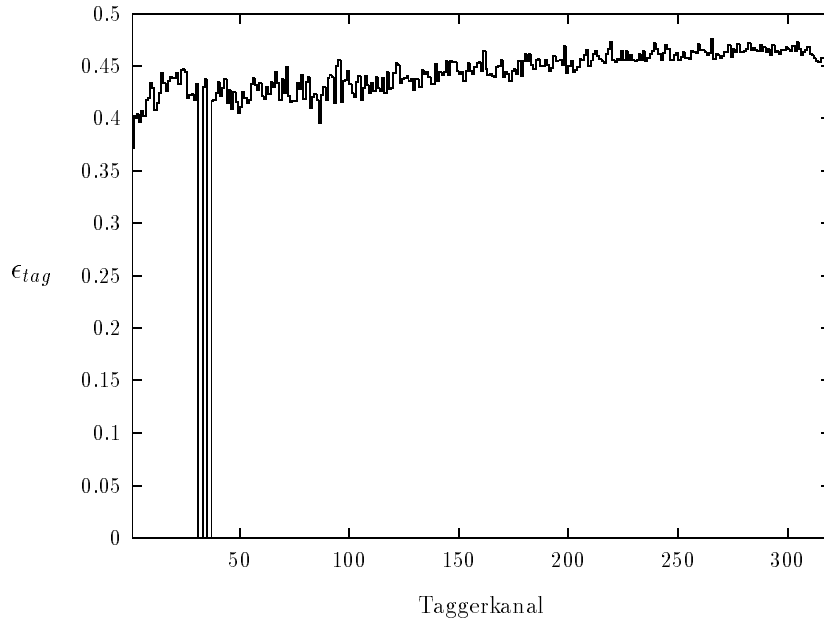


Abbildung 4.1: Mittlere Tagging-Efficiency über den gesamten bei dieser Messung getaggten Energiebereich. Kanal 1 entspricht 791.9 MeV, Kanal 320 entspricht 116.4 MeV. Die Tatsache, daß 4 Kanäle zwischen 30 und 40 defekt waren, spielte bei der Auswertung der Daten keine Rolle, da die zugehörigen Photonenenergien größer als 700 MeV sind und bei solch hohen Energien ohnehin die Energieauflösung der NaJ-Detektoren nicht mehr ausreichte, um Wirkungsquerschnitte für die Comptonstreuung zu bestimmen.

ermittelt werden. Abb. 4.1 zeigt die über die gesamte Meßperiode gemittelte Tagging-Efficiency. Zusätzlich dazu wurde der Photonenfluß kontinuierlich während der Messung mittels einer P2-Ionisationskammer ständig monitoriert, um bei der Bestimmung der mittleren Tagging-Efficiency auch kurzzeitige Schwankungen des Photonenflusses zu erfassen. Ein wesentlicher Faktor für die Größe der Tagging-Efficiency ist der Durchmesser des zur Begrenzung des Strahlflecks auf die Targetzelle hinter dem Tagger angebrachten Kollimators. Mit Gleichung 4.2 ergibt sich

$$N_\gamma(E) = N_e(E) \epsilon_{tag}(E) \quad (4.3)$$

Die Anzahl der pro Energieintervall nachgewiesenen Elektronen $N_e(E)$ wurde in den Scälern der Taggerelektronik gezählt. Folgende Korrektur ist dabei wegen der durch die Diskriminatoren hervorgerufenen Totzeit im Elektronennachweis nach folgender Formel erforderlich:

$$N_e^{wahr} = \frac{N_e}{1 - \dot{N}_e \tau_{tot}} \quad (4.4)$$

N_e^{wahr} bezeichnet die korrigierte Anzahl der nachgewiesenen Elektronen, N_e die Anzahl der registrierten Elektronen und τ_{tot} die Totzeit der Diskriminatoren. Mit einer sich aus Abb. 4.5 zu $\tau_{tot} \approx 12$ ns ergebenden Totzeit beträgt die Korrektur der Elektronenanzahlen 0.2 – 1.1%.

4.2 Flächenbelegung des Streutargets

Die Flächenbelegung des Targets ergibt sich aus

$$N_T = \frac{\rho \cdot d \cdot N_A}{A} \quad (4.5)$$

ρ bezeichnet die Dichte und d die effektive Länge der Targetzelle, N_A die Avogadro-Konstante und A die molare Masse von Helium. Aufgrund einer von der Zylinderform abweichenden Geometrie der Targetzelle wird ihre effektive Länge d bestimmt. Dieser Wert berechnet sich in Abhängigkeit vom Durchmesser des Photonenstrahls auf dem Target von 2.35 cm und dem Krümmungsradius der Kaptonkalotten zu $d = 10.0$ cm.

Die Dichte des Heliums wurde mittels der Absorption der 122 KeV-Linie eines ^{57}Co -Präparates im Streutarget bestimmt. Der entsprechende Experimentaufbau ist in Abb. 4.2 dargestellt. Er besteht aus einer ins Isoliervakuum eingebrachten ^{57}Co -Quelle und jeweils einem vor der Targetzelle und vor dem zum Nachweis dienenden Ge(Li)-Detektor angebrachten Blei-Kollimator. Es wurde die Zählrate des Ge(Li)-Detektors bei vollem und bei leerem Target sowie die des Untergrunds ohne ^{57}Co -Quelle gemessen. Bezeichnet I die untergrundbereinigte Zählrate bei vollem, I_0 die bei leerem Target, σ_{tot} den totalen Photoabsorptionsquerschnitt, der aus [Ple68] entnommen wurde und d^* die sich aus dem Kollimatordurchmesser ergebende effektive Targetlänge von 10.2 cm, so erhält man die Dichte

$$\rho = \frac{\ln \frac{I_0}{I} \cdot A}{N_A \cdot \sigma_{tot} \cdot d^*} \quad (4.6)$$

Die Absorptionsmessung ergab eine den Literaturwert um 2.4% unterschreitende Dichte

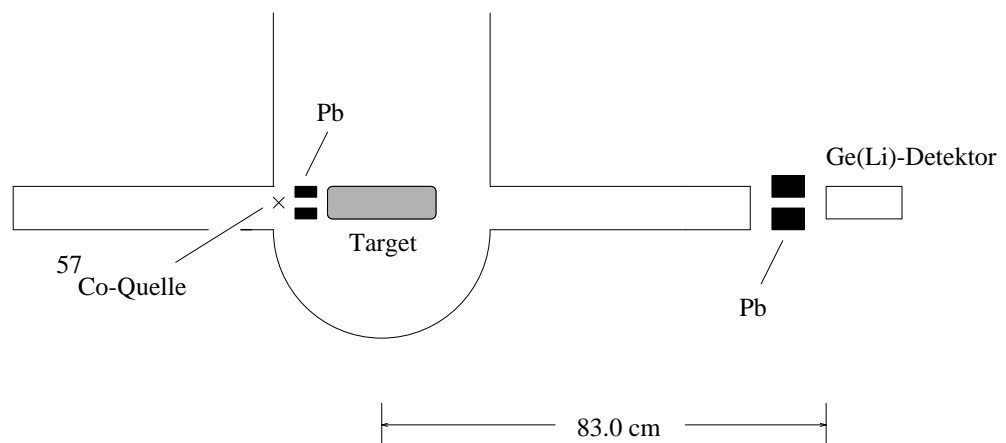


Abbildung 4.2: Schematischer Aufbau der Absorptionsmessung zur Bestimmung der Flächenbelegung des Targets. Der kollimierte Strahl aus der ^{57}Co -Quelle trifft nach dem Durchgang durch die Targetzelle auf einen lithiumgedrifteten Germaniumdetektor und wird mit Hilfe eines Rechners in ein Pulshöhenspektrum einsortiert.

des Heliums in der Targetzelle von $(0.1217 \pm 0.0012) \frac{g}{cm^3}$. Eingesetzt in 4.5 ergibt sich damit eine Flächenbelegung von

$$N_T = (1.831 \pm 0.026) \cdot 10^{23} cm^{-2}$$

Der durch die Superisolationsfolie und das Kapton der Targetzelle hervorgerufene zusätzliche Beitrag zur Flächenbelegung wurde zu $1.2 \cdot 10^{-3} \cdot N_T$ abgeschätzt und kann vernachlässigt werden.

4.3 Effektiver Raumwinkel

Unter dem effektiven Raumwinkel versteht man denjenigen Raumwinkel, unter dem ein Detektor die im Target gestreuten Photonen nachweist. Dabei berücksichtigt man im Unterschied zum geometrischen Raumwinkel, auch Effekte wie Absorption der Photonen im Target oder Veto-Plastik und Streuung am Kollimator. In [Wic95] wurden für die drei NaJ-Detektoren die effektiven Raumwinkel Ω zu folgenden Werten bestimmt:

Detektor	Streuwinkel [Grad]	Ω [msr]
19" \varnothing \times 25" Bicron	37.1	21.35
10" \varnothing \times 14" Harshaw	93.1	52.83
10" \varnothing \times 14" Bicron	138.1	55.00

4.4 Bestimmung der Anzahl der elastisch gestreuten Photonen

4.4.1 Energiekalibrierung der Detektoren

Vor Beginn des Experiments wurden die drei NaJ-Detektoren energiekalibriert, indem jeder Detektor einzeln in den direkten Strahl gestellt wurde. Mittels der Messung des Photonenspektrums in Abhängigkeit von der Energie der markierten Photonen konnte ein Zusammenhang zwischen der Photonenenergie und dem ADC-Inhalt hergestellt werden. Dieser Zusammenhang läßt sich durch ein Polynom zweiten Grades beschreiben. Ferner wurden die Segmente des 19" \varnothing \times 25" großen NaJ-Detektors mittels einer ^{241}Am - ^9Be - und einer ^{60}Co -Quelle energiegeeicht [Wic95]. Die in diesem Detektor deponierte Energie ergibt sich dann aus der Summe der im Core und in den Segmenten deponierten Energien.

4.4.2 Auswertung der Zeitspektren

Das Prinzip der Photonenmarkierung (tagging) beruht auf einer festen zeitlichen Korrelation zwischen dem Nachweis des markierten Photons und des dazugehörigen Elektrons. Aufgrund der mittleren Elektronenrate von 75 MHz auf der gesamten Taggerleiter wurde innerhalb des 80 ns langen Koinzidenzgates bei 99% aller markierten Photonen mehr als ein Elektron nachgewiesen. In Abb. 4.3 ist die Anzahl der von Elektronen getroffenen Leiterkanäle pro markiertem Photon aufgetragen.

Über die für jeden Taggerkanal separat vorgenommene Messung der Zeitdifferenz zwischen dem Nachweis des Elektrons und dem gestreuten Photon kann eine Zuordnung des Taggerkanals zum markierten Photon vorgenommen werden, da ein fester zeitlicher Zusammenhang zwischen dem Photon und dem dazugehörigen Elektron besteht. Abb. 4.4 zeigt das Summenspektrum aller zeitlich aufeinander abgeglichenen Tagger-TDCs für die im $19'' \times 25''$ NaJ-Detektor nachgewiesenen Ereignisse. Die außerhalb des Bereichs K liegenden Ereignisse sind größtenteils zufällig nachgewiesene Elektronen, die nicht das markierte Photon erzeugt haben können. Darüberhinaus treten echte Koinzidenzen mit Neutronen oder Protonen aus der Photodesintegration des He-Kerns auf, die im Peak rechts neben Bereich K liegen. Der Umkehrschluß, daß alle im Bereich K liegenden Elektronen markierte Photonen erzeugt haben gilt jedoch nicht. Zur Veranschaulichung dieser Tatsache und damit der Bedeutung der Taggerzeitspektren betrachte man folgende Fälle:

- Ein auf Taggerkanal m nachgewiesenes Elektron hat durch Bremsstrahlung im Ra-

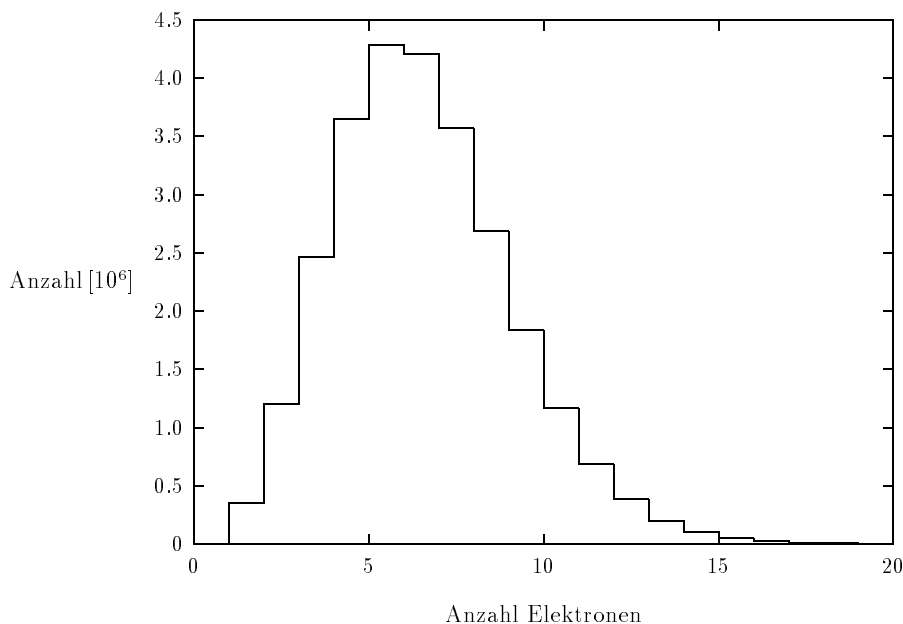


Abbildung 4.3: Aufgetragen ist die Anzahl der Elektronen, die pro markiertem Photon innerhalb des 80 ns langen Koinzidenzgates nachgewiesen wurden.

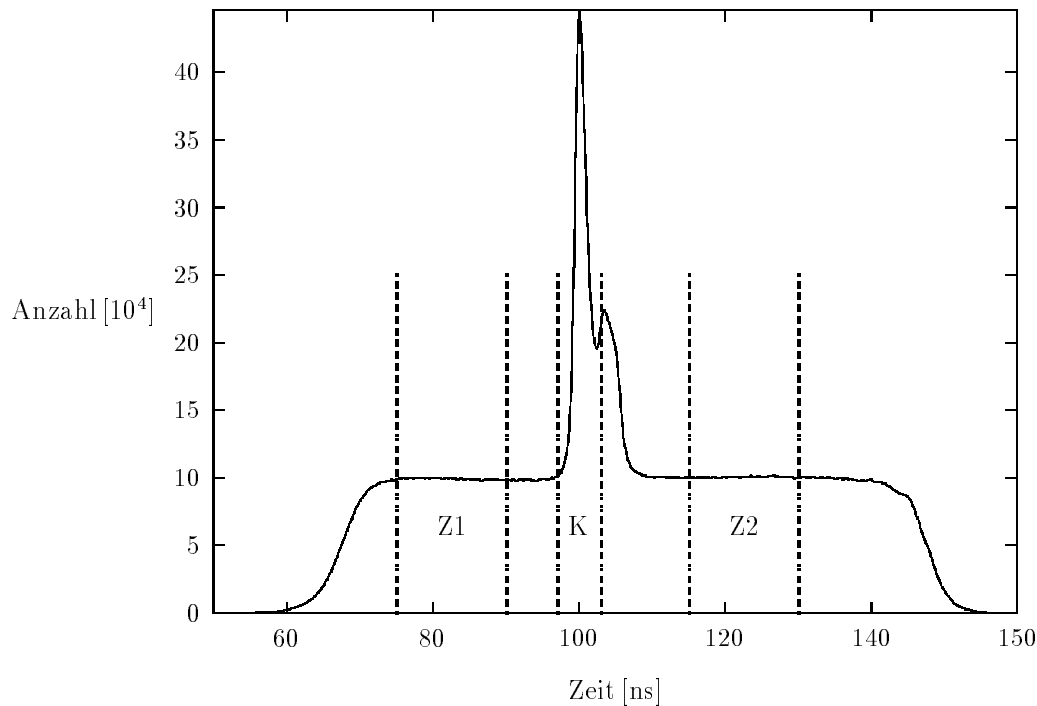


Abbildung 4.4: Das Summenspektrum aller Tagger-TDCs zeigt die Zeitdifferenz zwischen dem Nachweis der Elektronen und dem der markierten Photonen. Die Bereiche Z1 und Z2 markieren die zufälligen Koinzidenzen, der Bereich K die korrelierten Ereignisse. Der rechts neben dem Bereich K liegende Peak stammt von Ereignissen, bei denen anstelle eines Photons ein Proton oder ein Neutron im NaJ(Tl)-Detektor nachgewiesen wurde. Diese Ereignisse hatten keinen störenden Einfluß auf die Auswertung, da sie in den Energiedifferenzspektren nicht in den Bereich der Comptongestreuten Photonen fallen.

diator das markierte Photon erzeugt, aber zeitgleich mit diesem Elektron wird auf Taggerkanal n ein weiteres, zufälliges Elektron nachgewiesen. Diese Ereignisse finden sich in Abb. 4.4 im unter dem korrelierten Peak sitzenden Untergrund wieder, können jedoch nur auf statistischem Wege aus den Daten herauskorrigiert werden. In der Auswertung der Meßdaten müssen alle Elektronen, deren Zeitdifferenz zum markierten Photon im Bereich K liegt, so behandelt werden, als ob sie für die Erzeugung des Photons verantwortlich waren.

- Wird vor dem Nachweis des richtigen Elektrons innerhalb des Koinzidenzgates in demselben Taggerkanal ein zufälliges Elektron registriert, so wird der zugehörige TDC zu früh gestartet. Solche Elektronen werden, da die Zeitdifferenz zwischen Elektronen- und Photonennachweis größer wird, in Abb. 4.4 rechts vom korrelierten Peak einsortiert und somit in der Auswertung verworfen. Die Anzahl der Comptongestreuten Photonen muß hinsichtlich dieser Ereignisse korrigiert werden.

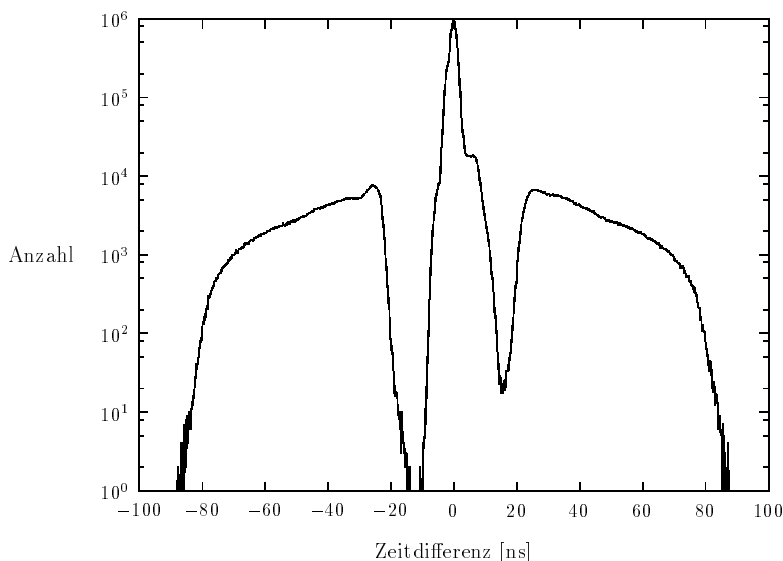


Abbildung 4.5: Zeitdifferenz zwischen der Ansprache benachbarter Taggerdetektoren. Das Maximum im Bereich um Null stammt von Elektronen, die über mehrere Kanäle gestreut wurden. Die links und rechts davon liegenden Ereignisse rühren von zufälligen Mehrfachtreffern benachbarter Kanäle her. Die Lücken dazwischen resultieren aus der Totzeit der für die Taggerdetektoren verantwortlichen Diskriminatoren.

Abhängig von der Elektronenrate auf dem jeweiligen Taggerkanal beträgt diese Korrektur, für die sich eine detaillierte mathematische Herleitung in [Hün94] findet, 1–5%.

- Das für die Erzeugung des Photons verantwortliche Elektron wird in Taggerdetektor n nachgewiesen und anschließend in Taggerdetektor $n + 1$ gestreut und dort ebenfalls registriert. Beide Taggerkanäle liefern im Bereich K liegende Zeitinformationen, womit der Nachweis von zwei Elektronen vorgetäuscht wird. Die Entscheidung darüber, ob Ereignisse in benachbarten Taggerkanälen durch die Streuung eines Elektrons oder durch zufällige Koinzidenzen hervorgerufen wurden, läßt sich mit Hilfe der Zeitinformationen der Tagger-TDCs treffen. Über mehrere Taggerdetektoren gestreute Elektronen werden aufgrund ihrer hohen Geschwindigkeit koinzident nachgewiesen. Berechnet man die Zeitdifferenz zwischen dem Elektrenennachweis in benachbarten Kanälen, so ergibt sich das in Abb. 4.5 dargestellte Spektrum. Die gestreuten Elektronen finden sich in dem Bereich um den Zeitnullpunkt wieder, die zufälligen Koinzidenzen in den Bereichen zu größeren und kleineren Zeitdifferenzen.

4.4.3 Die Energiedifferenzspektren

Um die Anzahl der Comptongestreuerten Photonen in Abhängigkeit von der Primärenergie zu bestimmen, wurden zunächst alle Ereignisse verworfen, bei denen die vor den NaJ-Detektoren angebrachten, als Veto für geladene Teilchen arbeitenden Plastikdetektoren angesprochen hatten oder die als Höhenstrahlung in den Anti-Cosmic-Detektoren nachgewiesen wurden. Übrig blieben dann nur noch ungeladene, aus dem Target stammende Teilchen. Im nächsten Schritt wurden die sogenannten Energiedifferenzspektren gebildet um die elastisch gestreuten Photonen von denen aus dem π^0 -Zerfall zu trennen:

$$E_{diff} = E_{comp} - E_{NaJ}$$

E_{diff} bezeichnet die Energiedifferenz, E_{comp} die nach der Compton-Formel berechnete Energie eines elastisch gestreuten Photons und E_{NaJ} die im NaJ-Detektor deponierte Energie. Für elastisch gestreute Photonen liegt E_{diff} um den Energienullpunkt, stammt hingegen das nachgewiesene Photon aus dem π^0 -Zerfall, so nimmt E_{diff} einen positiven Wert entsprechend der Energie des nicht nachgewiesenen Zerfallsphotons an.

Für jedes betrachtete Energieintervall wird jeweils ein Energiedifferenzspektrum für die zeitlich korrelierten und eines für die unkorrelierten Ereignisse erstellt. Dabei wurden jeweils zwei aufeinanderfolgende Taggerkanäle zur Erlangung einer besseren Statistik zusammengefaßt. Aus der Breite der Taggerkanäle von 2.3–2.4 MeV im ausgewerteten Energiebereich ergaben sich 4.6–4.8 MeV breite Primärenergieintervalle. Abb. 4.4 zeigt das TDC-Summenspektrum mit drei markierten Bereichen, Z1, K und Z2. Die Spektren mit den zufälligen Ereignissen (Abb. 4.7) wurden unter der Bedingung akkumuliert, daß die dazugehörigen Zeitinformationen in den Bereichen Z1 oder Z2 lagen. Für die in Abb. 4.6 dargestellten korrelierten Ereignisse wurde als Bedingung der mit K markierte Bereich gewählt. An die Energiedifferenzspektren mit den zufälligen Ereignissen wurden Polynome angepaßt und auf die unterschiedlichen Fensterbreiten in Abb. 4.4 normiert, von den zeitlich korrelierten Energiedifferenzspektren abgezogen. Abb. 4.8 und Abb. 4.9 zeigen ein korreliertes Energiedifferenzspektrum nach Abzug des Untergrundes für 260 MeV bzw. 375 MeV Primärenergie. Eine Bestimmung der Anzahl der Comptongestreuerten Ereignisse ist bei einer Photonenenergie von 375 MeV nicht mehr durch Auszählen der um Null liegenden Ereignisse möglich, da die Verteilungen der Ereignisse aus der Comptonstreuung und der π^0 -Photoproduktion ineinanderlaufen.

Eine präzise Bestimmung der Anzahl der elastisch gestreuten Photonen ist nur möglich, wenn entweder die Form der π^0 - oder die der Comptonverteilung bekannt ist. Da Comptonstreuung und π^0 -Photoproduktion oberhalb der Mesonenschwelle miteinander konkurrierende Prozesse darstellen, sind die Verteilungen nicht einzeln experimentell zugänglich. Eine naheliegende Annahme ist, daß die Form der Comptonverteilung der Detektorantwortfunktion im direkten Strahl entspricht, die man aus der Energieeichmessung erhält. Abb. 4.10 zeigt eine solche Anpassung bei einer Primärenergie von 352 MeV. Offensichtlich wird der Verlauf nicht richtig wiedergegeben. Insbesondere der Anstieg der linken Flanke der Anpassung ist zu steil. Es läßt sich sehr leicht begründen, warum die Annahme, die Detektorantwortfunktion gäbe den Verlauf richtig wieder, falsch ist:

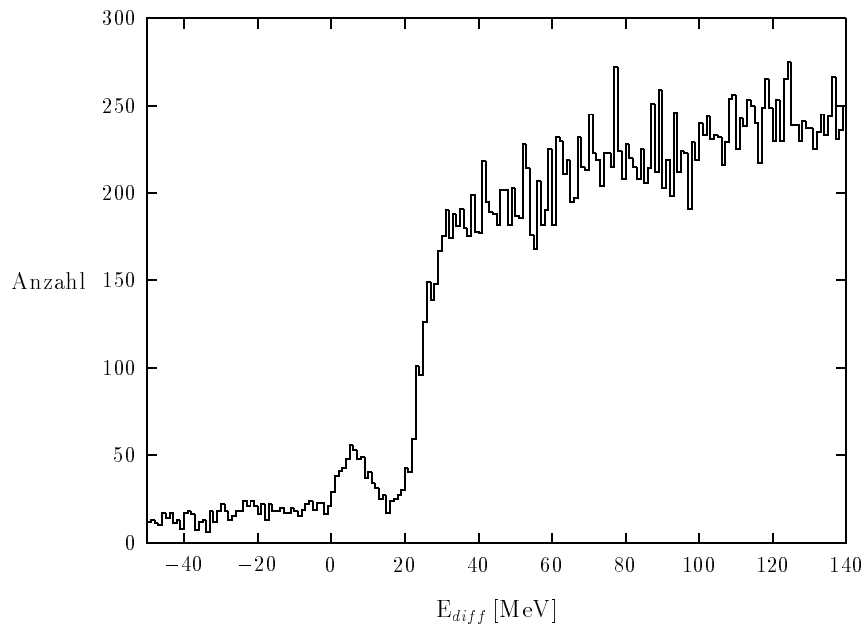


Abbildung 4.6: Energiedifferenzspektrum der in Abb. 4.4 mit K bezeichneten zeitlich korrelierten Ereignisse. Die Primärenergie beträgt 260.4 ± 2.4 MeV.

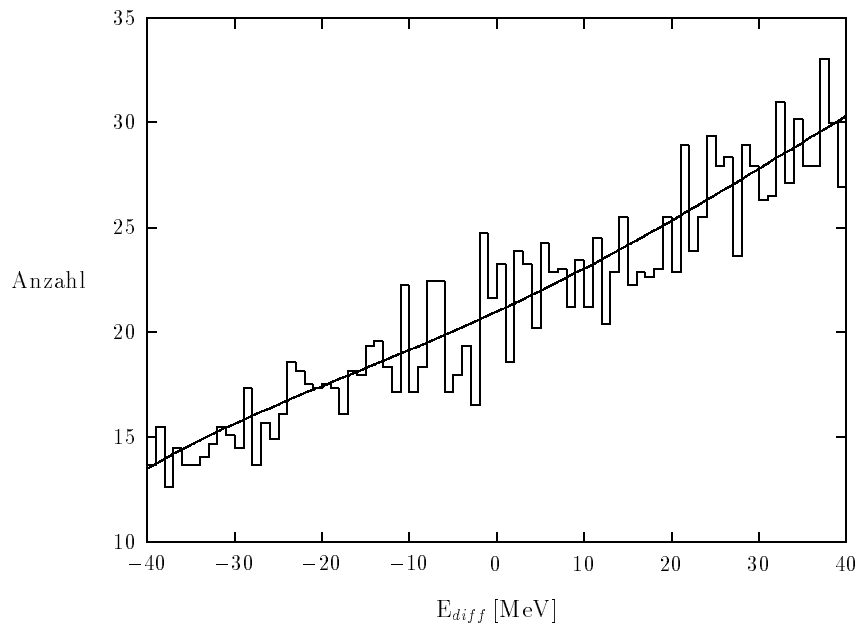


Abbildung 4.7: Energiedifferenzspektrum der in Abb. 4.4 mit Z1 und Z2 bezeichneten zeitlich unkorrelierten Ereignisse. Die durchgezogene Linie stellt das angefitzte Polynom dar. Die Primärenergie beträgt 260.4 ± 2.4 MeV.

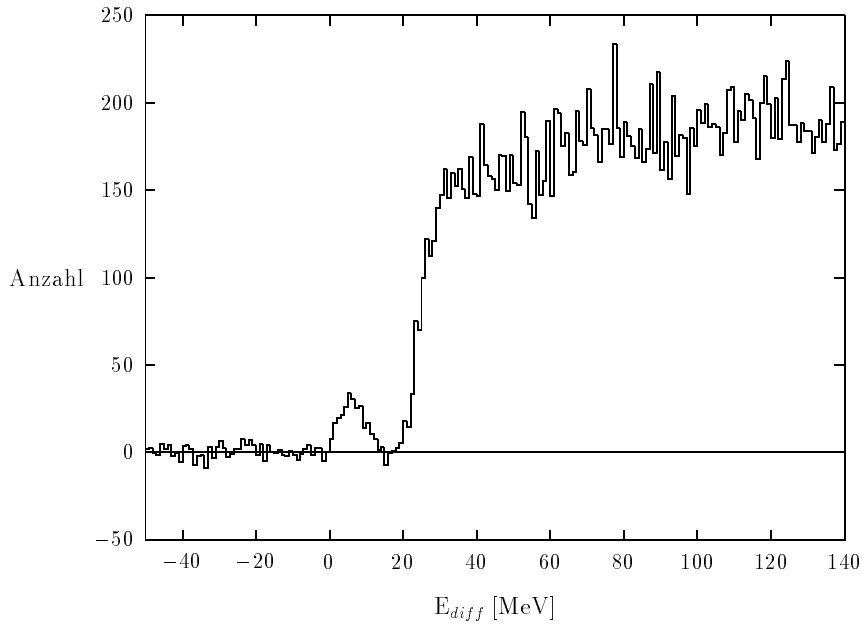


Abbildung 4.8: Energiedifferenzspektrum aus Abb. 4.6 nach Abzug des angepassten Untergrundes. Es ist eine deutliche Trennung der comptongestreuten Photonen von denen aus dem π^0 -Zerfall zu erkennen.

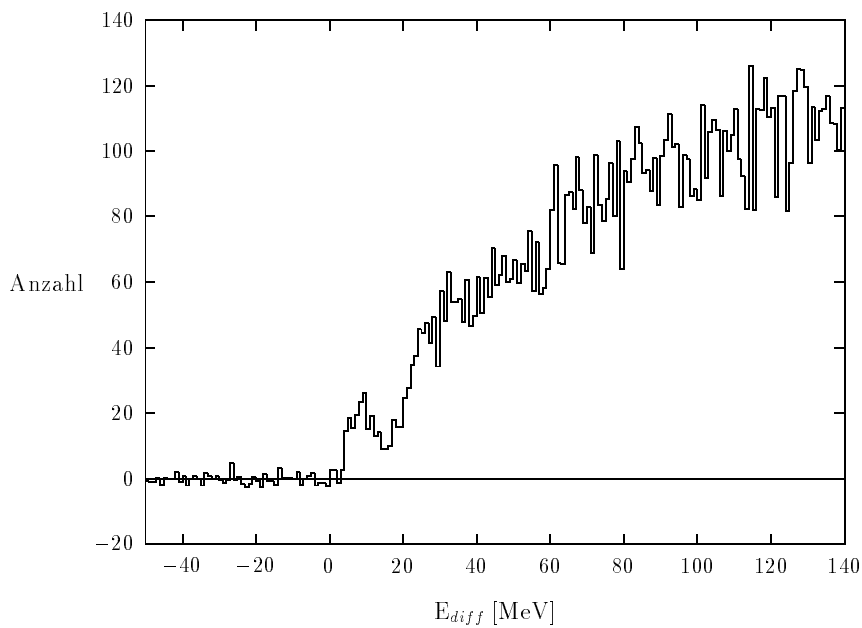


Abbildung 4.9: Energiedifferenzspektrum nach Abzug des angepassten Untergrundes für eine Primärenergie von 375.3 ± 2.4 MeV. Die Trennung der comptongestreuten Photonen von denen aus dem π^0 -Zerfall ist nicht mehr eindeutig möglich.

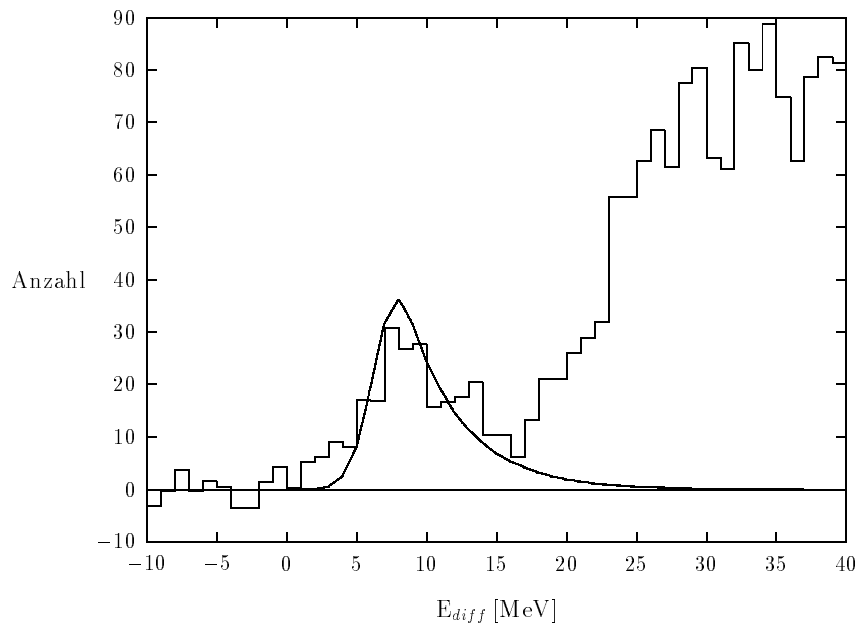


Abbildung 4.10: Energiedifferenzspektrum mit einer Anpassung, deren Form mit der Detektorantwortfunktion im direkten Strahl übereinstimmt. Die Anpassung gibt den Verlauf nur unzureichend wieder.

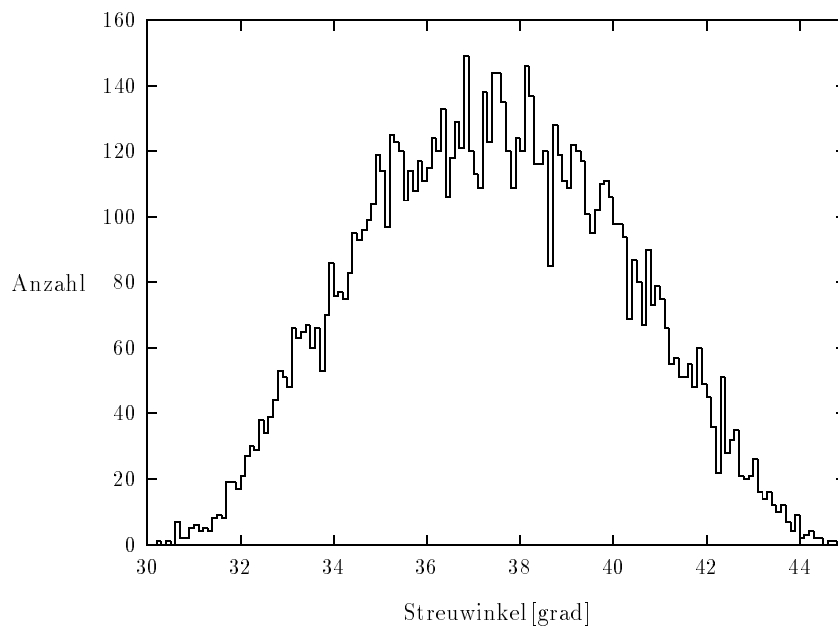


Abbildung 4.11: Mit GEANT simulierte Winkelverteilung der geometrisch möglichen Streuwinkel. Es wurde der gesamte Kollimator gleichverteilt beschossen. Die Halbwertsbreite beträgt 3.7° .

Der den Streuwinkel begrenzende Kollimator steht zwar mit seiner Mittelachse unter $\theta = 37.1^\circ$, läßt aber aufgrund seiner Ausdehnung Treffer in einem Streuwinkelbereich von $\theta = (37.1 \pm 6)^\circ$ zu. Abb. 4.11 zeigt die mit dem Simulationsprogramm GEANT [Bru87] simulierte Häufigkeitsverteilung einfallender Photonen in Abhängigkeit vom Streuwinkel. Legt man die Halbwertsbreite von 3.7° zugrunde, so ergibt sich daraus bei einer Photonenenergie von 352 MeV aufgrund der Comptonkinematik eine Energiedifferenz von $\simeq 2.5$ MeV (0.7%). Dieser Effekt bewirkt eine Verschlechterung der Energieauflösung und somit eine Verbreiterung der Detektorantwortfunktion.

Unter den folgenden Annahmen kann dennoch eine Aussage über die Form des Comptonpeaks in den Energiedifferenzspektren getroffen werden:

- Es gibt eine Transformation, die für den Fall des Detektors im direkten Strahl die mit GEANT simulierte in die gemessene Antwortfunktion überführt.
- Die so bestimmte Transformation eignet sich dann auch, um die mit GEANT unter einem Streuwinkel $\theta = 37.1^\circ$ simulierte in die "wahre" Antwortfunktion umzurechnen.

Werden an diese Ansprachecharakteristiken geeignete Funktionen angepaßt und auf die Energiedifferenzspektren unter Beibehaltung der Form angewandt, so liefert dann eine numerische Integration über die Energie die Anzahl der Comptongestreuerten Ereignisse. Im folgenden wird gezeigt, daß diese Vorgehensweise zu befriedigenden Resultaten führt.

Abb. 4.12 zeigt die Detektorantwortfunktion für eine Photonenenergie $E_\gamma = 250$ MeV. E_{diff} bezeichnet hier die Differenz zwischen der Energie des eingeschossenen Photons und der im Detektor nachgewiesenen Energie. Die durchgezogene Linie stellt die gemessene, die gepunktete die simulierte Ansprache dar. Die größere Halbwertsbreite des gemessenen Spektrums begründet sich dadurch, daß im Gegensatz zur Simulation, bei der nur der Energieverlust im Detektor ermittelt wurde, in dem gemessenen Spektrum die Information der im Detektor deponierten Energie beim Szintillationsprozeß in Licht, dann mit Hilfe der Photomultiplier in elektrische Ladung und letztendlich in für den Meßrechner zugängliche digitale Informationen umgesetzt wurde.

Wird jeder Wert des simulierten Spektrums durch eine Gaußkurve vorgegebener Halbwertsbreite ersetzt, so ergibt sich eine sehr gute Wiedergabe des gemessenen Spektrums. Abb. 4.13 zeigt den Vergleich des gemessenen mit dem gefalteten simulierten Spektrum. Die Breite der Gaußkurven variierte von 3.3 MeV bei 150 MeV Photonenenergie bis 2.2 MeV bei 250 MeV Photonenenergie. Oberhalb von 250 MeV nimmt die Halbwertsbreite nahezu energieunabhängig Werte um 2.2 MeV an. Faltet man die mit GEANT für einen Streuwinkel $\theta = 37.1^\circ$ unter Beachtung der Comptonkinematik erzeugten Spektren, so erhält man die gesuchte Antwortfunktion unter Experimentbedingungen. Abb. 4.14 zeigt für $E_\gamma = 250$ MeV das simulierte im Vergleich mit dem anschließend gefalteten Spektrum. Die auf die beschriebene Weise bestimmten Antwortfunktionen wurden an die Comptonverteilungen in den Energiedifferenzspektren angepaßt. Abb. 4.15, Abb. 4.16 und Abb. 4.17 zeigen die gefitteten Energiedifferenzspektren für Primärenergien von 260 MeV, 352 MeV und 418 MeV.

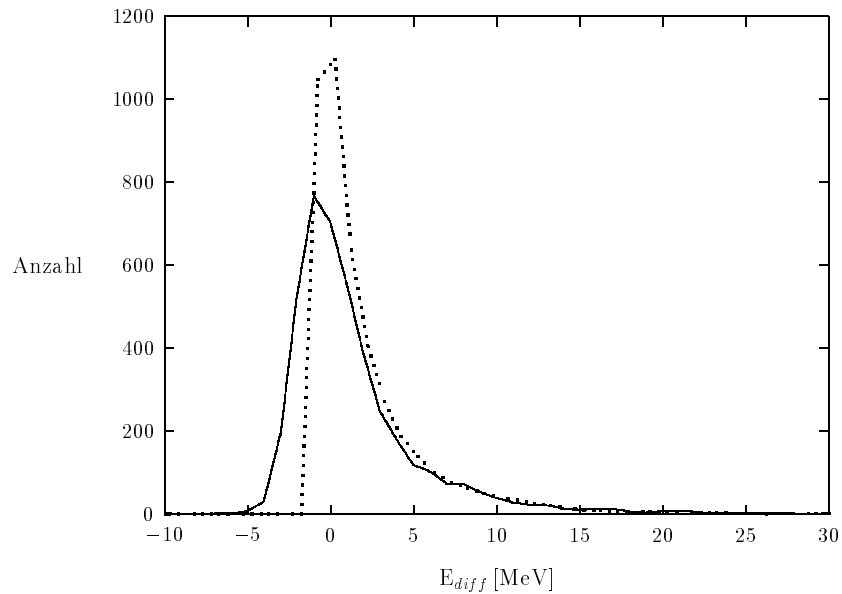


Abbildung 4.12: Detektorantwortfunktion für eine Photonenenergie $E_\gamma = 250 \pm 2.4$ MeV, entsprechend zwei Taggerkanälen, bei zentralem Einschuss in den Detektor. Die durchgezogene Kurve stellt die gemessene, die gepunktete Kurve die mit GEANT simulierte Funktion dar. Beide Kurven sind auf gleichen Inhalt normiert.

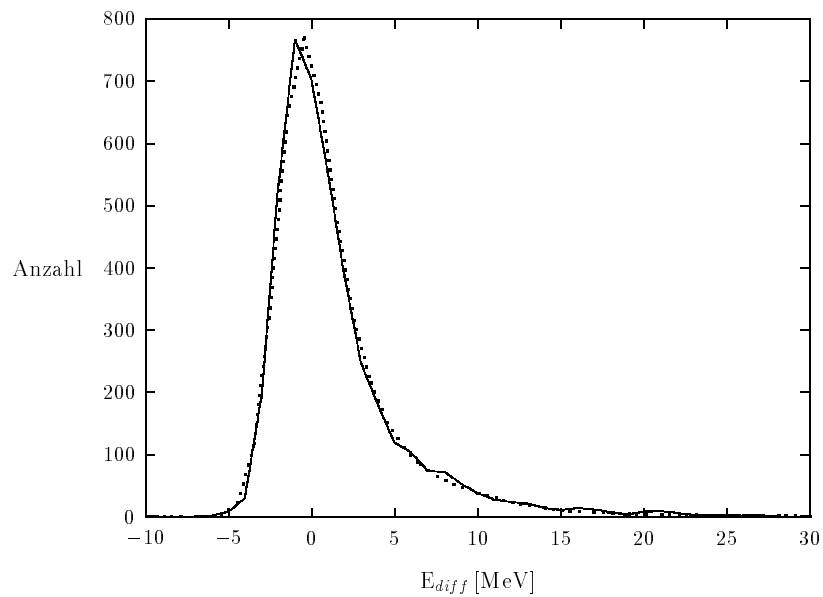


Abbildung 4.13: Detektorantwortfunktion für eine Photonenenergie $E_\gamma = 250 \pm 2.4$ MeV. Die durchgezogene Kurve stellt die gemessenen, die gepunktete Kurve die mit GEANT simulierten und mit Gaußkurven gefalteten Werte dar. Durch die Faltung ergibt sich eine gute Übereinstimmung.

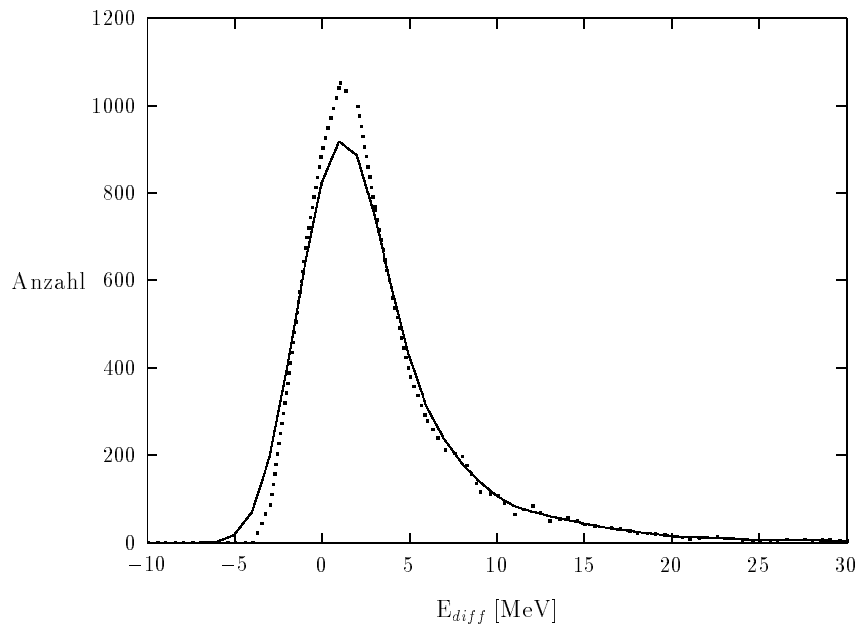


Abbildung 4.14: Detektorantwortfunktion für $E_\gamma = 250 \pm 2.4 \text{ MeV}$ unter einem Streuwinkel $\theta = 37.1^\circ$ unter Beachtung der Comptonkinematik. Gepunktet ist die GEANT Simulation, durchgezogen die mit einer Gaussfunktion gefaltete Simulation dargestellt.

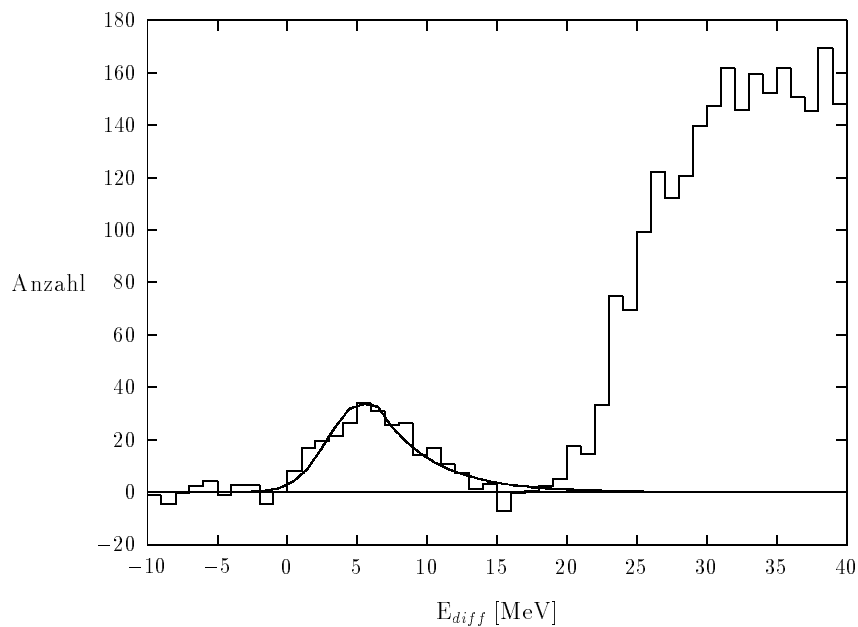


Abbildung 4.15: Energiedifferenzspektrum für eine Primärenergie von $260.4 \pm 2.4 \text{ MeV}$ nach Abzug des Untergrundes durch zufällige Koinzidenzen.

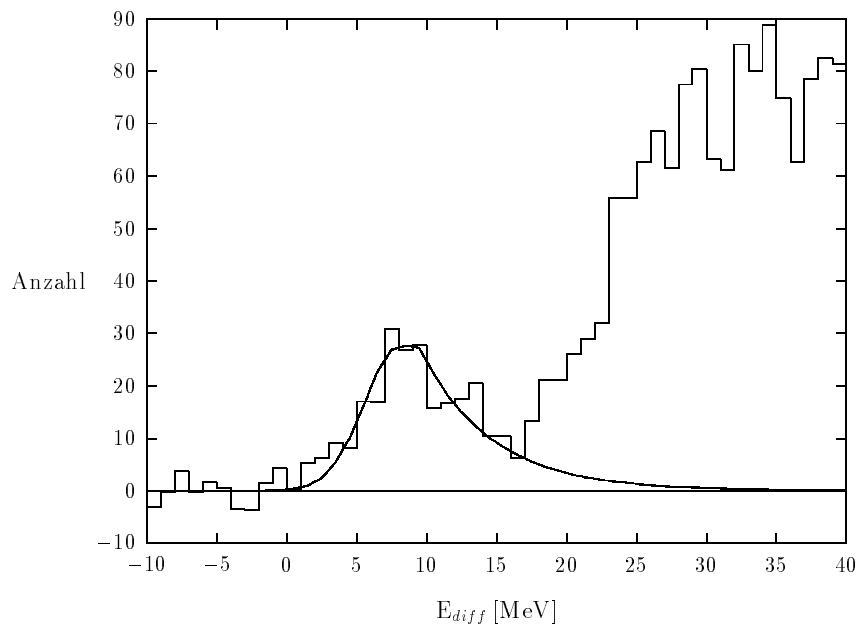


Abbildung 4.16: Energiedifferenzspektrum für eine Primärenergie von 351.5 ± 2.4 MeV nach Abzug des Untergrundes durch zufällige Koinzidenzen.

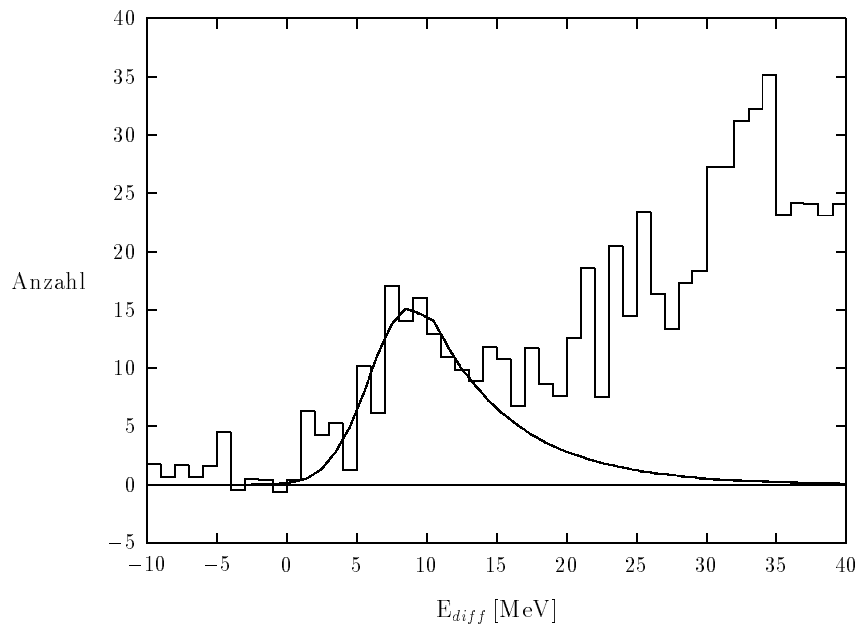


Abbildung 4.17: Energiedifferenzspektrum für eine Primärenergie von 417.7 ± 2.3 MeV nach Abzug des Untergrundes durch zufällige Koinzidenzen.

4.5 Systematische Fehler

Ein Maximalwert für den systematischen Fehler in den bestimmten Wirkungsquerschnitten kann durch lineare Addition der Einzelfehler zu

$$\frac{\Delta(d\sigma/d\Omega)}{(d\sigma/d\Omega)} = \frac{\Delta N_\gamma}{N_\gamma} + \frac{\Delta N_T}{N_T} + \frac{\Delta\Omega}{\Omega} \quad (4.7)$$

abgeschätzt werden. Der Fehler von N_γ ergibt sich aus der Genauigkeit, mit der die Tagging-Efficiency bestimmt werden konnte. Eine Annahme von $\Delta\epsilon_{tag} = 1\%$ (absolut) ergibt

$$\frac{\Delta N_\gamma}{N_\gamma} = 2.2\%$$

Da sich die Dichte des Heliums im Target und die Länge des Targets mit einer Präzision von jeweils etwa 1% bestimmen ließen, ergibt sich der Fehler der Flächenbelegung zu

$$\frac{\Delta N_T}{N_T} = 1.4\%$$

Der Fehler des effektiven Raumwinkels Ω wird im wesentlichen durch die Ungenauigkeit in der Abstandsbestimmung Target-Detektor verursacht. Unter der Annahme, daß sich der Abstand der Detektoren vom Streuzentrum mit ± 0.5 cm bestimmen ließ, ergibt sich der Fehler des Raumwinkels zu

$$\frac{\Delta\Omega}{\Omega} = 0.7\%$$

Aus den Einzelfehlern ergibt sich der systematische Gesamtfehler des Experiments zu

$$\frac{\Delta(d\sigma/d\Omega)}{(d\sigma/d\Omega)} = 4.3\%$$

5. Ergebnisse und Diskussion

Für die Durchführung dieses Experiments standen im Mai 1994 an MAMI B 90 Stunden Strahlzeit an vier aufeinanderfolgenden Tagen zur Verfügung. Im Gegensatz zu einer über mehrere Wochen oder Monate verteilten Strahlzeit waren so weitgehend konstante Experimentierbedingungen gegeben. Während der Strahlzeit wurden $2.7 \cdot 10^7$ Ereignisse in den drei NaJ(Tl)-Detektoren koinzident mit mindestens einem Elektron auf der Taggerleiter nachgewiesen, von denen $1.2 \cdot 10^4$ Ereignisse dem Prozeß der Comptonstreuung unter dem Streuwinkel $\theta_{lab} = 37.1^\circ$ zugeordnet werden konnten. Da die Auswertung der Daten für die unter 93.1° und 138.1° Laborwinkel stehenden Detektoren noch nicht abgeschlossen ist, beschränken sich die für einen Energiebereich von 118 MeV bis 482 MeV angegebenen Wirkungsquerschnitte auf den Streuwinkel $\theta_{lab} = 37.1^\circ$.

In den folgenden Abbildungen sind die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Comptonstreuung am ^4He gegen die Energie der einfallenden Photonen aufgetragen. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler der einzelnen Meßpunkte wieder. Der Übersicht halber sind zwei (Abb. 5.1) bzw. drei (Abb. 5.2, Abb. 5.3) Wirkungsquerschnitte in den Abbildungen gemittelt worden. E_γ bezeichnet in allen Abbildungen die Energie des Photons im Laborsystem. Zu beachten ist, daß der Streuwinkel im Schwerpunktsystem energieabhängig ist, d.h. er variiert von 38.2° bei $E_\gamma = 118$ MeV bis zu 41.3° bei $E_\gamma = 482$ MeV. Eine tabellarische Auflistung der in diesem Kapitel graphisch dargestellten Wirkungsquerschnitte findet sich in Anhang A.1.

Die ermittelten Wirkungsquerschnitte werden sowohl mit Daten von anderen Experimenten zur Comptonstreuung am ^4He als auch mit aus der Vorwärtsstreuamplitude und dem Helium-Formfaktor berechneten Vorhersagen verglichen. Die in Abb. 5.2 abgebildeten Wirkungsquerschnitte wurden vom Labor- ins Schwerpunktsystem umgerechnet.

In Abb. 5.1 sind die ermittelten Wirkungsquerschnitte im Laborsystem gegen die Energie der einfallenden Photonen aufgetragen. Bei Photonenenergien E_γ zwischen 118 MeV und 155 MeV ergeben sich u.a. negative Wirkungsquerschnitte, die jedoch im Rahmen des Fehlers mit kleinen Werten verträglich sind. Um den sicherlich vorhandenen kleinen Wirkungsquerschnitt auch in diesem Energiebereich präzise bestimmen zu können, müßte das Experiment mit einer sehr viel besseren Statistik, d.h. deutlich längeren Strahlzeit erneut durchgeführt werden.

Zum Vergleich mit bisher gemessenen Daten zeigt Abb. 5.2 neben den ins Schwerpunktsystem umgerechneten Wirkungsquerschnitten dieses Experiments Resultate von Delli

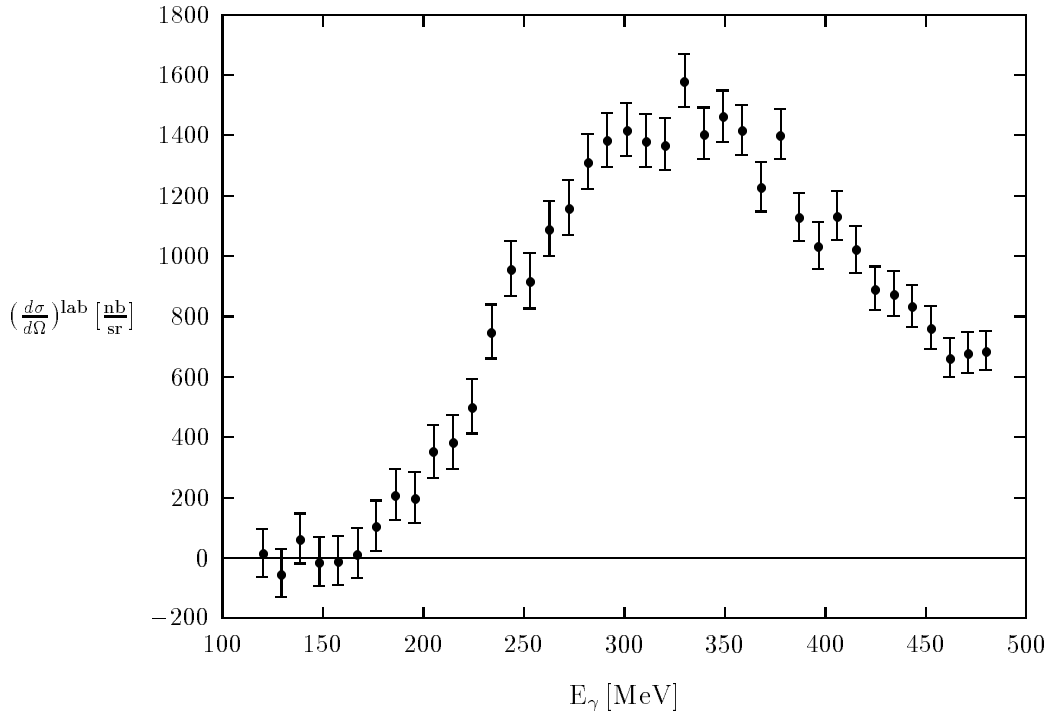


Abbildung 5.1: Differentielle Wirkungsquerschnitte der Comptonstreuung am ${}^4_2\text{He}$ für einen Streuwinkel $\theta_{lab} = 37.1^\circ$, im Laborsystem. Jeweils zwei Wirkungsquerschnitte wurden gemittelt.

Carpini et al. [Del91], E. J. Austin et al. [Aus88] und J. P. Miller et al. [Mil92]. Die durchgezogene Linie entspricht einer Dipolverteilung gemäß:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\theta=0^\circ} F^2(|q|) \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \quad (5.1)$$

Wobei q den Impulsübertrag auf den ${}^4\text{He}$ -Kern und $F(|q|)$ den durch Elektronenstreuung bestimmten Helium-Formfaktor [Fro67] bezeichnet. Die Wirkungsquerschnitte in Vorwärtsrichtung wurden aus interpolierten Photoabsorptionsdaten berechnet [Ahr85], [Ahr95]. Dieser Ansatz beschreibt die Meßdaten insbesondere im oberen Bereich der Δ -Resonanz jedoch nur unzureichend.

Da die Wirkungsquerschnitte in [Del91], [Aus88] und [Mil92] für Streuwinkel $\neq 37.1^\circ$ angegeben sind, mußte zwischen den streuwinkelabhängigen Wirkungsquerschnitten dieser Experimente interpoliert werden, um einen Vergleich mit den an MAMI gemessenen Daten zu ermöglichen. Sowohl die sehr kleinen Wirkungsquerschnitte oberhalb der Mesonenschwelle, als auch die Wirkungsquerschnitte im oberen Bereich der Δ -Resonanz sind mit den bisher bekannten Daten konsistent. Einzig der Meßpunkt von Delli Carpini bei $E_\gamma = 280 \text{ MeV}$ liegt etwa 30% höher als der an MAMI gemessene Wirkungsquerschnitt, was sich auch nicht durch mögliche Ungenauigkeiten bei der Interpolation der Carpini-Daten erklären läßt. Um weiterführende Aussagen über die Streuwinkelabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der Comptonstreuung am ${}^4\text{He}$ aus den experimentell gewonnenen Daten treffen zu können, ist eine noch sehr umfangreiche Auswertung der unter 93.1°

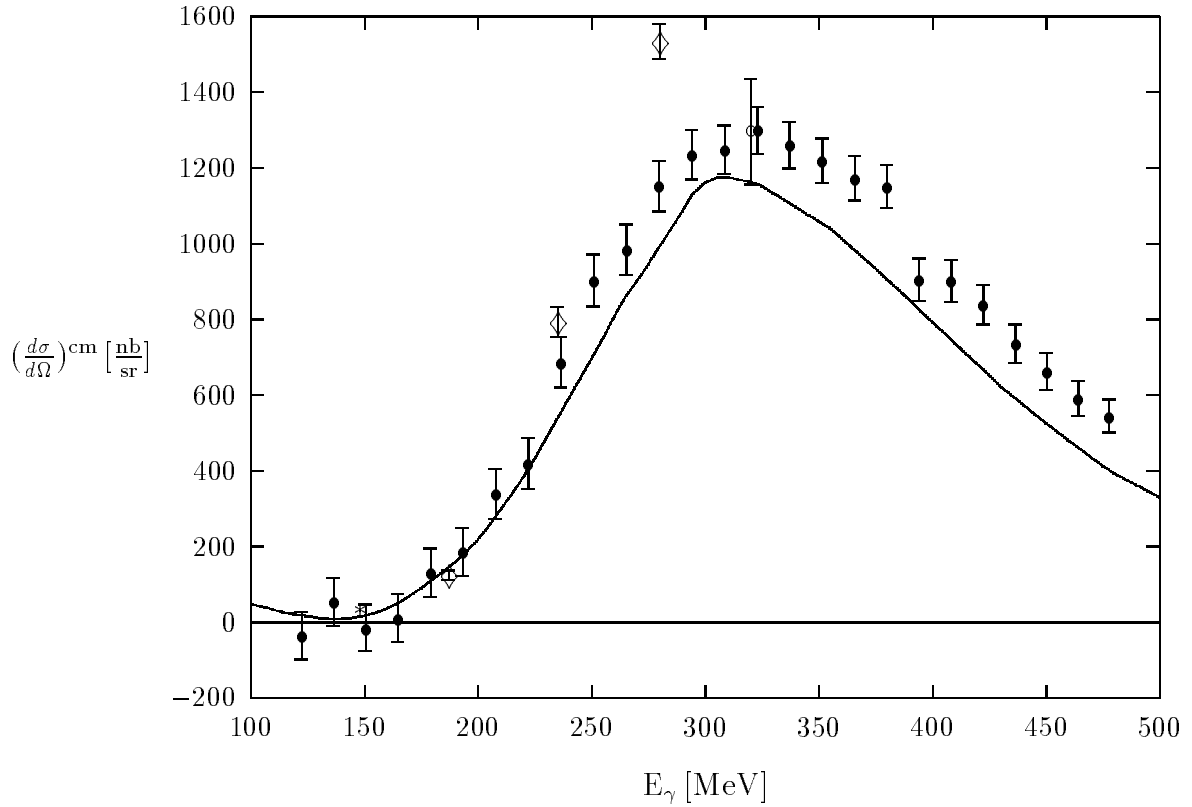


Abbildung 5.2: Differentielle Wirkungsquerschnitte im Schwerpunktsystem für einen Streuwinkel $\theta_{lab} = 37.1^\circ$. Jeweils drei Wirkungsquerschnitte wurden gemittelt.

Daten dieser Arbeit (MAMI) (\bullet),
 Delli Carpini et al. (SAL) interpoliert (\diamond) [Del91],
 Austin et al. (Bates) interpoliert (\circ) [Aus88],
 Miller et al. (SAL) interpoliert ($*$), ohne Fehlerbalken [Mil92].
 Durchgezogene Kurve nach Formel 5.1, [Ahr95].

und 138.1° stehenden Detektoren erforderlich. Es erweist sich dabei als problematisch, daß zum einen die Wirkungsquerschnitte für Comptonstreuung mit höheren Energien zu großen Streuwinkeln abnehmen und zum anderen die bauartbedingte schlechtere intrinsische Energieauflösung der kleinen NaJ-Kristalle die Separation des π° -Untergrundes erschwert.

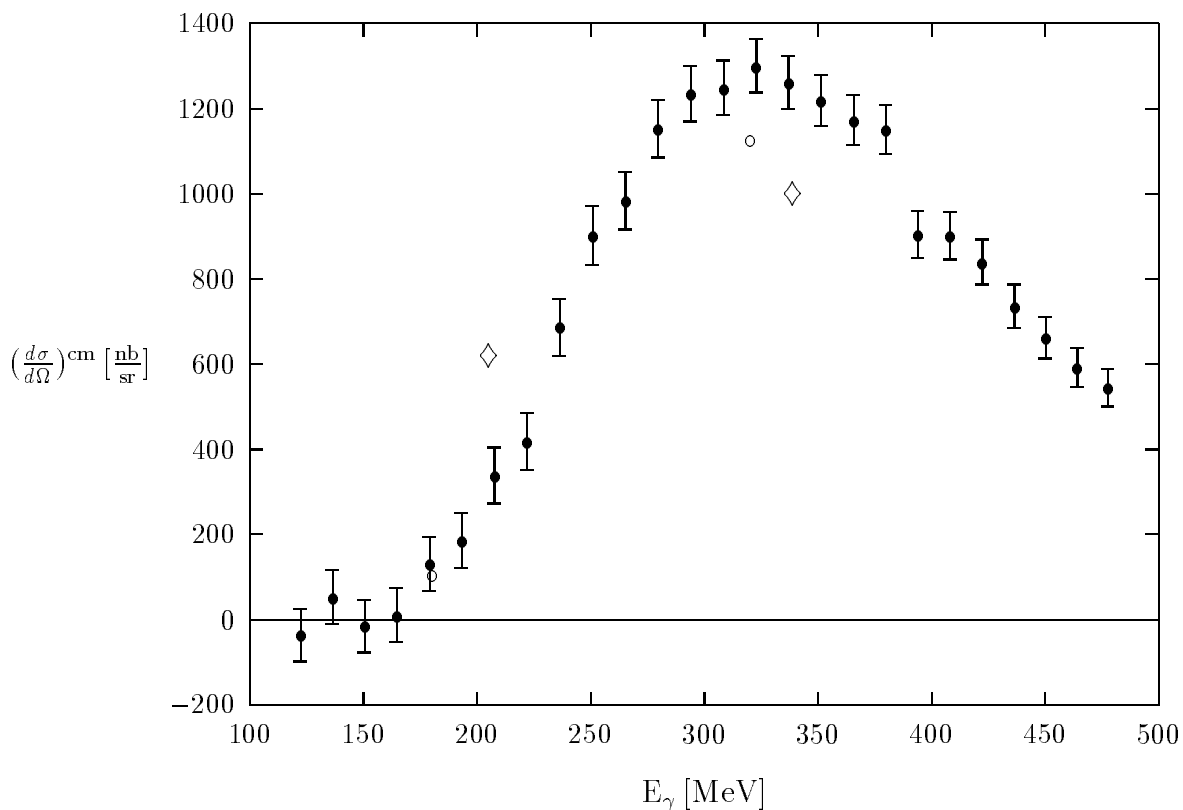


Abbildung 5.3: Differentielle Wirkungsquerschnitte im Schwerpunktsystem. Jeweils drei Wirkungsquerschnitte wurden gemittelt.
 Daten dieser Arbeit (MAMI) (●),
 Δ -Loch Modell (◇) [Koc84],
 IA+MEC, A. I. L'vov, V. A. Petrun'kin (○) [Shu90].

6. Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden am Elektronenbeschleuniger MAMI erstmals differentielle Wirkungsquerschnitte für Comptonstreuung am ^4He in einem Energiebereich von 118 bis 482 MeV bestimmt. Dazu wurde ein Flüssig-Heliumtarget entworfen und ein Aufbau von zwei $10'' \circ \times 14''$ NaJ-Detektoren in der Experimentierhalle der A2-Kollaboration in Betrieb genommen. In Kombination mit dem dort installierten Tagger zur Erzeugung quasi monochromatischer Photonen und einem weiteren, $19'' \circ \times 25''$ großen NaJ-Detektor konnte der Nachweis der gestreuten Photonen unter drei Streuwinkeln bei gleichzeitiger Energiemarkierung der primären Photonen erfolgen. Ergänzend zu bereits innerhalb der A2-Kollaboration an MAMI durchgeführten Experimenten zur Comptonstreuung an ^{12}C [Wis94] und ^1H [Hün94] wurden somit für einen weiteren leichten Kern experimentelle Daten zum Vergleich mit theoretischen Berechnungen verschiedener Nukleonenmodelle gewonnen.

Die gemessenen Wirkungsquerschnitte zeigen in guter Übereinstimmung mit den Resultaten anderer Arbeitsgruppen deutlich die Beiträge der Δ -Resonanz. Da oberhalb von 320 MeV bisher keinerlei experimentelle Daten für die Comptonstreuung am ^4He publiziert wurden, ermöglicht diese Arbeit erstmals im oberen Bereich der Δ -Resonanz den Vergleich mit theoretischen Vorhersagen differentieller Wirkungsquerschnitte. Zur Zeit vermag jedoch kein bekanntes Modell theoretische Berechnungen der nuklearen Comptonstreuung zu liefern, die mit den experimentell bestimmten Daten verträglich sind. Um zu einer Interpretation der gemessenen Wirkungsquerschnitte zu gelangen, sind weitere Verfeinerungen bestehender Nukleonenmodelle unter Berücksichtigung der Mesonenaustauschströme zwischen den Nukleonen notwendig.

Die Auswertung der Streuwinkel 93.1° und 138.1° ist bisher noch nicht abgeschlossen. Wegen der schlechteren Energieauflösung der entsprechenden Detektoren gestaltet sich hierbei die Separation des Pionenuntergrunds von den Comptongestreuten Ereignissen deutlich schwieriger als bei dem $19'' \circ \times 25''$ großen NaJ(Tl)-Detektor.

Durch eine Analyse derjenigen Daten, bei denen Protonen im Ausgangskanal nachgewiesen wurden, konnten im Rahmen einer Diplomarbeit [Wic95] Wirkungsquerschnitte für die Photodesintegration von ^4He bestimmt werden. Zusätzlich wurde mit dem in dieser Arbeit beschriebenen Aufbau ein Experiment mit polarisierten Photonen ausgeführt [Kra95]. Ziel dieses Experiments war die gleichzeitige Bestimmung des Polarisationsgrads des Photonenstrahls über den Prozeß der π° -Photoproduktion und der differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Comptonstreuung am ^4He .

A. Anhang

A.1 Die differentiellen Wirkungsquerschnitte

Tabelle A.1: Differentielle Wirkungsquerschnitte der Comptonstreuung am ${}^4\text{He}$ für einen Streuwinkel im Laborsystem von $\Theta_\gamma^{lab} = (37.1 \pm 4.3)^\circ$. Δ^{sta} und Δ^{sys} bezeichnen den statistischen und den systematischen Fehler.

Photonenenergie E_γ [MeV]	$(\frac{d\sigma}{d\Omega})^{lab} [\frac{\text{nb}}{\text{sr}}]$	$\Delta^{sta} [\frac{\text{nb}}{\text{sr}}]$	$\Delta^{sys} [\frac{\text{nb}}{\text{sr}}]$
117.6 ± 2.4	123	± 119	± 5
122.3 ± 2.4	-91	± 109	± 4
127.0 ± 2.4	-145	± 110	± 6
131.7 ± 2.4	43	± 114	± 2
136.4 ± 2.4	121	± 117	± 5
141.1 ± 2.4	6	± 118	± 0
145.8 ± 2.4	-75	± 109	± 3
150.6 ± 2.4	49	± 116	± 2
155.3 ± 2.4	-20	± 113	± 1
160.0 ± 2.4	3	± 118	± 0
164.8 ± 2.4	17	± 117	± 1
169.5 ± 2.4	14	± 116	± 1
174.3 ± 2.4	113	± 119	± 5
179.0 ± 2.4	98	± 119	± 4
183.8 ± 2.4	214	± 119	± 9
188.5 ± 2.4	206	± 119	± 9
193.3 ± 2.4	195	± 116	± 8
198.1 ± 2.4	204	± 122	± 9
202.8 ± 2.4	382	± 122	± 16
207.6 ± 2.4	324	± 126	± 14

Photonenenergie E_γ [MeV]	$(\frac{d\sigma}{d\Omega})^{lab}$ [$\frac{nb}{sr}$]	Δ^{sta} [$\frac{nb}{sr}$]	Δ^{sys} [$\frac{nb}{sr}$]
212.4 ± 2.4	399	± 124	± 17
217.2 ± 2.4	369	± 126	± 16
222.0 ± 2.4	362	± 124	± 16
226.8 ± 2.4	644	± 130	± 28
231.6 ± 2.4	685	± 125	± 29
236.4 ± 2.4	815	± 131	± 35
241.2 ± 2.4	764	± 126	± 33
246.0 ± 2.4	1152	± 133	± 50
250.8 ± 2.4	836	± 129	± 36
255.6 ± 2.4	1001	± 131	± 43
260.4 ± 2.4	1072	± 131	± 46
265.2 ± 2.4	1113	± 129	± 48
270.0 ± 2.4	1090	± 126	± 47
274.8 ± 2.4	1233	± 129	± 53
279.6 ± 2.4	1324	± 131	± 57
284.4 ± 2.4	1301	± 128	± 56
289.2 ± 2.4	1569	± 129	± 67
294.0 ± 2.4	1201	± 125	± 52
298.8 ± 2.4	1386	± 127	± 60
303.6 ± 2.4	1453	± 124	± 62
308.4 ± 2.4	1367	± 123	± 59
313.2 ± 2.4	1402	± 126	± 60
318.0 ± 2.4	1261	± 118	± 54
322.8 ± 2.4	1482	± 124	± 64
327.6 ± 2.4	1675	± 126	± 72
332.3 ± 2.4	1491	± 125	± 64
337.1 ± 2.4	1374	± 119	± 59
341.9 ± 2.4	1441	± 123	± 62
346.7 ± 2.4	1403	± 118	± 60

Photonenenergie E_γ [MeV]	$(\frac{d\sigma}{d\Omega})^{lab}$ [$\frac{nb}{sr}$]	Δ^{sta} [$\frac{nb}{sr}$]	Δ^{sys} [$\frac{nb}{sr}$]
351.5 ± 2.4	1527	± 122	± 66
356.2 ± 2.4	1254	± 116	± 54
361.0 ± 2.4	1584	± 121	± 68
365.8 ± 2.4	1274	± 115	± 55
370.5 ± 2.4	1188	± 116	± 51
375.3 ± 2.4	1439	± 118	± 62
380.0 ± 2.4	1370	± 116	± 59
384.7 ± 2.4	1180	± 115	± 51
389.5 ± 2.4	1083	± 112	± 47
394.2 ± 2.4	1124	± 111	± 48
398.9 ± 2.4	945	± 113	± 41
403.6 ± 2.3	1260	± 119	± 54
408.3 ± 2.3	1010	± 112	± 43
413.0 ± 2.3	884	± 107	± 38
417.7 ± 2.3	1163	± 114	± 50
422.4 ± 2.3	834	± 101	± 36
427.1 ± 2.3	952	± 106	± 41
431.7 ± 2.3	776	± 104	± 33
436.4 ± 2.3	978	± 105	± 42
441.0 ± 2.3	846	± 100	± 36
445.7 ± 2.3	825	± 98	± 35
450.3 ± 2.3	602	± 100	± 26
454.9 ± 2.3	925	± 106	± 40
459.5 ± 2.3	587	± 89	± 25
464.1 ± 2.3	741	± 95	± 32
468.7 ± 2.3	781	± 99	± 34
473.2 ± 2.3	579	± 89	± 25
477.8 ± 2.3	705	± 93	± 30
482.3 ± 2.3	667	± 89	± 29

Tabelle A.2: Differentielle Wirkungsquerschnitte der Comptonstreuung am ${}^4\text{He}$ für einen Streuwinkel von $\Theta_\gamma^{lab} = (37.1 \pm 4.3)^\circ$ umgerechnet ins Schwerpunktsystem. Δ^{sta} und Δ^{sys} bezeichnen den statistischen und den systematischen Fehler, Θ^{cms} den Streuwinkel im Schwerpunktsystem

Photonenenergie E_γ [MeV]	$(\frac{d\sigma}{d\Omega})^{cms}$ [$\frac{\text{nb}}{\text{sr}}$]	Δ^{sta} [$\frac{\text{nb}}{\text{sr}}$]	Δ^{sys} [$\frac{\text{nb}}{\text{sr}}$]	Θ^{cms} [Grad]
117.6 ± 2.4	117	± 114	± 5	38.2
122.3 ± 2.4	-87	± 104	± 4	38.2
127.0 ± 2.4	-137	± 105	± 6	38.3
131.7 ± 2.4	41	± 108	± 2	38.3
136.4 ± 2.4	114	± 110	± 5	38.3
141.1 ± 2.4	6	± 111	± 0	38.4
145.8 ± 2.4	-70	± 103	± 3	38.4
150.6 ± 2.4	46	± 109	± 2	38.5
155.3 ± 2.4	-19	± 106	± 1	38.5
160.0 ± 2.4	3	± 111	± 0	38.5
164.8 ± 2.4	16	± 110	± 1	38.6
169.5 ± 2.4	13	± 109	± 1	38.6
174.3 ± 2.4	105	± 110	± 5	38.7
179.0 ± 2.4	91	± 110	± 4	38.7
183.8 ± 2.4	199	± 111	± 9	38.8
188.5 ± 2.4	191	± 110	± 8	38.8
193.3 ± 2.4	180	± 108	± 8	38.8
198.1 ± 2.4	188	± 112	± 8	38.9
202.8 ± 2.4	352	± 112	± 15	38.9
207.6 ± 2.4	299	± 116	± 13	39.0
212.4 ± 2.4	367	± 114	± 16	39.0
217.2 ± 2.4	338	± 116	± 15	39.0
222.0 ± 2.4	331	± 113	± 14	39.1
226.8 ± 2.4	588	± 119	± 25	39.1
231.6 ± 2.4	625	± 114	± 27	39.2
236.4 ± 2.4	742	± 119	± 32	39.2

Photonenenergie E_γ [MeV]	$(\frac{d\sigma}{d\Omega})^{cms}$ [$\frac{nb}{sr}$]	Δ^{sta} [$\frac{nb}{sr}$]	Δ^{sys} [$\frac{nb}{sr}$]	Θ^{cms} [Grad]
241.2 \pm 2.4	695	\pm 114	\pm 30	39.3
246.0 \pm 2.4	1045	\pm 120	\pm 45	39.3
250.8 \pm 2.4	757	\pm 117	\pm 33	39.3
255.6 \pm 2.4	905	\pm 118	\pm 39	39.4
260.4 \pm 2.4	967	\pm 118	\pm 42	39.4
265.2 \pm 2.4	1003	\pm 116	\pm 43	39.5
270.0 \pm 2.4	981	\pm 114	\pm 42	39.5
274.8 \pm 2.4	1107	\pm 116	\pm 48	39.5
279.6 \pm 2.4	1186	\pm 117	\pm 51	39.6
284.4 \pm 2.4	1164	\pm 114	\pm 50	39.6
289.2 \pm 2.4	1401	\pm 115	\pm 60	39.7
294.0 \pm 2.4	1071	\pm 111	\pm 46	39.7
298.8 \pm 2.4	1233	\pm 113	\pm 53	39.7
303.6 \pm 2.4	1291	\pm 111	\pm 56	39.8
308.4 \pm 2.4	1213	\pm 109	\pm 52	39.8
313.2 \pm 2.4	1242	\pm 111	\pm 53	39.9
318.0 \pm 2.4	1114	\pm 104	\pm 48	39.9
322.8 \pm 2.4	1308	\pm 109	\pm 56	39.9
327.6 \pm 2.4	1476	\pm 111	\pm 63	40.0
332.3 \pm 2.4	1312	\pm 110	\pm 56	40.0
337.1 \pm 2.4	1206	\pm 105	\pm 52	40.1
341.9 \pm 2.4	1264	\pm 108	\pm 54	40.1
346.7 \pm 2.4	1228	\pm 103	\pm 53	40.1
351.5 \pm 2.4	1334	\pm 106	\pm 57	40.2
356.2 \pm 2.4	1094	\pm 101	\pm 47	40.2
361.0 \pm 2.4	1379	\pm 106	\pm 59	40.3

Photonenenergie E_γ [MeV]	$(\frac{d\sigma}{d\Omega})^{cms} [\frac{nb}{sr}]$	$\Delta^{sta} [\frac{nb}{sr}]$	$\Delta^{sys} [\frac{nb}{sr}]$	$\Theta^{cms} [Grad]$
365.8 ± 2.4	1108	± 100	± 48	40.3
370.5 ± 2.4	1031	± 101	± 44	40.3
375.3 ± 2.4	1247	± 103	± 54	40.4
380.0 ± 2.4	1186	± 100	± 51	40.4
384.7 ± 2.4	1019	± 99	± 44	40.5
389.5 ± 2.4	934	± 97	± 40	40.5
394.2 ± 2.4	968	± 95	± 42	40.5
398.9 ± 2.4	813	± 97	± 35	40.6
403.6 ± 2.3	1082	± 102	± 47	40.6
408.3 ± 2.3	866	± 96	± 37	40.7
413.0 ± 2.3	756	± 92	± 33	40.7
417.7 ± 2.3	994	± 97	± 43	40.7
422.4 ± 2.3	712	± 86	± 31	40.8
427.1 ± 2.3	811	± 90	± 35	40.8
431.7 ± 2.3	660	± 89	± 28	40.9
436.4 ± 2.3	830	± 89	± 36	40.9
441.0 ± 2.3	717	± 85	± 31	40.9
445.7 ± 2.3	698	± 83	± 30	41.0
450.3 ± 2.3	509	± 84	± 22	41.0
454.9 ± 2.3	780	± 89	± 34	41.0
459.5 ± 2.3	495	± 75	± 21	41.1
464.1 ± 2.3	624	± 80	± 27	41.1
468.7 ± 2.2	656	± 83	± 28	41.2
473.2 ± 2.3	486	± 75	± 21	41.2
477.8 ± 2.3	590	± 78	± 25	41.2
482.3 ± 2.3	558	± 74	± 24	41.3

Literaturverzeichnis

- [Ahr85] J. Ahrens
Nucl. Phys. **A446** (1985) 229c
- [Ahr95] J. Ahrens
private Mitteilung
- [Ant91] I. Anthony et al.
Nucl. Instr. Meth. **A301** (1991) 230
- [Aus88] E. J. Austin
Dissertation
Boston University (1988)
- [Bru87] R. Brun, F. Bruyant, M. Maire, A.C. McPherson, P. Zancarini
GEANT Simulationsprogramm Vers. 3.16, CERN DD/EE/84-1,
(1987)
- [Del91] D. Delli Carpini et al.
Phys. Rev. C **43** (1991) 1525
- [Fil69] L. V. Fil'kov
The Nucleon Compton Effect
Hrsg.: D. V. Skobel'tsyn
Consultants Bureau, New York, 1969
- [Fro67] R. F. Frosch, J. S. McCarthy, R. E. Rand, M. R. Yearian
Phys. Rev. **160** (1967) 874
- [Fud94] M.-D. Lacasse
Fudgit User's Manual
McGill Universität Quebec
- [Gel54] M. Gell-Mann, M. L. Goldberger, W. E. Thirring
Phys. Rev. **95** (1954) 1612
- [GSI88] GSI Online Offline System
Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH
Darmstadt (1988)

- [Här92] F. Härter
Diplomarbeit
Universität Mainz (1992)
- [Her89] H. Herminghaus
Bau und Betrieb von MAMI
Arbeits- und Ergebnisbericht 1987–1989 (SFB 201)
Mainz (1989)
- [Hün94] A. Hüniger
Dissertation
Universität Göttingen (1994)
- [Koc84] J. H. Koch, E. J. Moniz, N. Ohtsuka
Ann. Phys. **154** (1984) 99
- [Kra95] A. Kraus
Dissertation, in Vorbereitung
Universität Göttingen (1995)
- [Mar92] G. Martin
Diplomarbeit
Universität Göttingen (1992)
- [Mec89] K. W. Krygier, V. Kunde
Basic Features of MECDAS
Universität Mainz (1989)
- [Men77] D. Menze, W. Pfeil, R. Wilcke
ZAED, Physics Data **7–1** (1977)
- [Mil92] J. P. Miller et al.
Nucl. Phys. **A546** (1992) 199c
- [Nag91] A. Nagl, V. Devanathan, H. Überall
Nuclear Pion Photoproduction
Springer Tracts in Modern Physics **120**
Springer-Verlag (1991)
- [PDG90] Particle Data Group
Physics Letters **B239** (1990)
- [Ple68] E. F. Plechaty, J. R. Terall
UCRL-50400, Vol. VI (1968)
- [She84] K.-P. Schelhaas
Dissertation
Universität Mainz (1984)

- [Shu90] Perspectives on Photon Interactions with Hadrons and Nuclei
M. Schumacher, G. Tamas (Hrsg.)
Lecture Notes in Physics **365**
Springer-Verlag (1990)
- [Wal69] R. L. Walker
Phys. Rev. **182** (1969) 1729
- [Wic95] R. Wichmann
Diplomarbeit
Universität Göttingen (1995)
- [Wis93] F. Wissmann
Dissertation
Universität Mainz (1993)
- [Wis94] F. Wissmann et al.
Physics Letters **B335** (1994) 119

D 7

Referent: Prof. Dr. M. Schumacher

Korreferent: Prof. Dr. F. Smend

Tag der mündlichen Prüfung: 19.4.1995