

Photoproduktion neutraler Pionen am Deuteron

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der Fakultät für Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von

Uwe Siodlaczek

aus Blaubeuren

2000

Tag der mündlichen Prüfung: 08.12.2000

Dekan: Prof. Dr. Gerhard J. Wagner

1. Berichterstatter: Prof. Dr. Heinz Clement

2. Berichterstatter: Prof. Dr. Gerhard J. Wagner

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die photoinduzierte π^0 -Produktion am Deuteron experimentell von der Schwelle bis zu einer Photonenergie $E_\gamma = 306$ MeV systematisch untersucht. Das Experiment fand am Mainzer Elektronenbeschleuniger MAMI statt. Die erzeugten π^0 -Mesonen wurden über den Zerfall in zwei Photonen mit dem TAPS-Spektrometer nachgewiesen.

Die Anregungsfunktion und die Winkelverteilungen wurden im gesamten Energiebereich bestimmt. Die Ergebnisse sind im Überlappbereich konsistent mit Experimenten von Bergstrom et al. [Ber 98] und Krusche et al. [Kru 99].

Prinzipiell kann die π^0 -Produktion am Deuteron über zwei verschiedene Prozesse ablaufen: kohärent ($\gamma d \rightarrow \pi^0 d$) und inkohärent ($\gamma d \rightarrow \pi^0 np$). Eine Trennung von beiden Prozessen gelang durch die Analyse der *missing energy*.

Die kohärente Produktion wird durch die theoretischen Vorhersagen gut beschrieben. Dies gilt sowohl für die Winkelverteilungen als auch für die Anregungsfunktion (Kamalov [Kam 97], Laget [Lag 81])

Der inkohärente Prozess lässt sich nicht mit dem reinen quasi-freien Modell beschreiben. Dies ergibt sich aus dem Vergleich der Daten sowohl mit den Rechnungen von Laget [Lag 81] und Arenhövel [Are 96], die mit diesem Modell einen fast doppelt so großen integralen Wirkungsquerschnitt vorhersagen, als auch mit eigenen Monte-Carlo-Simulationen. Eine bessere Beschreibung der experimentellen Ergebnisse gelingt erst durch Berücksichtigung von Endzustandswechselwirkungen zwischen den auslaufenden Nukleonen.

Auffällig ist dagegen, dass der totale Wirkungsquerschnitt durch das reine quasi-freie Modell beschrieben wird. Die theoretischen Untersuchungen von Laget sowie von Kolybasov and Ksenzov [Kol 76] stützen diese Beobachtung. Davon ausgehend und mit der Kenntnis des Wirkungsquerschnittes am freien Proton wurde aus dem totalen Wirkungsquerschnitt der elementare, photoinduzierte π^0 -Produktionsquerschnitt am Neutron extrahiert.

Neben den konventionellen Reaktionsmechanismen am Deuteron wurde untersucht, ob es einen weiteren Beitrag zum Wirkungsquerschnitt durch den Zerfall einer schmalen, hypothetischen Dibaryonen-Resonanz im πNN -System, der sog. d' -Resonanz, gibt. Für den untersuchten Energiebereich ($E_\gamma \leq 245$ MeV) wurde innerhalb eines Vertrauensintervalls von 90% eine obere Schranke von $\int_{\Delta E} \sigma dE \approx 5 \mu\text{b} \cdot \text{MeV}$ bei einer Breite von $\Delta E \approx 0.8$ MeV ermittelt.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	13
1.1	Dibaryonen	14
1.2	d' -Hypothese im DCX	16
1.3	π^0 -Produktion am Deuteron	18
1.4	Reaktionsmechanismen	19
2	Experimenteller Aufbau	21
2.1	Elektronenbeschleuniger	21
2.2	Photonenmarkierungsanlage	23
2.3	Lupe	27
2.4	Streukammer und Target	27
2.5	Detektorsystem TAPS	30
2.6	Taggerelektronik	36
2.7	Detektorelektronik	38
2.8	Datenerfassung	40
2.9	Durchföhrung	40
3	Auswertung der Messdaten	43
3.1	Kalibrierung der Energie	44
3.1.1	Energiekalibrierung der BaF ₂ -Detektoren	44
3.1.2	Energiekalibrierung der Tagger-Leiter	45
3.2	Zeitkalibrierung	46
3.2.1	Zeitkalibrierung der BaF ₂ -Detektoren	46
3.2.2	Kalibrierung der Tagger-TDCs	46
3.2.3	TAPS-Tagger Zeitabgleich	46
3.3	Korrekturen der Energieinformationen	47
3.3.1	Pedestal	47
3.3.2	Pulsform	48
3.4	Korrekturen der Zeitinformationen	50
3.4.1	<i>walk</i>	50

3.4.2	<i>cross-talk</i>	50
3.4.3	Zeitsprünge	51
3.5	Schauer-Rekonstruktion	54
3.6	Schauer-Identifikation	56
3.6.1	Bestimmung der Energie	57
3.6.2	Bestimmung des Auftreffortes	58
3.7	Mesonen-Rekonstruktion	58
3.7.1	Invariante Masse	58
3.7.2	Energieauflösung des Mesons	60
3.8	Teilchen-Rekonstruktion	60
3.8.1	Flugzeitanalyse	61
3.8.2	Identifikation der Protonen und Deuteronen	62
3.8.3	Identifikation der Neutronen	64
3.8.4	Zufälliger Teilchenuntergrund	65
3.9	Tagger-Informationen	65
3.9.1	Koinzidenzanalyse	66
3.9.2	Tagger-Ketten	67
4	Simulationen	69
4.1	Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit von π^0 -Mesonen	70
4.2	Energieschwelle für den Nachweis von Teilchen in der Vorwärtswand	73
4.3	Simulation der kohärenten Produktion	74
4.4	Simulation der inkohärenten Produktion	75
4.4.1	Quasi-freies Modell	75
4.4.2	Quasi-freies Modell mit FSI	76
4.4.3	Koaleszenz-Modell	79
5	Theoretische Betrachtungen	81
5.1	Photoinduzierte Pion-Produktion am Nukleon	82
5.1.1	Geladene Pion-Produktion am Nukleon	84
5.1.2	Ungeladene Pion-Produktion am Nukleon	85
5.2	Kohärente π^0 -Produktion am Deuteron	86
5.3	Inkohärente π^0 -Produktion am Deuteron	88
5.4	Totaler Wirkungsquerschnitt am Deuteron	91
5.5	π^0 -Produktion über den d' -Mechanismus	92
6	Ergebnisse	93
6.1	Berechnung des Wirkungsquerschnittes	93
6.1.1	Differentieller Wirkungsquerschnitt	94

6.1.2	Integraler Wirkungsquerschnitt	94
6.1.3	Abschätzung der systematischen Fehler	94
6.2	Trennung der Produktionsmechanismen	96
6.2.1	Beiträge von schmalen Dibaryonen-Resonanzen	96
6.2.2	Trennung der Produktionsmechanismen durch Nachweis von Neutronen	99
6.2.3	Trennung der Produktionsmechanismen mit der <i>missing ener-</i> <i>gy</i> Methode	100
6.3	Kohärenter Wirkungsquerschnitt	104
6.3.1	Differentieller Wirkungsquerschnitt	104
6.3.2	Integraler Wirkungsquerschnitt	107
6.4	Inkohärenter Wirkungsquerschnitt	108
6.4.1	Differentieller Wirkungsquerschnitt	108
6.4.2	Integraler Wirkungsquerschnitt	111
6.5	Totaler Wirkungsquerschnitt	111
6.5.1	Differentieller Wirkungsquerschnitt	111
6.5.2	Integraler Wirkungsquerschnitt	113
6.6	Elementarer Wirkungsquerschnitt am Neutron	115
7	Zusammenfassung und Ausblick	119

Anhang

A	Photo-Produktionsamplituden	123
A.1	Multipol-Darstellung	124
A.2	Isospin-Zerlegung	125
B	Tabellen	127
B.1	Energiekalibrierung des Taggers	127
B.2	Totaler Wirkungsquerschnitt	129
B.3	Winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte im $CM(\gamma d)$	132
B.3.1	Totaler Wirkungsquerschnitt $CM(\gamma d)$	132
B.3.2	Kohärenter Wirkungsquerschnitt $CM(\gamma d)$	136
B.3.3	Inkohärenter Wirkungsquerschnitt $CM(\gamma d)$	140
B.4	Winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte im $CM(\gamma N)$	144
B.4.1	Totaler Wirkungsquerschnitt $CM(\gamma N)$	144
B.4.2	Kohärenter Wirkungsquerschnitt $CM(\gamma N)$	148
B.4.3	Inkohärenter Wirkungsquerschnitt $CM(\gamma N)$	152

Abbildungsverzeichnis

1.1	Vorhersage von Dibaryonen	15
1.2	Zerfallskanäle und Eigenschaften von d'	17
2.1	Grundriss der Beschleunigeranlage	22
2.2	Elektronenbeschleuniger MAMI	23
2.3	Taggerspektrometer	24
2.4	Energieauflösung des Taggers	24
2.5	Koinzidenzspektrum TAPS — Tagger	26
2.6	Unkorrigiertes Energiespektrum der Lupe	28
2.7	Faser-Multiplizität der Lupe	28
2.8	Schematischer Experimentaufbau	29
2.9	Aufbau eines Standard-BaF ₂ -Detektormoduls	31
2.10	BaF ₂ Signalform	33
2.11	Pulsformspektrum von BaF ₂	33
2.12	Aufbau eines TAPS Blockes	35
2.13	Blockdiagramm der Taggerelektronik	36
2.14	Blockdiagramm der TAPS-Elektronik	38
2.15	Energieverteilung der Bremsstrahlungsphotonen	41
3.1	Energieverteilung kosmischer Myonen	45
3.2	Gesprungenes Pedestal	48
3.3	Korrektur der Pulsform	49
3.4	Korrektur des <i>walk</i>	51
3.5	Zeitsprünge	52
3.6	Erreichte Zeitauflösung	53
3.7	Algorithmus zur Rekonstruktion eines Schauers.	55
3.8	Invariante Masse	59
3.9	Nukleonverteilung bei $E_\gamma \approx 215$ MeV	61
3.10	Energie-Flugzeit-Diagramm vor Abzug des zufälligen Untergrundes	63
3.11	Energie-Flugzeit-Diagramm nach Abzug des zufälligen Untergrundes	63
3.12	Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen in der Vorwärtswand	65

3.13	Tagger Multiplizität	66
3.14	Koinzidenzanalyse	66
4.1	Typisches Event	71
4.2	Nachweiswahrscheinlichkeit der π^0 -Mesonen	72
4.3	Gemessene und rekonstruierte Pionverteilung	72
4.4	Energieschwellen von d und p für den Nachweis in der Vorwärtswand	74
4.5	Verteilung der Teilchen im quasi-freien Modell ohne/mit FSI.	77
4.6	Graph der quasi-freien Pion-Photoproduktion.	77
4.7	Graph der quasi-freien Pion-Photoproduktion mit NN-FSI.	77
4.8	Verteilung der Teilchen im quasi-freien Modell.	78
4.9	Verteilung der Teilchen im quasi-freien Modell mit FSI.	78
5.1	Graphen zur elementaren Pion-Produktion am Nukleon	83
5.2	Kohärenter Wirkungsquerschnitt	86
5.3	Diagramme zur kohärenten π^0 -Produktion	87
5.4	Inkohärenter π^0 -Wirkungsquerschnitt am Deuteron	89
5.5	Diagramme zur inkohärenten π^0 -Produktion	90
5.6	Integralgleichung	91
5.7	π^0 -Produktion über den d' -Mechanismus	92
6.1	Suche nach schmalen Dibaryonen-Resonanzen	97
6.2	Suche nach schmalen Dibaryonen-Resonanzen mit Winkelschnitt	98
6.3	Nukleonenverteilung im quasi-freien Modell mit FSI	101
6.4	Inkohärenter Wirkungsquerschnitt mit n-Nachweis	101
6.5	Verteilung der <i>missing energy</i>	102
6.6	<i>missing energy</i> Fit	103
6.7	Differentieller kohärenter Wirkungsquerschnitt	105
6.8	Vergleich der kohärenten Winkelverteilung Experiment/Simulation	106
6.9	Integraler kohärenter Wirkungsquerschnitt	107
6.10	Differentieller inkohärenter Wirkungsquerschnitt	109
6.11	Vergleich der inkohärenten Winkelverteilung Experiment/Simulation	110
6.12	Integraler inkohärenter Wirkungsquerschnitt	111
6.13	Winkelverteilung des totalen Wirkungsquerschnittes	112
6.14	Vergleich der Winkelverteilung mit TAPS 92	114
6.15	Vergleich des totalen Wirkungsquerschnittes mit anderen Experimenten	115
6.16	Elementarer Wirkungsquerschnitt am Neutron	118
A.1	Photoproduktion des Pions am Nukleon	124

Tabellenverzeichnis

1.1	Eigenschaften der Pionen	16
1.2	Schwellenenergien der einfachen Pionproduktion am Deuteron	18
2.1	Technische Daten von MAMI	23
2.2	Physikalische Eigenschaften von BaF ₂	32
2.3	Experimentparameter	42
5.1	Dipolmoment von $N\pi$ in der Pion-Produktion am Nukleon	84
A.1	Multipol-Darstellung	125
B.1	Energiekalibrierung des Taggers	127
B.2	totaler Wirkungsquerschnitt	129
B.3	Winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte im CM(γd)	132
B.3.1	Winkeldifferentieller, totaler Querschnitt CM(γd)	132
B.3.2	Winkeldifferentieller, kohärenter Querschnitt CM(γd)	136
B.3.3	Winkeldifferentieller, inkohärenter Querschnitt CM(γd)	140
B.4	Winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte im CM(γN)	144
B.4.1	Winkeldifferentieller, totaler Querschnitt CM(γN)	144
B.4.2	Winkeldifferentieller, kohärenter Querschnitt CM(γN)	148
B.4.3	Winkeldifferentieller, inkohärenter Querschnitt CM(γN)	152

Kapitel 1

Einleitung

In den letzten 25 Jahren wurde zur Beschreibung der starken Wechselwirkung eine Feldtheorie entwickelt, die sog. Quanten-Chromo-Dynamik (QCD). In dieser Theorie wird die starke Wechselwirkung zwischen den Quarks durch Austausch von Gluonen, den Eichbosonen der QCD, vermittelt. Die Quarks sind die Grundbausteine der Hadronen. Diese werden eingeteilt in die Mesonen, aufgebaut aus Quark-Antiquark-Paaren, und Baryonen, aufgebaut aus drei Quarks. Der Wert der Kopplungskonstante α_s der starken Wechselwirkung verändert sich abhängig von der Energieskala. Bei großen Impulsüberträgen ist α_s klein, so dass Störungstheorie in Einheiten von α_s betrieben werden kann. Dadurch ist diese Theorie besonders erfolgreich in der Beschreibung von Hochenergie-Experimenten, wie sie z. B. am Cern durchgeführt wurden.

Bei kleinen Energien ($E \leq 1 \text{ GeV}$), d. h. im Bereich der Nukleonmasse, wird α_s groß und Störungsrechnung ist damit nicht mehr möglich. Als Folge davon werden in diesem Bereich effektive Theorien entwickelt, die die Symmetrien der QCD enthalten.

Einen wesentlichen Beitrag zum Verständnis der starken Wechselwirkung liefern Experimente der Mittelenergiephysik, die diesen nicht-pertubativen Bereich der QCD untersuchen.

Im Rahmen dieser Arbeit wird mit Hilfe der photoinduzierten π^0 -Produktion am Deuteron die QCD in zwei Bereichen untersucht:

- a) Eine Niederenergie-Darstellung der QCD ist die chirale Störungstheorie. Mit Hilfe dieser Theorie versucht man die elementare Pion-Produktion am Nukleon zu beschreiben. Da das Proton experimentell leicht zugänglich ist,

existiert hier eine große Datenbasis. Im Gegensatz dazu gibt es kein „reines“ Neutronentarget, so dass ein erster Schritt zur Bestimmung des elementaren Wirkungsquerschnittes am Neutron in der Messung des Wirkungsquerschnittes an Kernen, in diesem Fall am Deuteron, besteht.

- b) Eine weitere Möglichkeit die QCD zu testen, stellt die Suche nach Dibaryonen-Resonanzen dar: *„If the present absence of an experimental dibaryon signal continues, then all these QCD models (and even QCD itself) should be questioned. Therefore, the dibaryon is a good place to test QCD and its models“*¹ [Wan 95].

1.1 Dibaryonen

Dibaryonen zeichnen sich durch eine Baryonenzahl $B=2$ aus. Betrachtet man dies auf dem Quark-Gluon-Niveau, so führt das zu Objekten, deren Differenz aus der Anzahl von Quarks und Antiquarks $n(q - \bar{q})=6$ ist. Mit dieser Definition können die Dibaryonen in drei Klassen eingeteilt werden [Set 88]:

1. Dibaryonen, die aus einem gebundenen oder fast gebundenem Zustand von zwei Baryonen ($B=1$) bestehen (wie z. B. das Deuteron).
2. Dibaryonen, deren innere Quarkstruktur aus Clustern mit insgesamt 6 Quarks und keinem Antiquark aufgebaut sind. Je nach Konfiguration (q^6 , q^5q^1 , q^4q^2 , ...) sind die einzelnen Cluster nicht farbneutral, sondern nur das gesamte Objekt.
3. Dibaryonen, die auch Antiquarks enthalten: $q^{6+n}\bar{q}^n$.

Keines dieser Objekte verletzt eine grundlegende Regel der QCD, so dass sie prinzipiell existieren könnten. Bereits Ende der siebziger Jahre wurden von Mulders [Mul 78, Mul 80] Rechnungen zu hantelförmigen Konfigurationen (Fall 2) gemacht, bei der die farbtragenden Cluster über ein bandförmiges Farbfeld verbunden sind. Die Rechnungen umfassen Cluster-Konfigurationen mit q^6 , q^5q^1 und q^4q^2 (Abb. 1.1). Die meisten berechneten Zustände besitzen solche Energien und Quantenzahlen, dass sie leicht in zwei Nukleonen zerfallen können. Aus diesem Grund erwartet man für diese Zustände sehr große Zerfallsbreiten in der

¹Übersetzung: Wenn das Fehlen von experimentellen Anzeichen für Dibaryonen weiterhin anhält, sollten alle diese QCD-Modelle (und sogar die QCD selbst) hinterfragt werden. Deshalb sind Dibaryonen gut geeignet, die QCD und ihre Modelle zu testen.

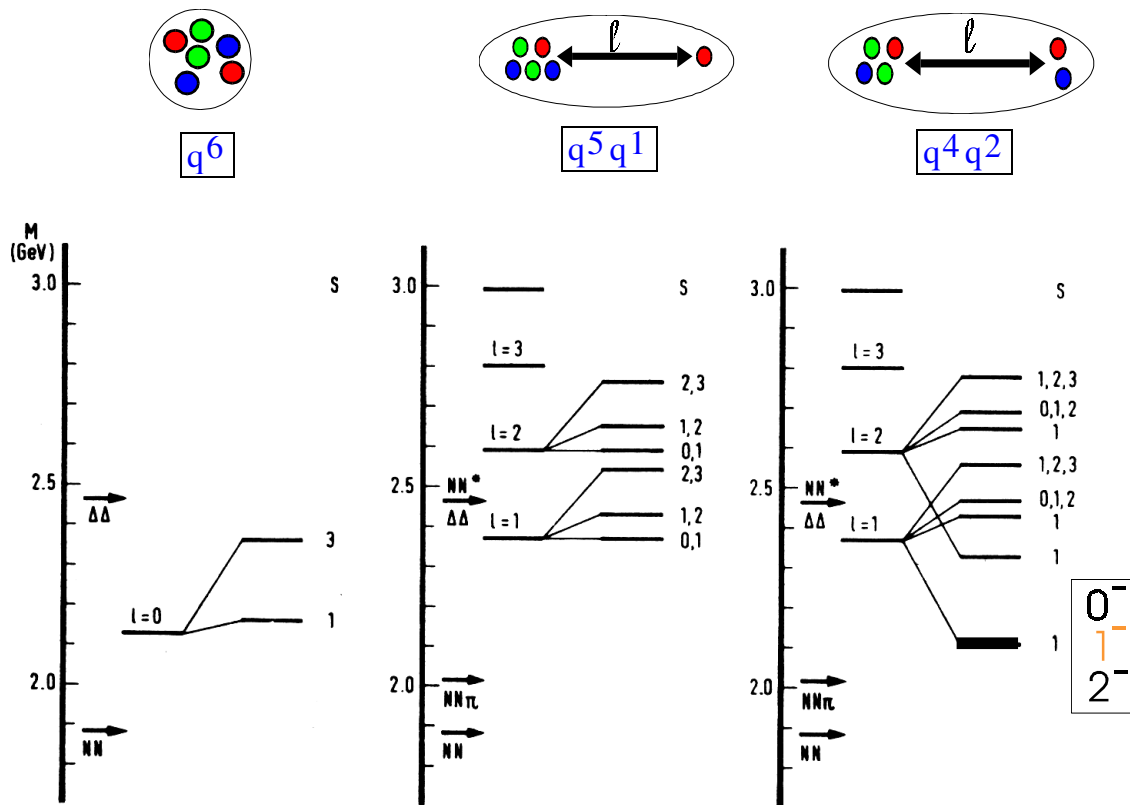


Abbildung 1.1: Theoretische Vorhersagen zu Dibaryonen mit Isospin $I=0$ von Mulders [Mul 78, Mul 80]. Jede Spalte repräsentiert eine der drei Konfigurationen q^6 , q^5q^1 und q^4q^2 . Alle Massen sind in GeV/c^2 angegeben.

Größenordnung von wenigen 100 MeV. Auf der anderen Seite gibt es Zustände, für die dieser Zerfall auf Grund der Quantenzahlen nicht erlaubt ist. Das zeigen zum Beispiel die Rechnungen zur q^4q^2 -Konfiguration mit Isospin $I = 0$, Bahndrehimpuls $l = 1$ und Spin $s = 1$. Da die Rechnungen von Mulders noch keine Spin-Bahn-Kopplung beinhalten, sind die Zustände mit $\vec{J} = \vec{l} + \vec{s}$ noch entartet. Die Masse des Multipletts mit den Quantenzahlen $J^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$ wird mit $2.1 \text{ GeV}/c^2$ vorhergesagt. Dieses Multiplett enthält zwei Kandidaten mit $J^\pi = 0^-$ und 2^- , die nicht in das NN -System zerfallen können sondern nur in das πNN -System. Der Phasenraum, der dem πNN -System zur Verfügung steht, ist wegen der Energieerhaltung wesentlich kleiner als der Zweikörperphasenraum, der sich beim Zerfall in zwei Nukleonen ergäbe. Damit erwartet man für diese Zustände schmale Zerfallsbreiten.

Der Zustand mit Isospin $I=\text{gerade}$ und $J^\pi = 0^-$ wird im folgenden auch als d' -Resonanz bezeichnet. Dieser hypothetische Zustand spielt in der Beschreibung der

Meson	I^G	J^{PC}	Masse [MeV/c ²]	Lebensdauer [s]	dominante Zerfallskanäle	Ratio [%]
π^+	1^-	0^-	139.57	2.6×10^{-8}	$\mu^+\nu$	100.0
π^-	1^-	0^-	139.57	2.6×10^{-8}	$\mu^-\nu$	100.0
π^0	1^-	0^{-+}	134.98	8.4×10^{-17}	$\gamma\gamma$ γe^+e^-	98.8 1.2

Tabelle 1.1: Elementare Eigenschaften der Pionen [Cas 98].

Anregungsfunktion des pionischen doppelten Ladungsaustausches (DCX²) in Kernen bei kleinen kinetischen Energien der Pionen eine wichtige Rolle.

1.2 d' -Hypothese im DCX

Der pionische doppelte Ladungsaustausch hat eine besondere Stellung bei der Untersuchung von Zwei-Nukleon-Korrelationen in Kernen. Während dieser Reaktion ändert das Pion seinen Ladungszustand um zwei Einheiten, so dass mindestens zwei Nukleonen auch im Kern ihren Ladungszustand ändern müssen. Eine Zusammenstellung der wichtigsten Eigenschaften der Pionen findet sich in Tabelle 1.1.

Der DCX wurde an einer Vielzahl von Kernen (von Li bis Nb) systematisch untersucht. Die meisten Messungen zeigen in der Energieanregungsfunktion unterhalb der Δ -Resonanz im Bereich von $T_\pi \approx 50$ MeV eine resonanzartige Überhöhung [Bil 93, Fö 97, Pät 98a, Pät 98b], die je nach Kern den Wirkungsquerschnitt im Bereich der Δ -Resonanz sogar übersteigt. Um diese Beobachtung zu beschreiben, wurde eine Reihe von konventionellen Rechnungen durchgeführt, die aber bisher nicht in der Lage sind, dieses Niederenergie-Verhalten des Wirkungsquerschnittes für alle untersuchten Kerne konsistent zu beschreiben. So führt z. B. auch die Annahme einer Pion-Nukleon-Resonanz oder Pion-Kern-Resonanz zu keiner Übereinstimmung mit den experimentellen Energieanregungsfunktionen und Winkelverteilungen. Eine konsistente Beschreibung gelingt erst durch die Annahme einer Resonanz im πNN -System, der sog. d' -Resonanz [Bil 99]. Die Parameter der Resonanz, die aus den Messungen abgeleitet wurden und die möglichen Zerfallskanäle sind in Abbildung 5.7 zusammengefasst. Die Zerfallsbreite wird mit Hilfe eines Breit-Wigner-Ansatzes bestimmt. Dabei werden Beiträge

²engl. *pionic double charge exchange*

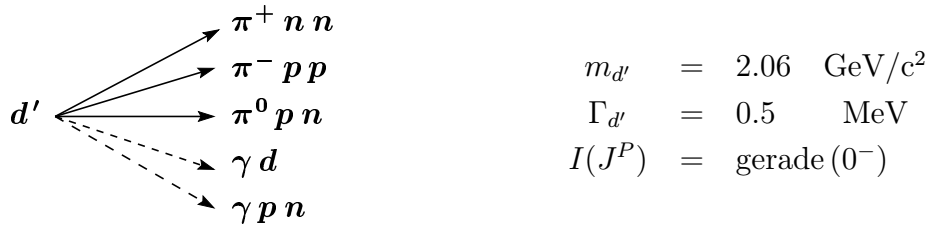


Abbildung 1.2: Eigenschaften und Zerfallskanäle der hypothetischen d' -Resonanz im πNN -System. Die gestrichelten Pfeile zeigen die elektromagnetischen Zerfallskanäle an, die viel kleiner als die hadronischen Kanäle sind.

berücksichtigt, die im Medium zu einer zusätzlichen Verbreiterung führen, wie z. B. die Fermi-Bewegung und die Stoßverbreiterung $Nd' \rightarrow 3N$. In der Bestimmung der freien Zerfallsbreite spielen die Breiten der elektromagnetischen Zerfälle ($\Gamma_{d\gamma} \leq 0.1$ keV [Bil 96]) keine Rolle.

Abgesehen von der erfolgreichen Beschreibung der Energieabhängigkeit und Winkelverteilung des Wirkungsquerschnittes beim DCX, bleibt die Kritik bestehen, dass es sich hierbei auch um einen bis jetzt noch nicht verstandenen Mediumseffekt in Kernen handeln könnte. Um die Existenz dieser Resonanz eindeutig nachzuweisen, müssen daher die Mediumeffekte reduziert werden. Dies gelingt zum einen dadurch, dass der DCX an immer leichteren Kernen untersucht wird und zum anderen, wird versucht die Resonanz in elementaren Kernreaktionen anzuregen. Der gegenwärtige Stand der Untersuchungen ist im folgenden zusammen gefasst:

DCX an ${}^3\text{He}$ und ${}^4\text{He}$

Die Messungen an ${}^4\text{He}$ werden am besten beschrieben, wenn die d' -Resonanz mit berücksichtigt wird. Hingegen enthalten die Ergebnisse an ${}^3\text{He}$ keine Hinweise auf eine Produktion von d' [Grä 98].

Zwei-Pion-Produktion in pp -Stößen: $pp \rightarrow d'\pi^+ \rightarrow pp\pi^-\pi^+$

Bei einer Einschussenergie von $T_p = 750$ MeV konnten die Daten zunächst am besten mit der Annahme einer Beimischung der d' -Resonanz von ca. 7% beschrieben werden [Bro 96]. Endgültige Ergebnisse finden sich in [Bro 00].

Photoproduktion von π^0 am Deuteron: $\gamma d \rightarrow d' \rightarrow \pi^0 np$

Die Untersuchung der elektromagnetischen Anregung der Resonanz ist Gegenstand dieser Arbeit (Ergebnisse siehe Kap. 6.2.1). Dabei wurde nur der Zerfall in den $\pi^0 np$ -Kanal untersucht, weil die konventionelle π^0 -Produktion am Deuteron bei der d' -Resonanzenergie von $E_\gamma \approx 200$ MeV um ca. 1/3 kleiner ist als die geladene Pion-Produktion (siehe Tab. 1.2). Dies ist besonders wichtig,

Reaktion	Wirkungsquerschnitt [μb] bei $E_\gamma \approx 200 \text{ MeV}$	E_γ^{thr} [MeV]
$\gamma d \rightarrow \pi^+ nn$	120	148.56
$\gamma d \rightarrow \pi^- pp$	150	145.76
$\gamma d \rightarrow \pi^0 pn$	12	142.23
$\gamma d \rightarrow \pi^0 d$	36	139.75
$\gamma d \rightarrow d' \rightarrow \pi^0 pn$	≤ 1	

Tabelle 1.2: Schwellenenergien der einfachen Pionproduktion am Deuteron und der Wirkungsquerschnitt bei einer primären Photonenergie von $E_\gamma \approx 200 \text{ MeV}$ (Wq. für π^\pm aus [Bil 96])

weil im Vergleich dazu der vorhergesagte Beitrag [Bil 96] der d' -Resonanz zum Wirkungsquerschnitt mit $\leq 1 \mu\text{b}$ sehr klein ist.

1.3 π^0 -Produktion am Deuteron

Die Photoproduktion von Mesonen erfolgt meistens über die Anregung von Nukleonresonanzen. Diese werden elektromagnetisch angeregt und senden beim hadronischen Zerfall die Mesonen aus. Ein Vorteil der Photoproduktion ist dabei, dass der Eingangskanal nur durch die elektromagnetische Wechselwirkung bestimmt ist, die zu dem durch die Quanten-Elektro-Dynamik (QED) sehr gut beschrieben wird. Nur im Ausgangskanal spielt die starke Wechselwirkung eine Rolle. Damit liefert die Photoproduktion gerade in dem Energiebereich, in dem die QCD nicht mehr störungstheoretisch behandelt werden kann, wichtige Informationen über die elektromagnetischen und hadronischen Eigenschaften der Resonanzen.

In der Vergangenheit wurde dazu die Photoproduktion von Pionen am Proton erfolgreich zur Untersuchung der Δ -Resonanz eingesetzt. Etliche Messungen zur π^0 -Produktion am Proton wurden mit dem TAPS-Spektrometer durchgeführt [Fuc 95, Här 96, Kru 95].

Eine natürliche Fortsetzung dieses Programms stellt die photoinduzierte π^0 -Produktion an Kernen, insbesondere am Deuteron, dar. Das Deuteron ist der einfachste Kern, bestehend aus einem Proton und einem Neutron. Er bietet zum einen die Möglichkeit Informationen über die Wechselwirkung von Teilchen mit Kernen als auch über die elementaren Prozesse am Nukleon, insbesondere

am Neutron, zu gewinnen. Dies ist deshalb von besonderem Interesse, weil es keine „reinen“ Neutronentargets gibt. Neutron und Proton bilden zusammen ein Isospin-Duplett und sollten von daher in der starken Wechselwirkung das gleiche Verhalten zeigen: Isospin-Symmetrie. Dies könnte man mit dem elementaren Wirkungsquerschnitt am Neutron ($\gamma n \rightarrow n\pi^0$) überprüfen.

Das erste TAPS-Experiment, das die π^0 -Produktion am Deuteron untersuchte, wurde von Krusche und seinen Mitarbeitern [Kru 99] bei höheren Energien ($200 \text{ MeV} \leq E_\gamma \leq 792 \text{ MeV}$) durchgeführt. Bereits in diesem Experiment gelang die Trennung der verschiedenen Produktionsmechanismen am Deuteron. Der ausgewählte Energiebereich liegt aber oberhalb der vorhergesagten Resonanzenergie von d' .

In diesem Sinn stellt das in dieser Arbeit vorgestellte Experiment auch eine Fortsetzung der systematischen Untersuchungen der π^0 -Produktion am Deuteron dar. Dieses Experiment deckt mit einer deutlich höheren Statistik den Energiebereich von der Reaktionsschwelle bis zu einer Photonenenergie von $E_\gamma \approx 300 \text{ MeV}$ ab.

1.4 Reaktionsmechanismen

Die π^0 -Produktion am Deuteron kann über folgende Reaktionsmechanismen ablaufen:

kohärente Produktion (Kap. 6.3): $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$

Diese zeichnet sich dadurch aus, dass der Kern nach der Reaktion im Grundzustand ist. Im Falle des Deuterons ist das der Fall, wenn das Deuteron nach der Reaktion noch gebunden ist.

inkohärente (quasi-freie) Produktion (Kap. 6.4): $\gamma d \rightarrow \pi^0 p n$

Findet die Pion-Produktion an Kernen statt, so versteht man unter inkohärenter Produktion den Fall, dass der Kern nach der Reaktion angeregt ist. Da es im Falle des Deuterons keinen angeregten Zustand gibt, ist die inkohärente Produktion durch den Aufbruch des Deuterons in die zwei Nukleonen gekennzeichnet.

In dieser Arbeit wird weiterhin zwischen inkohärenter und quasi-freier Produktion unterschieden. Dabei wird der Begriff quasi-frei nur im Zusammenhang mit dem speziellen quasi-freien Zuschauermodell (Kap. 4.4.1) verwendet.

schmale Dibaryonen-Resonanzen: $\gamma d \rightarrow d' \rightarrow \pi^0 p n$

Wie im Abschnitt 1.2 bereits ausführlich dargelegt, ist ein zusätzlicher Beitrag zum Wirkungsquerschnitt von schmalen Dibaryonen-Resonanzen, wie z. B. der d' -Resonanz, denkbar.

Nach dieser Einleitung wird in Kapitel 2 zunächst der experimentelle Aufbau, mit dem die photoinduzierte π^0 -Produktion am Deuteron gemessen wurde, vorgestellt. Das anschließende Kapitel 7 beschäftigt sich mit der Auswertung der gewonnenen Messdaten. In Kapitel 4 werden die durchgeführten Computer-Simulationen vorgestellt. Diese umfassen zum einen Simulationen zur Detektorakzeptanz und zum anderen Simulationen der verschiedenen Produktionsmechanismen. Entsprechende theoretische Modelle zu den Produktionsmechanismen werden in Kapitel 5 behandelt, bevor im Kapitel 6 die experimentellen Ergebnisse ausführlich diskutiert werden. Das letzte Kapitel enthält die Zusammenfassung und den Ausblick. Im Anhang sind die differentiellen und integrierten Wirkungsquerschnitte der einzelnen Reaktionsbeiträge tabellarisch aufgelistet.

Kapitel 2

Experimenteller Aufbau

Das Experiment wurde mit dem Elektronenbeschleuniger MAMI¹ am Institut für Kernphysik der Johannes-Gutenberg-Universität Mainz durchgeführt. Hauptaufgabe war eine präzise Messung der Energieanregungsfunktion der π^0 -Produktion am Deuterium ab der Schwelle.

Einen Überblick über den gesamten Aufbau bietet der Grundriss des Beschleunigers, mit den verschiedenen Experimentierhallen (Abb. 2.1). Die wesentlichen Komponenten des Experimentes sind der Elektronenbeschleuniger (Kapitel 2.1), die Photonenmarkierungsanlage (Kapitel 2.2), das Target² (Kapitel 2.4) und das Photonen-spektrometer TAPS (Kapitel 2.5).

2.1 Elektronenbeschleuniger

Der Elektronenbeschleuniger besteht aus einem Linearbeschleuniger, dem Injektor, und drei hintereinander geschalteten Rennbahn-Mikrotronen³. In diesen werden die Elektronen auf einer geraden Strecke linear beschleunigt und über zwei konstante Magnetfelder in den Endkappen zurückgeführt. Dabei werden die Radien der Elektronenbahnen pro Umlauf immer größer (siehe Abb. 2.2). Durch vorzeitige Extraktion kann die Energie zwischen 180 MeV und 880 MeV in 15 MeV-Schritten variiert werden.

Die Strahlqualität von MAMI zeigt sich in der hohen Stabilität und der geringen Emittanz. Der Beschleuniger zählt mit seinem makroskopischen Tastverhältnis⁴

¹MAMI: **M**ainzer **M**ikrotron

²engl. *Target*: Ziel; Objekt, an der die Reaktion ausgelöst werden soll

³RTM: engl. **R**ace **T**rack **M**icrotron

⁴engl. *duty factor*

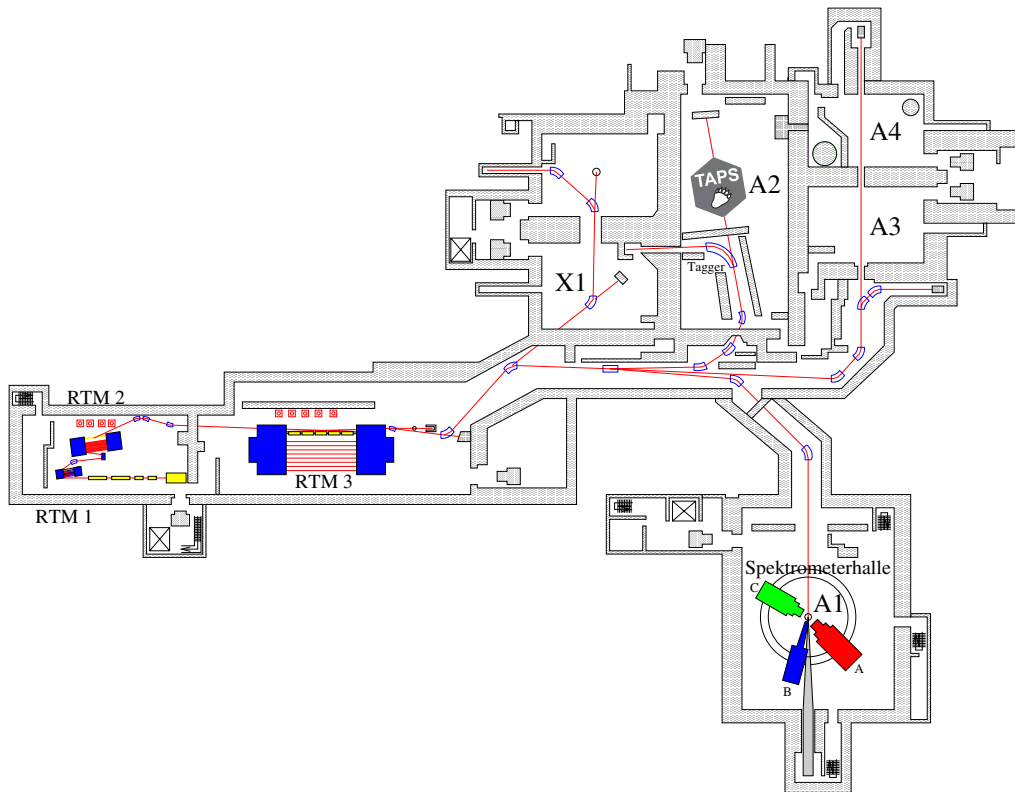


Abbildung 2.1: Grundriss der Beschleunigeranlage in Mainz mit den unterschiedlichen Experimentierhallen und den wesentlichen Komponenten des Experimentes: Elektronenbeschleuniger, Tagger, TAPS.

von 100 % zu den Dauerstrichbeschleunigern und es können Ströme bis zu $110 \mu\text{A}$ erreicht werden. Das hohe Tastverhältnis ist besonders für Experimente mit Photonenmarkierung wichtig, da der kombinatorische Untergrund durch die zeit-zufälligen Koinzidenzen (Elektron - Photon) quadratisch von der Strahlintensität abhängt. Mit einem gepulsten Strahl kann die gleiche integrale Rate nur dann erreicht werden, wenn der Strahlstrom entsprechend dem Tastverhältnis erhöht wird. Dies führt damit bei Experimenten mit einem geringeren Tastverhältnis zu einem größeren Untergrund.

Die technischen Daten der einzelnen Beschleunigerkomponenten können der Tabelle 2.1 entnommen werden. Ausführliche Beschreibungen zu MAMI finden sich bei [Her 86, Wal 90, Fri 91, Ahr 94].

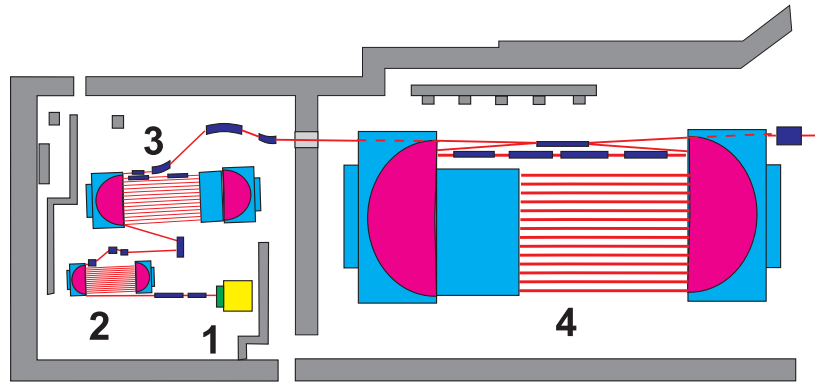


Abbildung 2.2: Aufbau des Dauerstrichbeschleunigers MAMI:

1) Injektor Linac, 2-4) Rennbahn-Mikrotrone.

	RTM 1	RTM 2	RTM 3	Einheiten
Anfangsenergie	3.5	14.4	179.5	MeV
Endenergie	14.4	179.5	854.6 ⁵	MeV
Umläufe	18	51	90	
Magnetabstand	1.7	5.6	12.9	m
Strahlparameter bei 855 MeV und 100 μ A	Energieverbreiterung 30 keV (FWHM ⁶) Energieverschiebung 100 keV (FWHM) Horizontale Emittanz $13 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ Vertikale Emittanz $1.7 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$			

Tabelle 2.1: Technische Daten der Beschleunigeranlage.

2.2 Photonenmarkierungsanlage⁷

Von dem Beschleuniger gelangen die Elektronen über ein Strahlführungssystem zu den jeweiligen Experimentierplätzen, in unserem Fall in die A2-Halle (siehe Abb. 2.1). Hier befindet sich auch die Photonenmarkierungsanlage, der Glasgow-Tagger (Abb. 2.3). Die Elektronen treffen zunächst auf den Radiator und werden im elektrischen Feld der Atome abgebremst. Dabei emittieren sie die Bremsstrahlungsphotonen. Bei Verwendung von amorphen Materialien, wie z. B. Nickel, Aluminium und Gold erhält man einen unpolarisierten Photonenstrahl. Linear polarisierte Photonen lassen sich mittels eines Diamanten erzeugen. Dies wird ausführlich in den Arbeiten von [Ram 98, Nat 00] behandelt. Bei diesem Experiment kam eine

⁵In der Experimentierphase 95/96 wurde erstmals die maximale Endenergie auf 880 MeV angehoben.

⁶FWHM: **F**ull **W**idth **H**alf **M**aximum = Volle Breite bei halber Signalthöhe

⁷engl. *Tagger*; *to tag*: markieren

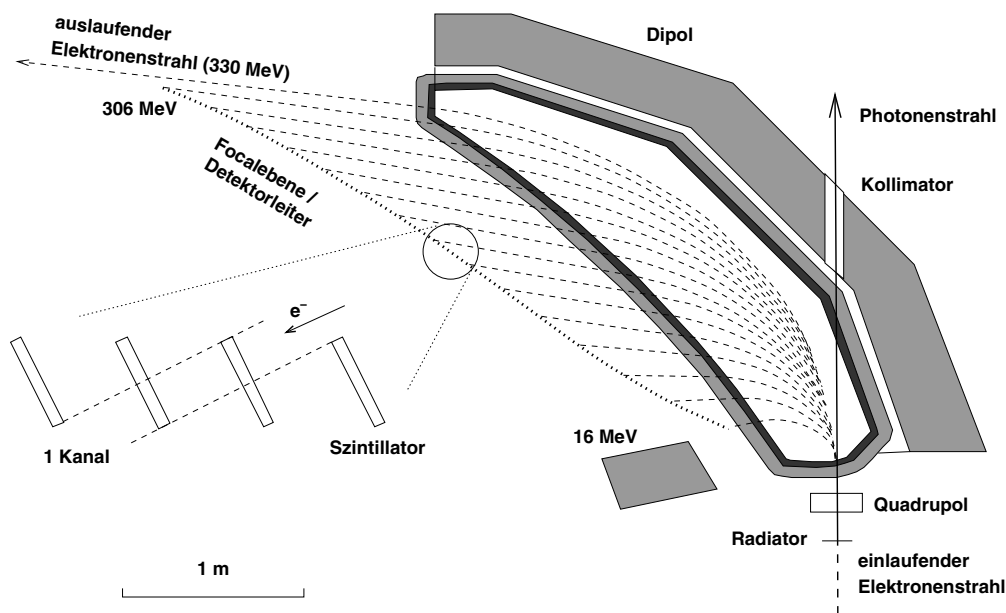


Abbildung 2.3: Schematische Zeichnung des Taggerspektrometers.

Die einlaufenden Elektronen treffen auf das Bremsstrahlungstarget (Radiator) und werden dort abgebremst. Dabei erzeugen sie Bremsstrahlungsphotonen, die noch anschließend kollimiert werden. Im Dipolfeld des Magneten werden die Elektronen nach ihren Impulsen analysiert und in der Fokalebene auf der Taggerleiter nachgewiesen. Der Überlapp von zwei Plastikszintillatorstreifen bildet einen logischen Taggerkanal.

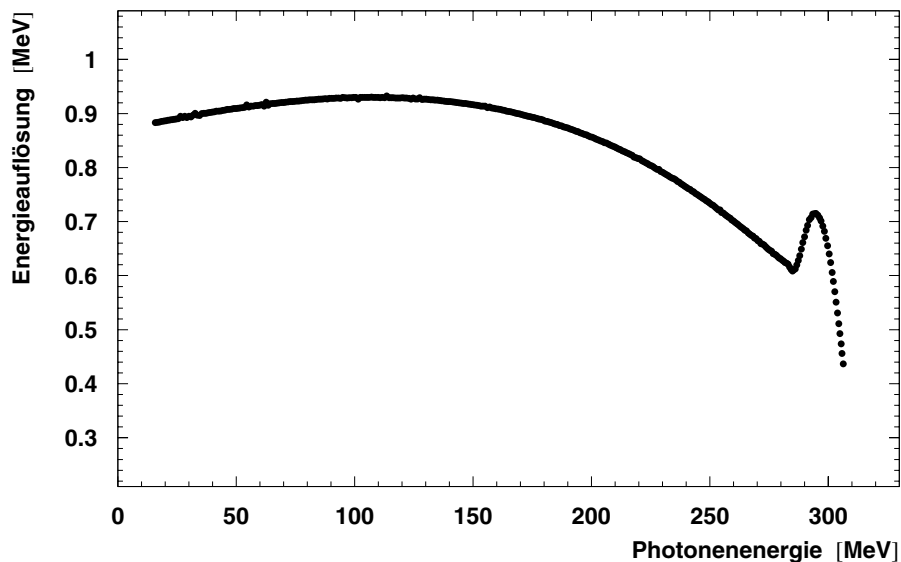


Abbildung 2.4: Die Energieauflösung des Taggers in Abhängigkeit vom Leiterkanal bei einer Einschussenergie von 330 MeV der Elektronen. Die Überhöhung am Ende der Kurve entsteht durch die geometrische Akzeptanz der einzelnen Kanäle: die Szintillatoren für die kleinen Elektronenenergien, d. h. hohe Photonenergien, liegen nicht mehr entlang der Fokalebene.

4 μm dicke Nickelfolie zum Einsatz.

Die gestreuten Elektronen beschreiben, je nach Energieverlust, unterschiedliche Kreisbahnen im Dipolfeld des Taggers und werden mit 2.4 cm breiten Palstikszi-
ntillatorstreifen in der Fokalebene nachgewiesen. Der Überlapp zweier Szintillatoren bildet, wie in Abb. 2.3 gezeigt, einen (logischen) Taggerkanal. Die Energieauflösung pro Kanal variiert mit dem Ort und mit der Einschussenergie der Elektronen. Für eine Primärenergie von 330 MeV erhält man den in der Abb. 2.4 dargestellten Verlauf von 0.4-0.9 MeV. Die Überhöhung am Ende der Kurve hat ihre Ursache in der geometrischen Anordnung der Szintillatoren.

Weil die intrinsische Auflösung des Taggers wesentlich besser ist ($\approx 100 \text{ keV}$), besteht die Möglichkeit, mit geeigneten Zusatzdetektoren die Energieauflösung weiter zu verbessern, ohne die bestehende Auslese des Taggers zu beeinflussen (siehe Kap. 2.3).

Die Energie eines Photons ist über den Nachweis des dazugehörigen Elektrons wie folgt bestimmt:

$$E_\gamma = E_e - E_{e'} \quad (2.1)$$

Dabei bleibt der Energieübertrag auf den beteiligten Kern unberücksichtigt. Dieser ist in 99 % der Fälle kleiner als 2.5 keV [Kru 95] und damit tatsächlich vernachlässigbar. Die Zuordnung zwischen dem Elektron und dem jeweiligen Photon geschieht über eine zeitliche Koinzidenzbedingung zwischen dem Tagger und dem zum Nachweis der jeweiligen Reaktion installierten Detektor — hier TAPS. Ein solches Koinzidenzspektrum zeigt Abb. 2.5. Über einem konstanten Untergrund ist deutlich der scharfe Koinzidenzpeak mit einer Breite (FWHM) von $\approx 1 \text{ ns}$ zu sehen. Der Untergrund kommt durch zeitzufällige Koinzidenzen zwischen TAPS und Tagger zu Stande. Man erkennt ebenso die Breite des Koinzidenzfensters von ca. 60 ns.

Für die absolute Messung des Wirkungsquerschnittes muss der einfallende Photonenfluss N_γ auf das Target bekannt sein. Dieser berechnet sich aus der Zählrate der mit dem Tagger nachgewiesenen Elektronen N_{e^-} multipliziert mit der sog. *tagging efficiency*⁸ ϵ_{Tagger} :

$$N_\gamma = \epsilon_{\text{Tagger}} \cdot N_{e^-} \quad (2.2)$$

Diese gibt das Verhältnis der im Radiator erzeugten Photonen zu denen an, die den Kollimator passieren. Sie wurde in regelmäßigen Zeitabständen (ca. zweimal pro

⁸Effektivität der Photonenmarkierung

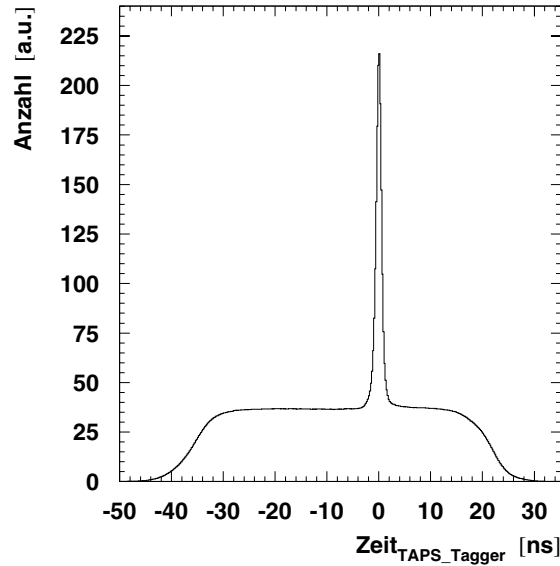


Abbildung 2.5: Das zeitliche Koinzidenzspektrum zwischen TAPS und Tagger. Aus dem flachen Untergrund aus zeitzufälligen Koinzidenzen erhebt sich deutlich der Koinzidenzpeak mit einer Breite von ≈ 1 ns.

Tag) gemessen. Die Messung der *tagging efficiency* geschieht bei sehr niedrigem Photonenfluss mit einem total absorbierenden BGO-Detektor ($(\text{Bi}_2\text{O}_3)_2(\text{GeO}_2)_3$ [Cas 98]). Je mehr kinetische Energie die Elektronen besitzen, desto stärker ist die Winkelverteilung der Photonen vorwärts gerichtet. Der Anteil α der Photonen, die in einen Vorwärtskegel mit dem Öffnungswinkel Φ emittiert werden, ist gegeben durch [Kru 95]:

$$\alpha(\Phi) \approx \frac{1}{1 + (\Theta_c/\Phi)^2}, \quad \text{mit } \Theta_c = \frac{m_e c^2}{E_e} \quad (2.3)$$

Der charakteristische Winkel Θ_c beschreibt die Energieabhängigkeit der Winkelverteilung. Bei diesem Experiment wurde ein Kollimator mit 8 mm Durchmesser in einem Abstand von 2.5 m zum Bremsstrahlungstarget verwendet. Er begrenzte die Ausdehnung des Strahlflecks der Photonen auf der Targetzelle, die sich in 6.6 m Abstand zum Radiator befand, auf einen Durchmesser von ca. 2.1 cm. Damit ist der Durchmesser des Photonenstrahls wesentlich kleiner als der Querschnitt der Targetzelle.

2.3 Lupe

Ein Detektor zur Verbesserung der Energieauflösung des Taggers, die sog. Lupe, wurde im Rahmen einer Diplomarbeit [Ach 96] entwickelt und bei diesem Experiment eingesetzt.

Dabei handelt es sich um ein Faserhodoskop, das aus zwei Lagen szintillierender Fasern besteht. Die Lagen sind etwas gegeneinander versetzt und umfassen jeweils 96 Fasern. Vier Fasern werden gemeinsam von einem Photomultiplier ausgelesen. Der mechanische Aufbau des Taggers zeichnet sich durch eine sehr kompakte Bauweise aus, die allerdings nur eine eingeschränkte Positionierung der Lupe im Tagger erlaubt. Diese deckte im Experiment die 16 Taggerkanäle von 151 bis 166 ab.

Folgende Probleme traten während der Messung auf:

Ausfall von 3 der 48 Photomultiplier.

Die unterschiedliche Länge der Lichtleiter und deren optische Ankopplung verursachten große Unterschiede in der Nachweiswahrscheinlichkeit der Elektronen in den einzelnen Fasern (siehe Abb. 2.6).

Häufiges Übersprechen⁹ zwischen den Fasern. Die mittlere Multiplizität liegt, wie man der Abb. 2.7 entnehmen kann, bei ca. 10 Fasern pro Event.

Wegen dieser Hardwareprobleme wurde die Lupe in der Auswertung nicht berücksichtigt.

2.4 Streukammer und Target

Eine schematische Übersicht über den gesamten Aufbau von Target, Streukammer und TAPS bietet Abb. 2.8.

Die Streukammer ist aus Kohlefaser, Wandstärke 3.5 mm, gebaut und hat einen Durchmesser von 90 cm und eine Höhe von 70 cm. Damit konnte sie alle benutzten Targetaufbauten (für Wasserstoff, Deuterium und Helium) aufnehmen. Durch die geringe Wandstärke ist die Materialbelegung zwischen Target und Detektor so niedrig wie möglich gehalten worden.

⁹engl. *cross talk*

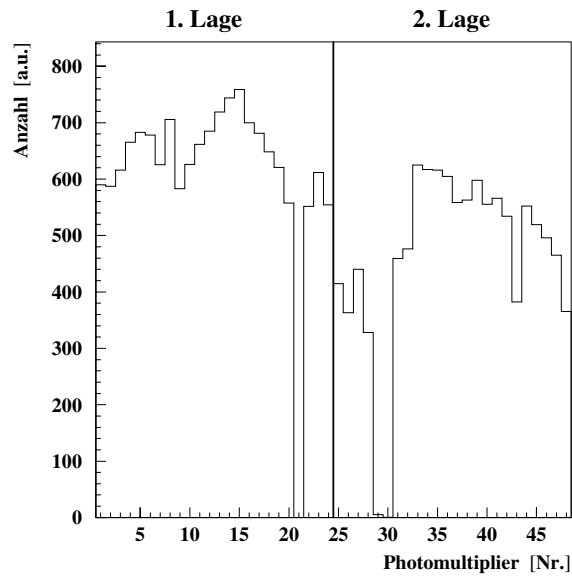


Abbildung 2.6: *Unkorrigiertes Energiespektrum der Lupe*

In der ersten Lage ist ein und in der zweiten Lage sind zwei Photomultiplier ausgefallen. Das unterschiedliche Ansprechverhalten der einzelnen Fasern führt zu diesen unerwünschten Strukturen im Spektrum.

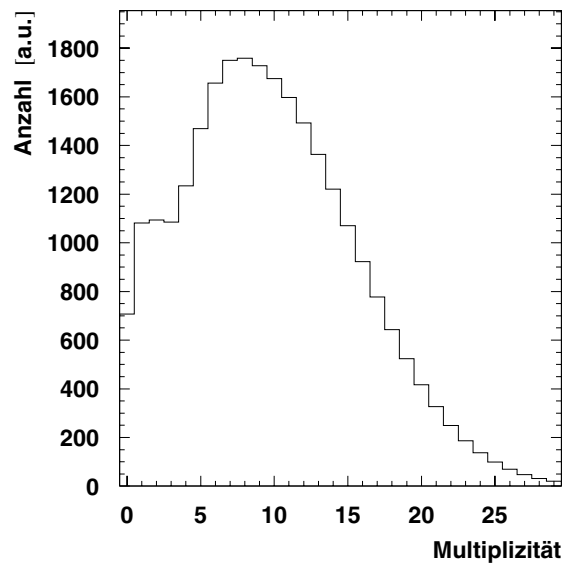


Abbildung 2.7: *Multiplizität des Faserhodoskopes.*

Im Mittel haben ca. 10 Fasern angesprochen.

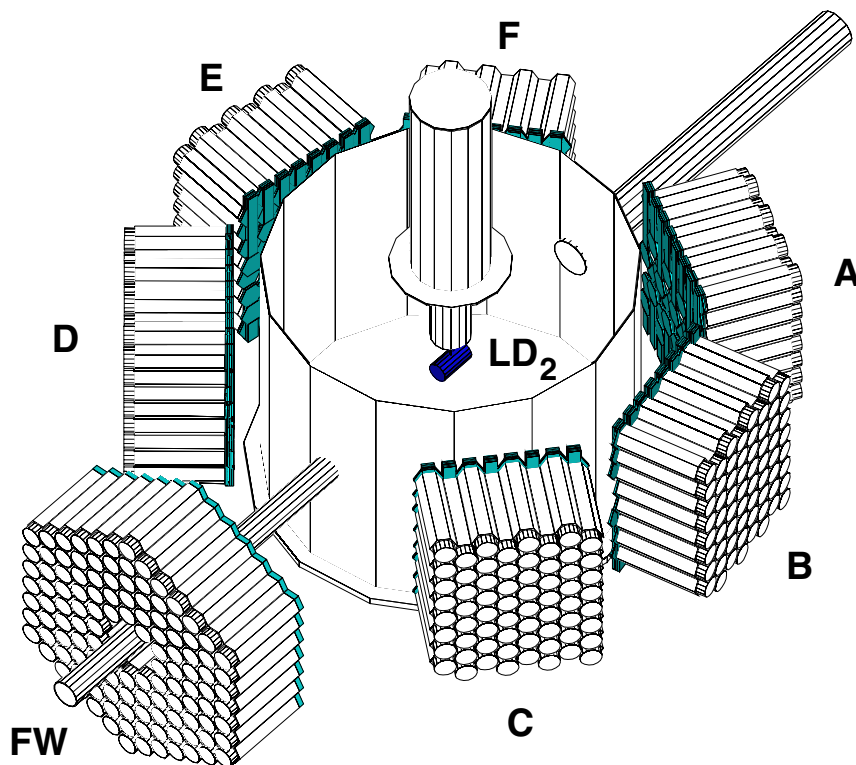


Abbildung 2.8: Schematischer Experimentaufbau in der Strahlzeit 95/96. Um das Target mit Streukammer stehen annähernd konzentrisch die 6 TAPS-Blöcke mit jeweils 64 BaF₂-Modulen und den Vetodetektoren. Die Vorwärtswand mit den 120 Phoswich-Modulen ist ungefähr 1 m vom Targetmittelpunkt entfernt. Eine genaue Beschreibung findet sich im Text.

Das Flüssig-Deuterium-Target wurde in Mainz gebaut. Die zylindrische Targetzelle mit einem Durchmesser von 5 cm und einer Länge von 10 cm besteht aus 120 μm dicker Kaptonfolie. Kapton ist ein langmolekürliches Polyamid mit hervorragender Festigkeit bei tiefen Temperaturen. Die Siedetemperatur von Deuterium liegt bei 23.65 K bei einem Druck von 1013 hPa. Die effektive Targetlänge, d. h. die Targetgeometrie¹⁰ gefaltet mit dem Profil des Photonenstrahls, ergibt sich zu 10.64 cm.

¹⁰Das Target besteht aus einem 10 cm langen Zylinder mit nach außen gewölbten Endkappen. Deshalb ist die effektive Targetlänge größer als 10 cm.

Daraus berechnet sich die Flächenbelegungsichte N_T des Targets wie folgt:

$$\begin{aligned}
 N_T &= \frac{N_A}{M_{\text{molar}}} \cdot \rho \cdot l \\
 &= \frac{6.022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}}{2.014 \text{ g mol}^{-1}} \cdot 0.169 \text{ g cm}^{-3} \cdot 10.64 \text{ cm} \\
 &= 5.38 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-2}
 \end{aligned}
 \tag{2.4}$$

2.5 Detektorsystem TAPS ¹¹

Das Photonenspektrometer TAPS wurde von einer Kollaboration aus verschiedenen europäischen Forschungsinstituten vor allem zum Nachweis von neutralen Mesonen (π^0 , η) entwickelt und gebaut ([TC 87, Nov 87, Nov 91]). Dabei handelt es sich um ein modulares und mobiles Detektorsystem, das an verschiedenen Beschleunigeranlagen zum Einsatz kommt. Bis jetzt wurde es für Experimente in der Schwerionenphysik an der GSI¹², KVI¹³ und GANIL¹⁴ sowie für photoinduzierte Reaktionen an MAMI verwendet.

Die neutralen Mesonen werden über ihren Zerfall ($\tau \approx 10^{-16}$ s) in zwei Photonen (siehe Kap. 3.7) nachgewiesen. Für eine verlässliche Identifikation mit guter Energie- und Winkelauflösung bei den unterschiedlichen Experimenten muss das Detektorsystem folgende Anforderungen erfüllen:

- gute Energieauflösung für Photonen in einem großen Energiebereich
- gute Ortsauflösung
- gute Zeitauflösung
- große geometrische Akzeptanz für den Nachweis der beiden Photonen aus dem Zerfall des Mesons
- zusätzliche Möglichkeiten zur Trennung von Photonen, geladenen und neutralen Teilchen
- variable Detektorgeometrie

Wie dieses Anforderungsprofil mit TAPS realisiert wurde, wird im folgenden dargestellt.

¹¹**Two Arm Photon Spectrometer**, nach der zuerst realisierten Geometrie mit zwei Blöcken; inzwischen wird es auch als **T**ra**v**el **A**round **P**hoton **S**pectrometer bezeichnet

¹²Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt

¹³Kernfysisch Versneller Instituut, Groningen

¹⁴Grand Acelerator d'Ions Lourds, Caen

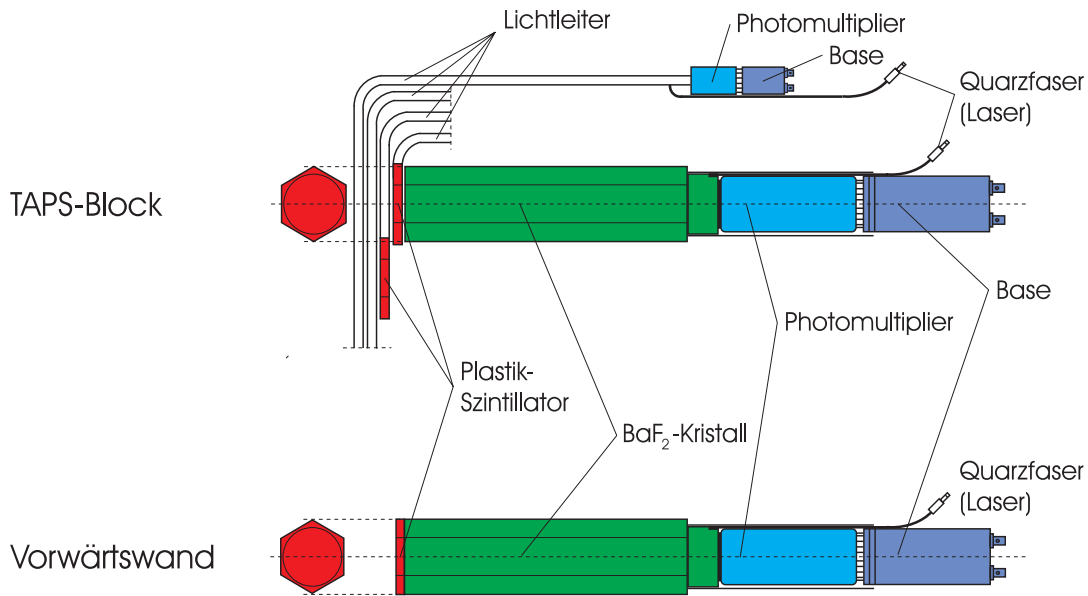


Abbildung 2.9: Ein Standard-BaF₂-Detektormodul besteht aus einem 25 cm langem Kristall, der über einen Photomultiplier ausgelesen wird. In den Blöcken werden die 5 mm dicken Plastik-Szintillatoren individuell über Lichtleiter ausgelesen. Für die Phoswich-Module der Vorwärtswand wurden 15 mm dicke Plastik-Szintillatoren verwendet, die optisch an den Kristall gekoppelt wurden. Damit geschieht die Auslese des Szintillationslichtes aus dem Plastik-Detektor und dem Kristall über denselben Photomultiplier.

Standard-BaF₂-Detektormodul

Die kleinste Detektoreinheit bildet ein BaF₂-Kristall zusammen mit einem separaten NE102A Plastikszintillator. Der Kristall hat einen hexagonalen Querschnitt, eine Länge von 25 cm und einen Innendurchmesser von 5.9 cm. Wie in Abb. 2.9 dargestellt, besitzt das Modul auf den letzten 2.5 cm eine zylindrische Form, Radius 5.4 cm. An diesem Ende ist der Photomultiplier angekoppelt. Eine μ -Metallabschirmung über der Photoröhre und dem zylindrischem Endstück des Kristalls sorgt für eine gute Magnetfeldabschirmung. Der Plastik-Detektor (CPV¹⁵) zum Nachweis geladener Teilchen, ist 0.5 cm dick und besitzt ebenfalls einen sechseckigen Querschnitt. Mit einem Innenkreisradius von 6.5 cm sind die Veto-Detektoren etwas größer als der Kristall, so dass auch Teilchen, die nicht senkrecht einfallen, wirksam nachgewiesen werden können. Die Plastikszintillatoren werden über einen Lichtleiter aus Plexiglas mit einem Photomultiplier ausgelesen. Dieses modulare Konzept ermöglicht den Aufbau von unterschiedlichen Detektorgeometrien.

¹⁵engl. charged particle veto: Veto-Detektor für geladene Teilchen

Dichte	4.89 g cm ⁻³	
Strahlungslänge	2.05 cm	
Molièreradius	3.4 cm	
dE/dx (pro mip ¹⁶)	6.6 MeV cm ⁻¹	
Nukl. Wechselwirkungslänge	29.9 cm	
Abklingzeit des Szintillationslichtes	s	0.7 ns
	l	620 ns
Peak Wellenlänge	s	220 nm
	l	310 nm
Brechungsindex	1.56	
Lichtausbeute relativ zu NaI(Tl)	s	0.05
	l	0.20
Hygroskopisch	leicht	

Tabelle 2.2: *Physikalische Eigenschaften von BaF₂ aus Particle Physics Booklet [Gro 98]. Dabei gelten die Angaben nach s) für die schnelle und nach l) für die langsame Komponente des Szintillationslichtes.*

Zur Kalibrierung und Überwachung der Stabilität des Detektorsystems wird das Licht eines Stickstofflasers mittels Quarz-Fasern in jeden Kristall und Plastikszintillator eingespeist. Detaillierte Beschreibungen des Lasersystems finden sich in [Boo 90] und [Ven 93].

Die wichtigsten physikalischen Eigenschaften von BaF₂ sind in Tabelle 2.2 zusammengestellt. Wie man sieht ist der Molièreradius¹⁷ in der Größenordnung der Modulgröße. Dadurch bleibt der elektromagnetische Schauer, der sich in einem Modul ausbildet, nicht auf dieses beschränkt. Er breitet sich auch auf die Nachbarmodule aus. Eine solche zusammenhängende Gruppe von angesprochenen Detektoren wird als Cluster¹⁸ bezeichnet. Der Auftreffpunkt kann durch energiegewichtete Mittelwertbildung über alle Kristalle eines Clusters bestimmt werden. Damit wird eine deutlich bessere Ortsauflösung als die Detektorgranularität erzielt [Sch 89, Sch 90, Mol 92]. Die Detektorlänge von 25 cm entspricht 12

¹⁷Aufgrund der Coulomb-Streuung weitet sich der elektromagnetische Schauer auch lateral auf. Diese laterale Ausdehnung wird bestimmt durch die Strahlungslänge X_0 im Medium und dem Ablenkwinkel pro Strahlungslänge bei der kritischen Energie E_c , bei der ein Energieverlust durch Bremsstrahlung nicht mehr möglich ist. In allen Materialien ist die Ausdehnung des Schauers in der Größe von wenigen Molièreradien R_m . $R_m = 21(X_0/E_c)$, mit Strahlungslänge X_0 und E_c in MeV [Per 87].

¹⁸engl. *cluster*: Gruppe

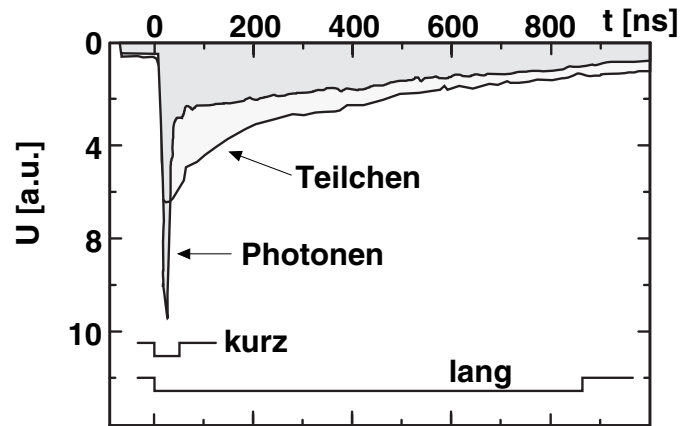


Abbildung 2.10: Zwei Beispiele für die Signalform von BaF_2 . Eine stammt von Photonen, die andere von α Teilchen. Deutlich erkennbar ist, dass bei Photonen das Verhältnis von schneller zu langsamer Komponente deutlich größer als bei Teilchen ist. Der steile Anstieg des Signals bedingt die gute Zeitaufösung.

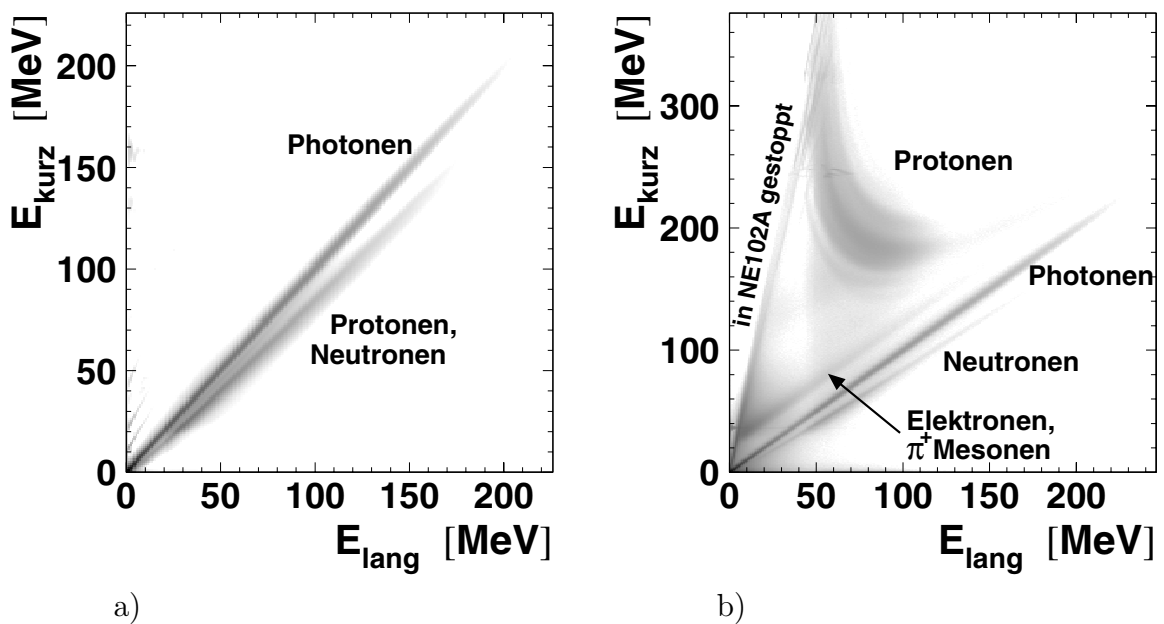


Abbildung 2.11: Dargestellt sind die Pulsformspektren eines Standard- BaF_2 -Kristalls und eines Phoswich-Moduls. Der zusätzliche Plastikszintillator ermöglicht eine Trennung zwischen den verschiedenen Teilchen (γ , n , p , d).

Strahlungslängen X_0 . Eine Strahlungslänge ist definiert als diejenige Wegstrecke, auf der die Elektronenenergie nur auf Grund von Bremsstrahlung um einen Faktor $1/e$ abgenommen hat ([Leo 92]). Somit gibt es, außer bei den Randdetektoren, nahezu keine Schauerverluste.

Die Energieauflösung eines Kristalls für Energien größer als 45 MeV ist gegeben durch

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.59\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} + 1.91\% \quad . \quad (2.5)$$

Für Photonenenergien oberhalb von 400 MeV erzielt man mit einem Detektorblock aus mindestens 19 Detektoren eine nahezu konstante Energieauflösung von $\sigma_E/E = 2.6\%$ ([App 91, Gab 94]). Damit ist die Energieauflösung bei 1 GeV Photonenenergie mit anderen elektromagnetischen Schauerdetektoren, wie Crystal Ball [Blo 83] (2.7%), Crystal Barrel [Ake 92] (2.0%) und CLEO II [Beb 88] (2.2%) vergleichbar.

Ein besonderes Merkmal von BaF_2 ist, dass das Szintillationslicht aus zwei Komponenten mit unterschiedlichen Wellenlängen und sehr verschiedenen Abklingzeiten besteht. Je nach Teilchenart werden beide Komponenten unterschiedlich stark angeregt. Eine typische Pulsform eines BaF_2 -Kristalls zeigt Abbildung 2.10. Man erkennt deutlich, dass durch Photonen die kurze Komponente sehr stark angeregt wird. Die Analyse der Pulsform (PSA¹⁹) bietet somit eine Möglichkeit der Teilchenidentifikation. Im einfachsten Fall wird dazu das Signal über zwei verschieden lange Intervalle (*short* und *long gate*) integriert. Die Integrationszeiten betragen im Experiment 50 ns für das *short gate* und 2 μs für das *long gate*. Trägt man die beiden Energieinformationen gegeneinander auf, erhält man das in Abb. 2.11a dargestellte Spektrum. Durch die kurze Anstiegszeit der schnellen Komponente kann eine Zeitauflösung von 200 ps im Einzeldetektor erreicht werden [Sch 89]. Eine gute Zeitauflösung ist vor allem zum Nachweis der Koinzidenz beider Photonen aus dem Mesonzerfall sowie für die Flugzeitanalyse der Teilchen wichtig.

TAPS-Block

Ein TAPS-Block besteht aus 64 Standard- BaF_2 -Modulen, die in einer 8×8 Matrix angeordnet sind. Nur für einen der sechs Blöcke (Block F) mussten etwas kleinere Module (5 cm kürzer, Innendurchmesser von 5.25 cm und kein zylindrisches

¹⁸engl. *minimum ionizing particle*: minimal ionisierendes Teilchen

¹⁹engl. *puls shape analysis*

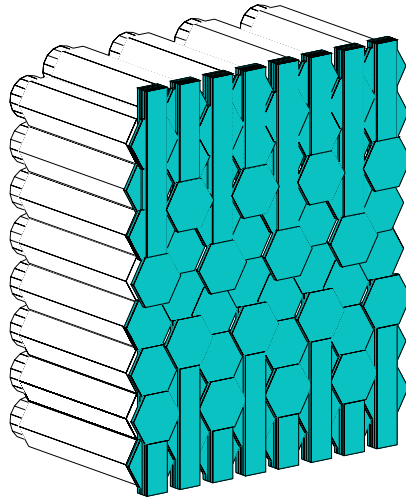


Abbildung 2.12: Aufbau eines TAPS Blockes. Er besteht aus einer 8×8 Matrix von BaF_2 Kristallen mit den vorgelagerten individuellen Plastik-Veto-Detektoren. Die Lichtleiter zur Auslese der CPVs laufen von der Mitte aus zu der Ober- und Unterseite des Blocks. Damit haben die oberen und unteren Randdetektoren die maximale Anzahl Lagen von Plexiglas vor sich.

Endstück) verwendet werden. Wie in Abb. 2.12 erkennbar ist, bedingt diese Anordnung, dass dabei bis zu vier Lagen Lichtleiter der inneren Vetos über den anderen Detektoren liegen. Dies führt im Durchschnitt zu einer Materialbelegung von $0.0025 X_0$ Plastikszintillator vor der Frontfläche der Kristalle.

Plastik- BaF_2 -Phoswich-Detektoren der Vorwärtswand

In dieser Experimentierperiode sollte von der Möglichkeit, Teilchen (p, n, d) mit BaF_2 nachweisen zu können, stärker Gebrauch gemacht werden. Auf Grund der Reaktionskinematik war es dazu nötig, den Vorwärtswinkelbereich besser abzudecken. Hierzu wurden 120 Kristalle in einem Sechseck symmetrisch um die Strahlachse zu einer Vorwärtswand aufgebaut. Da für diese Geometrie keine Plastik-Veto-Detektoren zur Verfügung standen, wurden Plastik- BaF_2 -Phoswich-Detektoren ([Nov 96]) eingesetzt. Diese bestehen aus einem BaF_2 -Kristall und einem 1.5 cm dicken NE102 Plastikszintillator, der so optisch an den Kristall gekoppelt ist, dass das Szintillationslicht aus beiden Komponenten von einem Photomultiplier ausgelesen werden kann. Dabei addiert sich das Licht des Plastikszintillators hauptsächlich zur schnellen Komponente des BaF_2 . An der Pulsform für neutrale Teilchen (γ , n) ändert sich hierbei nichts, da kein zusätzliches Licht entsteht.

Trigger²⁰, zu bestimmen. Zum anderen werden unabhängig von dem X-Trigger die Anzahl der nachgewiesenen Elektronen pro Taggerkanal bestimmt (Scaler-Rate). Die Scaler-Rate charakterisiert den gesamten Photonenfluss auf das Target und wird nach ungefähr 2000 aufgezeichneten Ereignissen an die Datenaufnahme übergeben. Abb. 2.13 zeigt schematisch die Schaltung für einen Taggerkanal. Das Signal vom Plastiksintillator des Taggers, dargestellt als breites Band, wird über ein „Latch“-Register dem Start-Eingang des zugehörigen TDC²¹-Kanals zugeführt. Das anliegende Elektronensignal kann das „Latch“-Register nur innerhalb eines Zeitfensters passieren, das durch den X-Trigger generiert wurde. Das heißt, dass der betreffende Tagger-TDC nur dann individuell gestartet wird, wenn innerhalb dieses Zeitfensters ein Elektron nachgewiesen wurde (e^- -Timing). Aus dem X-Trigger-Signal wird schließlich das sog. X-Timing generiert. Dieses Signal wird zum einen als gemeinsames Stop²² Signal für alle Tagger-TDCs verwendet, zum anderen wird es auch dazu benutzt, die Zeitmessung am Nutzdetektor (gemeinsamer Start²³ der TAPS-TDCs) zu starten. Zusätzlich wird es zur Bildung des endgültigen Triggers (*Master-Event-Triggers*) herangezogen. Damit erfüllt der X-Trigger zwei Funktionen. Zum einen zeigt er dem Tagger an, dass ein gültiges Ereignis im Nutzdetektor vorliegt und zum anderen dient es, falls im Tagger ein korreliertes Elektron nachgewiesen wurde, zur Bestimmung der Zeitdifferenz zwischen beiden Ereignissen. Da der X-Trigger möglichst schnell generiert werden soll, besteht die Möglichkeit den Master-Event-Trigger aus der Koinzidenz zwischen dem X-Timing und den entsprechend komplizierteren Triggern im Nutzdetektor zu generieren. Da die Datenaufnahme in unserem Fall nicht überlastet war, wurde darauf verzichtet. Der Haupttrigger startet nicht nur die Datenaufnahme, sondern wird auch auf die *timing unit* (Eingang 5) der Tagger-Elektronik gegeben. Diese wird durch das Elektronensignal der Taggerleiter gestartet. Liegt nach $2\ \mu\text{s}$ ($1 - 8\ \mu\text{s}$) immer noch kein Trigger-Signal an, löscht sie mit einem Signal²⁴ die gesamte Informationen in den Tagger-TDCs, so dass diese für ein neues Ereignis bereit sind. Eine ausführliche Beschreibung über das Zusammenspiel der Trigger und wie verhindert wird, dass nachfolgende Ereignisse die Datenaufnahme stören, findet sich in [Hej 98]

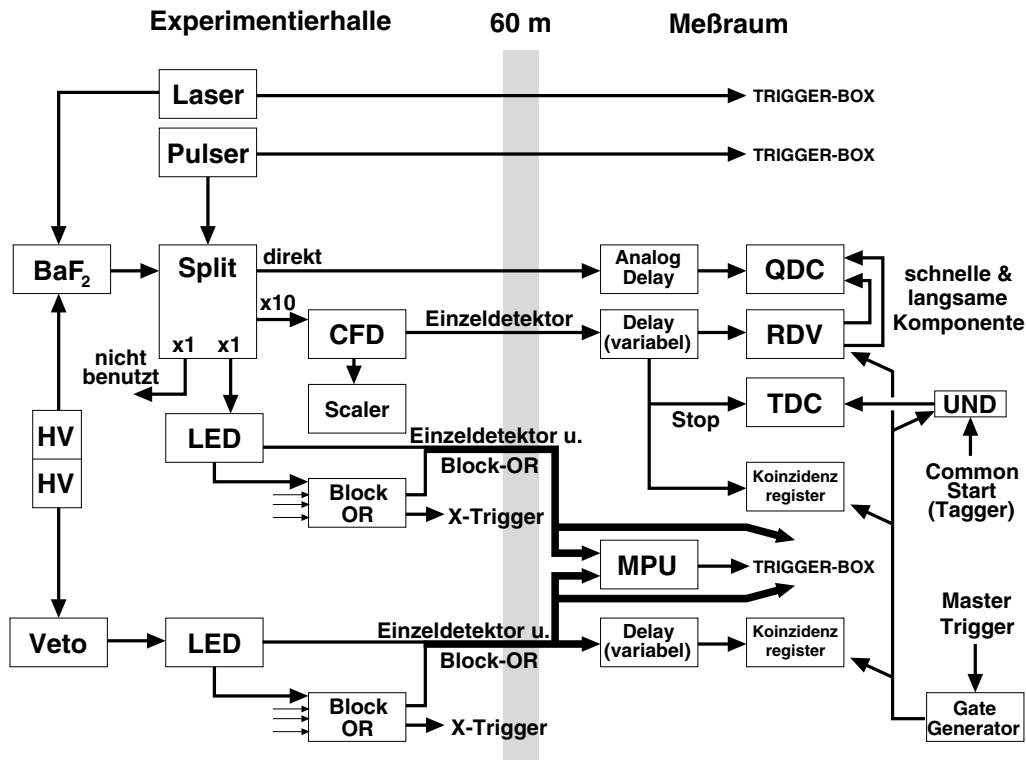


Abbildung 2.14: Vereinfachtes Blockschaltbild der TAPS-Elektronik für ein BaF₂-Modul mit individuellem Plastikdetektor. Bis auf den Veto-Zweig ist die Schaltskizze auch für die Phoswich-Module der Vorwärtswand gültig.

2.7 Detektorelektronik

Mit TAPS sollen die zwei Photonen aus dem Zerfall eines neutralen Mesons nachgewiesen werden. Da der Öffnungswinkel zwischen den Photonen fast immer größer ist als der Winkel, der alleine durch einen TAPS-Block bzw. der Vorwärtswand abgedeckt ist, genügt es, den X-Trigger (siehe oben) dann zu erzeugen, wenn mindestens zwei Blöcke (Vorwärtswand zählt als separater Block) angesprochen haben (LED- oder CPV- BLOCK-OR ≥ 2 , siehe Abb. 2.14). Da die Eventrate auf Grund des einfachen Triggers noch klein genug war, um vom Gesamtsystem gut weiterverarbeitet zu werden, konnte auf eine Triggerbedingung, die über den X-Trigger hinausging, verzichtet werden. Wie dieser mit der TAPS-Elektronik realisiert wurde, soll anhand der Basisschaltung (Abb. 2.14) für ein Standard-BaF₂-Modul erläutert werden. Der gleiche Aufbau gilt, bis auf den

²⁰engl. *trigger*: Auslöser

²¹engl. *t*ime to *d*igital *c*onverter

²²engl. : *common stop*

²³engl. : *common start*

²⁴engl. : *fast clear*

Veto-Zweig, wegen der Phoswich-Bauweise analog für die Module der Vorwärtswand.

Im Betrieb werden die Photomultiplier von den BaF₂-Kristallen und den Veto-Detektoren mit Hochspannungen (HV) von 1000-1500 V versorgt. Das Signal des CPVs wird mit einem LED²⁵ in ein logisches Signal gewandelt, das einerseits zu einem Koinzidenzregister geleitet wird und andererseits als Einzel- oder als blockweises, logisches-oder Signal für den Trigger verwendet werden kann.

Das Signal des Kristalls wird über einen Split in ein direktes und drei abgeleitete Signale aufgeteilt. Das direkte (analoge) Signal wird auf einen QDC²⁶ gegeben und dient der Bestimmung der beiden Energien (*short* und *long*). Ein Ausgang wird analog zum CPV auf ein LED gegeben und dient zur Erzeugung eines Ereignistriggers. Die BaF₂-LED Schwellen waren für die Blöcke auf 20 MeV und für die Vorwärtswand auf ca. 30 MeV eingestellt. Das für den Zeitzweig verwendete Signal wird zunächst 10fach verstärkt und anschließend mit Hilfe eines CFD²⁷ ebenfalls in ein logisches Signal verwandelt. Dieses wird verzögert und für den RDV²⁸, der die zwei unterschiedlich langen Gates für den QDC generiert, für das Koinzidenzregister und zum individuellen Stop des zugehörigen TDCs benützt. Die TDCs werden wie oben erläutert, mit dem e⁻-Timing der Tagger-Elektronik gemeinsam gestartet. Anhand der gesetzten Bits in den Koinzidenzregistern wird entschieden, welche Detektoren ausgelesen werden müssen.

Die Signalteiler der BaF₂ waren zusätzlich mit dem Pedestal-Pulser verbunden, der in periodischen Abständen ein Signal in den CFD-Zweig einspeiste. Damit wurde die Integration des QDCs, ohne dass ein Analogsignal anlag, erzwungen und somit der Integrationswert für Energie Null²⁹ (Pedestal) bestimmt.

²⁵engl. *leading edge discriminator*: liefert ein logisches Ausgangssignal 1, sobald das anliegende Signal eine bestimmte Schwelle überschritten hat.

²⁶engl. *charge q to digital converter*: die zugeführte Ladung wird integriert und digitalisiert

²⁷engl. *constant fraction discriminator*: liefert ein logisches Ausgangssignal von 1, sobald das anliegende Signal einen bestimmten Bruchteil der Gesamthöhe überschritten hat. Damit ist im Gegensatz zum LED die zeitliche Lage des Ausgangssignals relativ zum Eingangssignal von dessen Höhe unabhängig.

²⁸**R**etard **D**urée **V**ariable

²⁹Dieser Wert ist nicht Null und gibt die Integration über das Rauschen wieder.

2.8 Datenerfassung

Durch den Master-Event-Trigger wird die Datenaufnahme gestartet. Dieser veranlasst den Messrechner, über einen Rechnerverbund die TAPS- und Taggerelektronik auszulesen. Dabei lassen sich drei Bereiche unterscheiden: Die Experimentsteuerung mit DEC Ultrix, Alpha und Vax Computern, Datenaufnahme, aus einem Verbund von E6/E7³⁰ Modulen in einem VME³¹-Crate und die Detektorelektronik in verschiedenen CAMAC³²-Crates.

Die Daten werden auf Exabytebändern mit einer Kapazität von 4 GB archiviert. Eine ausführliche Beschreibung der Datenaufnahme sowie des verwendeten Datenformats findet sich in [Hej 98].

Während der Messung konnte ein Teil der Daten mit einer Online-Analyse weiterverarbeitet werden. Dieses Programm beruht, wie die Offline-Analyse, auf den Programmpaketen ASL [Hej 95] und HBOOK [CER 95b]. Zur Visualisierung der Ergebnisse wird das am Cern entwickelte Programm PAW [CER 98] verwendet.

2.9 Durchführung

Das Experiment fand in der Woche vom 31.01. - 04.02.1996 statt. Abzüglich der Unterbrechungen ergaben sich ca. 100h Strahl auf Target. In dieser Zeit wurden ungefähr 57 GB Daten genommen.

Für eine Präzisionsmessung ist es erforderlich, möglichst viele Ereignisse zu registrieren. Die Ereignisrate hängt direkt vom Photonfluss auf das Target und damit von dem Strahlstrom der Primärelektronen ab. Dieser darf nur soweit erhöht werden, dass die maximale Rate beim Nachweis der gestreuten Elektronen in den einzelnen Taggerkanälen 1 MHz nicht überschreitet. Durch Abschalten ganzer Taggerbereiche lässt sich der integrale Photonfluss im interessanten Energiebereich ($E_\gamma \geq 140 \text{ MeV}$) erhöhen. Dies wird durch die Abbildung 2.15 verdeutlicht. Aufgrund der Energieabhängigkeit des Bremsstrahlungsprozesses, der zu einen Anstieg der Rate zu höheren Taggerkanälen führt, werden nur die Spannungsversorgungen der höchsten Taggerkanäle abgeschaltet. Diese können nicht individuell geschaltet werden, sondern nur gruppenweise. Bei diesem Experiment wurden drei der sieben

³⁰Einplatinencomputer mit einer CPU von Motorola 68020/30

³¹Versa Module Europe

³²Computer Applied Measurement And Control

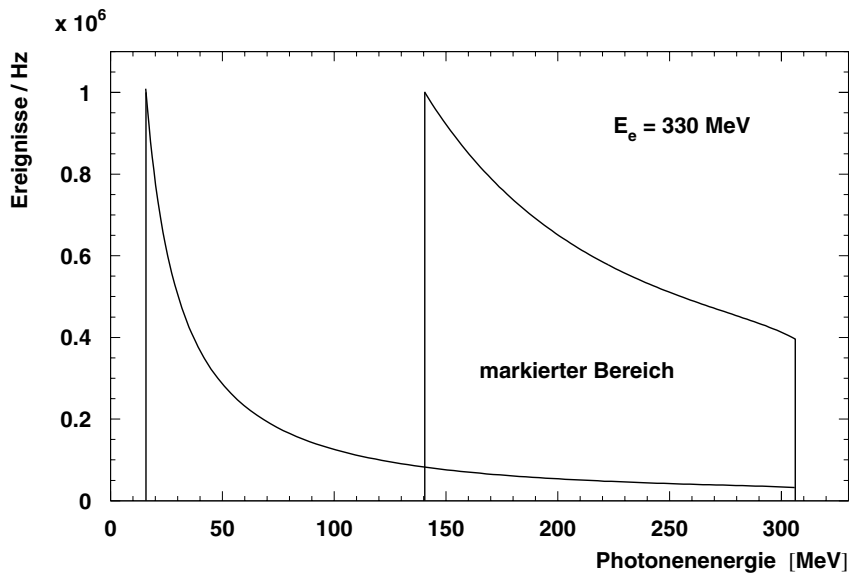


Abbildung 2.15: Erzeugte Intensitätsverteilung der Bremsstrahlungsphotonen bei einer Einschussenergie von 330 MeV. Elektronen mit einer Energie zwischen 6 % – 95 % der Primärenergie können mit dem Tagger nachgewiesen werden. Die Rate von nachgewiesenen Elektronen darf in einem einzelnen Detektor 1 MHz nicht überschreiten. Durch Abschalten von Detektoren lässt sich eine höhere Nutzrate erzielen. Damit ergibt sich in diesem Experiment ein „markierter“ Energiebereich von $140 \text{ MeV} \leq E_\gamma \leq 306 \text{ MeV}$.

Gruppen abgeschaltet, so dass 216 von 352 Taggerkanälen aktiv waren. Bei einer Einschussenergie der Primärelektronen von $E_e = 330 \text{ MeV}$ konnte ein Strahlstrom von ca. 95 nA gewählt und die Photonen in einem Energiebereich von $140 \text{ MeV} \leq E_\gamma \leq 306 \text{ MeV}$ markiert werden.

Die wichtigsten Experimentparameter sind in Tabelle 2.3 zusammengefasst.

Messzeit	31.01. - 04.02.96
Strahlenergie	$E = 330 \text{ MeV}$
Strahlstrom	$I \approx 95 \text{ nA}$
Kollimatordurchmesser	$d = 8 \text{ mm}$
Taggerbereich	Modulgruppen D, E und E' aus Taggerkanäle 1 - 216 $E_\gamma = 140 - 306 \text{ MeV}$
höchste Einzelleiterzählrate	890 kHz
LED Schwellen	Blöcke A - F: 20 MeV Vorwärtswand: 30 MeV
Triggerbedingung	2 Blöcke über LED und Tagger
X-Trigger-Rate	800 Hz
Akzeptierte X-Trigger	450 Hz
Produktionsstrahlzeit	100 h
Datenmenge	$\approx 57.4 \text{ GB}$

Tabelle 2.3: Wesentliche Experimentparameter für diese Strahlzeit.

Kapitel 3

Auswertung der Messdaten

Die Rohdaten lagen nach der Messung auf Magnetband vor. Ziel der Auswertung ist es, daraus die physikalisch relevanten Ereignisse und Größen, wie zum Beispiel Energie, Impuls, Emissionsrichtung des π^0 , herauszufiltern. Soweit möglich sollten auch diese Parameter für die anderen an der Reaktion beteiligten Teilchen (n, p, d) bestimmt werden. Dazu wird eine *bottom-up*¹ Strategie verfolgt. Ausgehend von den elementaren Informationen

Art des Triggers²

Welche CPV Detektoren haben angesprochen

BaF₂-Daten: Nummer des Detektors sowie die zugehörige Zeit- und Energieinformation der kurzen und langen Integration

Zeit und Nummer der getroffenen Tagger-Detektoren

nach je 2000 Ereignissen Zählerwerte (Scaler) für die einzelnen Triggerarten und Tagger-Kanäle

BGO-Energie (Messung der *tagging efficiency*, Kapitel 2.2)

Lupe: angesprochener Photomultiplier und zugehörige Zeit

werden folgende Analyseschritte zur Gewinnung der physikalischen Größen durchgeführt:

Kalibrierung der Zeit und Energieinformationen

¹engl. *bottom-up method*: Die „Von-unten-nach-oben-Methode“; die Entwicklung geht von den elementaren Information zu immer komplexeren Strukturen.

²Besonders relevant für diese Auswertung waren der X-Trigger (2.7) und der Trigger zur Erkennung des Pedestal-Pulsers.

Korrekturen elektronischer Einflüsse

Schauer-/Cluster-Rekonstruktion

Cluster Identifikation

Meson-Rekonstruktion

Teilchen-Rekonstruktion

Kalibrierungen

In den Daten stehen alle Energie- und Zeitinformationen in Form von Kanalnummern der einzelnen QDCs und TDCs bereit. Die Zuordnung von Kanalnummern zu deponierten Energien bzw. gemessenen Zeitintervallen bezeichnet man als Kalibrierung. Hierzu werden speziell für TAPS und Tagger entwickelte und erprobte (Standard-) Verfahren verwendet.

3.1 Kalibrierung der Energie

3.1.1 Energiekalibrierung der BaF₂-Detektoren

Die einzelnen BaF₂-Detektoren werden mit Hilfe der kosmischen Höhenstrahlung kalibriert. Ein kosmischer Schauers besteht zum Großteil aus einer „harten Komponente“ von Myonen mit einer mittleren Energie von 2 GeV. Damit sind sie minimal ionisierend und die im BaF₂-Kristall deponierte Energie ist nur von der durchlaufenen Wegstrecke abhängig. In Abbildung 3.1 ist ein typisches Energiespektrum eines Detektormoduls gezeigt. Eindeutig erkennbar ist das Pedestal und der Peak, der durch den mittleren Energieverlust der kosmischen Myonen erzeugt wird. Die photonenäquivalente Peak-Energie³ der minimal ionisierenden Teilchen wurde zu 37.7 MeV bestimmt ([Röb 91]). Dies ist auch für die Phoswich-Module der Vorwärtswand gültig, da hauptsächlich senkrecht einfallende Teilchen beitragen und somit die Fläche vom Plastikdetektor gegenüber dem BaF₂-Kristall vernachlässigbar ist. Dieser Wert wurde für die kleineren Module aus Block F entsprechend dem Verhältnis der Durchmesser skaliert.

Der für eine lineare Kalibrierung benötigte zweite Fixierpunkt liefert das Pedestal (Kap. 2.7). Zu diesem Zweck konnte nicht der Pedestal-Pulser benutzt werden,

³Darunter versteht man diejenige Energie, die ein Photon im Kristall deponieren muss, um in den selben ADC-Kanal einsortiert zu werden.

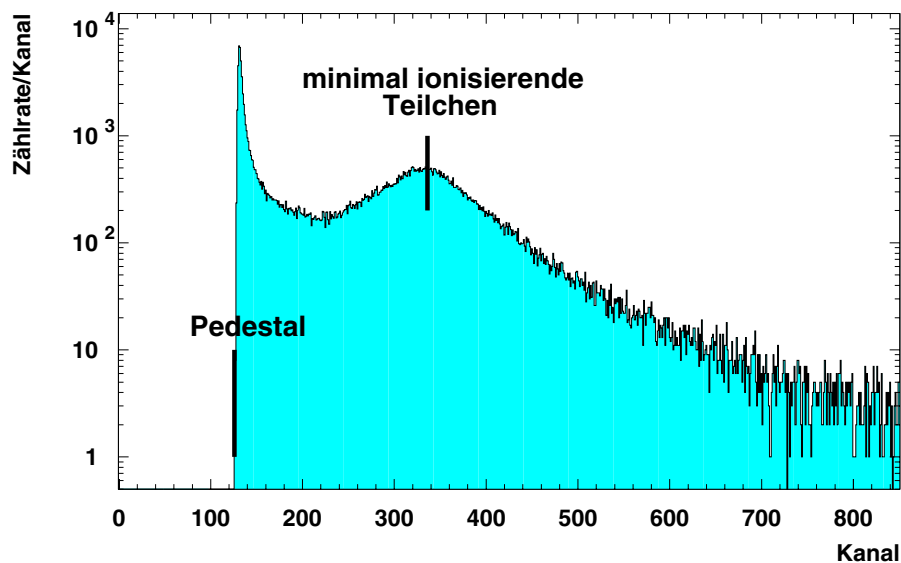


Abbildung 3.1: *Typische Energieverteilung kosmischer Höhenstrahlung. Über die Bestimmung des Pedestals und der Lage des Peaks, der durch minimal ionisierende kosmische Myonen erzeugt wird, wurde die lineare Energiekalibrierung durchgeführt.*

da es sich zeigte, dass die Lage des Pedestals, durch elektronisches Übersprechen im QDC, davon abhängig ist, wie viel Module gleichzeitig digitalisieren. Dieser Effekt ist gerade beim Pedestal-Pulser maximal, der auf alle Module anspricht. Aus diesem Grunde wurde der Energienullpunkt mit dem Beginn des QDC-Spektrums gleichgesetzt. Es ist trotzdem möglich, den Pulser zur Überwachung der Lage der Pedestal in den einzelnen QDCs zu verwenden (siehe Kap. 3.3.1)

3.1.2 Energiekalibrierung der Tagger-Leiter

Nach Gleichung 2.1 benötigt man zur Bestimmung der primären Photonenenergie außer der bekannten Einschussenergie der Elektronen nur noch die Energie der auslaufenden Elektronen. Die Krümmung der Elektronenflugbahn und damit die Position in der Fokalebene des Tagger ist nur abhängig von der Elektronenenergie und der Magnetfeldstärke des Dipols. Die Kalibrierung übernimmt ein von der Universität Mainz zur Verfügung gestelltes Programm, das anhand der gemessenen Magnetfeldstärke die Elektronenenergie am Ort der Tagger-Szintillatoren berechnet und diesen die entsprechende Photonenenergie zuordnet. Die für dieses Experiment ermittelte Zuordnungstabelle ist im Anhang B.1 aufgeführt.

3.2 Zeitkalibrierung

3.2.1 Zeitkalibrierung der BaF₂-Detektoren

Die Zeitkalibrierung der TAPS-Detektoren wird mit Hilfe des Laser-Systems durchgeführt. Dabei werden die TDCs durch das Signal des Laser-Referenzsystems gestartet und durch das Signal, das durch das Licht des Lasers erzeugt wird, individuell gestoppt. Nun werden mehrere Messungen durchgeführt, bei denen in den Zeitstrang der Datenaufnahme zusätzliche Kabel unterschiedlicher Länge eingebaut werden. Die Signalverzögerungen⁴ der einzelnen Kabel wurde anschließend mittels eines Oszillographen bestimmt und führt zu definierten Verschiebungen der Peaks in den TDC-Spektren. Daraus lassen sich die gesuchten Proportionalitätsfaktoren *Gain*⁵ für die Zuordnung Kanal und Zeit berechnen. Es ergibt sich im Mittel eine Empfindlichkeit von ungefähr 40 ps pro TDC-Kanal.

3.2.2 Kalibrierung der Tagger-TDCs

Die Tagger-TDCs werden mit einem ganz ähnlichen Verfahren wie TAPS kalibriert. Hier erzeugt ein spezielles Elektronikmodul die Start-Stopp-Signale in wohl definierten aber unterschiedlichen Abständen. Die Kalibrierung und Überprüfung der Linearität der einzelnen Tagger-TDCs geschah durch Mitarbeiter des Kernphysikalischen Institutes der Universität Mainz.

3.2.3 TAPS-Tagger Zeitabgleich

Wie in Kapitel 2.6 ausführlich beschrieben, werden die Tagger-TDC durch das Elektronensignal gestartet und durch das X-Timing gestoppt. Das gleiche Signal startet gemeinsam die TAPS-TDCs, die individuell durch das CFD-Signal gestoppt werden. Das bedeutet, der Tagger-TDC misst die Zeit zwischen dem Nachweis des Elektrons und dem X-Timing, die TAPS-TDCs messen hingegen die Zeit zwischen X-Timing und dem Nachweis der Photonen. Damit fällt bei Addition beider Zeiten, das ungenaue X-Timing heraus. Das ist der Grund, warum für den X-Trigger und damit für das X-Timing das LED-Signal der Module benutzt werden konnte. Sind beide Ereignisse koinzident, ergibt sich für die Summe eine Konstante. Diese ist für die unterschiedlichen Kombinationen von TAPS-Module und Tagger-Kanälen auf Grund von unterschiedlichen Kabellängen und unterschiedlich eingestellten

⁴Die Signallaufzeiten der verwendeten Kabel betragen 2 ns, 10 ns, 15.2 ns, 25.4 ns und 35.6 ns. Zusätzlich wurde eine Messung ohne Verzögerung durchgeführt.

⁵engl.: Verstärkung

Verzögerungen⁶ verschieden. Ziel ist es, die absolute zeitliche Position der Detektoren so abzugleichen, dass dieser Offset für jede Kombination Null ist.

Ausgehend von einer Messung der *tagging efficiency* werden die Zeitspektren der einzelnen Tagger-Kanäle aufeinander geschoben. Dies ist möglich, da nur ein Detektor, der BGO-Kristall, als Referenz dient. Obwohl das Zeitsignal des BGO-Detektors energieabhängig (*walk*) ist, ist diese Methode als Ausgangspunkt für das weitere Vorgehen ausreichend.

In einem nächsten Schritt werden nun die TAPS-Zeiten bezüglich des Summenspektrums aller Tagger-TDCs abgeglichen. Damit kann der im ersten Schritt benutzte BGO durch das Summenspektrum aller TAPS-TDCs ersetzt werden.

Dieses Verfahren wird solange iterativ angewendet, d. h. Abgleich der Tagger-Zeiten bezüglich des Summenspektrums von TAPS und anschließend folgt der Abgleich der TAPS-Zeiten mit dem Summenspektrum des Taggers, bis es keine signifikanten Zeitverschiebungen mehr gibt und sich damit die Zeitauflösung auch nicht mehr verbessert.

Korrekturen an Energie- und Zeitinformationen

Verschiedene elektronische Einflüsse führen dazu, dass die gewonnenen Energie- und Zeitinformationen vom jeweiligen Ereignis abhängig sind. Eine gezielte Korrektur kann sowohl zur Vereinfachung der nachfolgenden Analysen als auch zur Verbesserung der Auflösung beitragen.

3.3 Korrekturen der Energieinformationen

3.3.1 Pedestal

Wie in Abbildung 3.2a deutlich zu sehen ist, gibt es Detektoren, bei denen während der Messung das Pedestal gesprungen ist. Für die Korrektur kann leider nicht der mit dem Pedestal-Pulser bestimmte absolute Wert, wie in Kapitel 3.1.1 erläutert wurde, benutzt werden. Aus diesem Grund wurde für beide Energieinformationen eines Kristalls ein Referenzwert bestimmt. Die Differenz zwischen dem aktuellen Pedestal, wie er mit dem Pulser während der Messung ermittelt wurde und dem Referenzwert wird dann zur Korrektur verwendet, wenn sie größer als 1 MeV war.

⁶engl.: *delay*

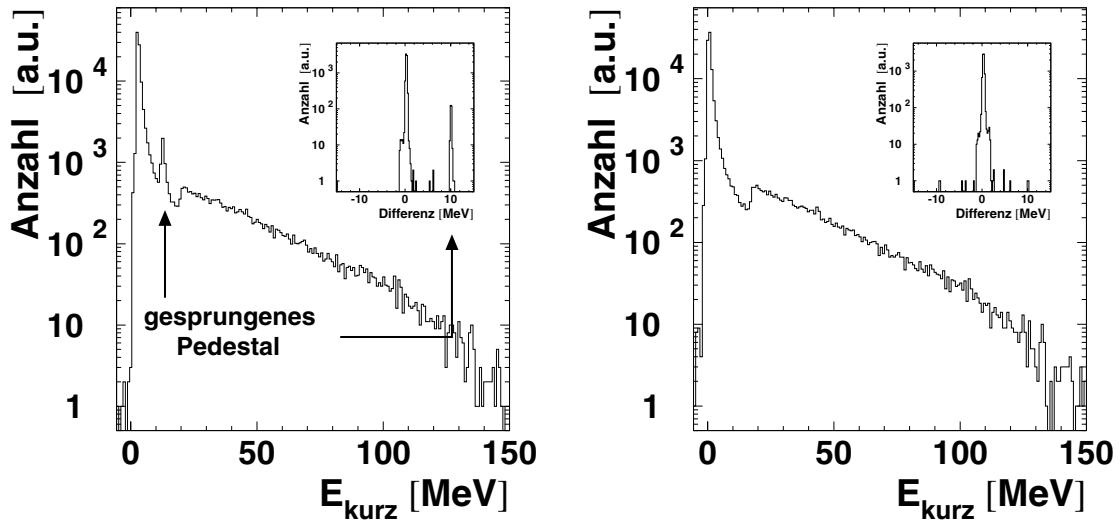


Abbildung 3.2: Im linken Schaubild ist die unkorrigierte Energieverteilung von der kurzen Integration eines Einzeldetektors gezeigt. Die kleinen Spektren geben die Auswertung des Pedestal-Pulsers wieder. Histogrammiert wurde die Differenz zu dem ermittelten Referenzwert, kalibriert in MeV. Damit kann diese Information direkt zur Korrektur verwendet werden. Wie man in den Spektren sieht, führt der Sprung des Pedestals um 10 MeV zur gleichen Verschiebung im Energiespektrum. Das Ergebnis der Korrektur ist im rechten Schaubild dargestellt.

3.3.2 Pulsform

Die Trennung von Photonen und Teilchen beruht vor allem auf der Analyse der Pulsform, d. h. auf einem Vergleich der Energiedeposition in der kurzen (E_S) und langen (E_L) Integrationskomponente. Trägt man E_S gegenüber E_L auf, so erhält man das in Abbildung 2.11 gezeigte typische Spektrum. Die Auswahl der Photonen kommt einem Schnitt längs der Winkelhalbierenden (Photonenzweig) gleich. Aus diesem Grund ist es sinnvoller, statt der Auftragung in kartesischen Koordinaten die Darstellung in Polarkoordinaten zu wählen. Die Koordinatentransformation in die Polarkoordinaten Radius (R) und Winkel (ϕ) ist gegen durch:

$$R = \sqrt{E_s^2 + E_l^2} \quad \text{und} \quad \phi = \arctan\left(\frac{E_s}{E_l}\right) \quad (3.1)$$

Für Photonen sollte $E_S \stackrel{!}{=} E_L$ gelten, was in dieser Darstellung zu einer Verteilung um eine senkrechte Gerade bei 45° führt. Wie in Abbildung 3.3a zu sehen, gibt es BaF₂-Detektoren, bei denen diese Bedingung nicht erfüllt ist. Es wird davon ausgegangen, dass die tatsächliche Energie durch E_L gegeben ist, so dass man für

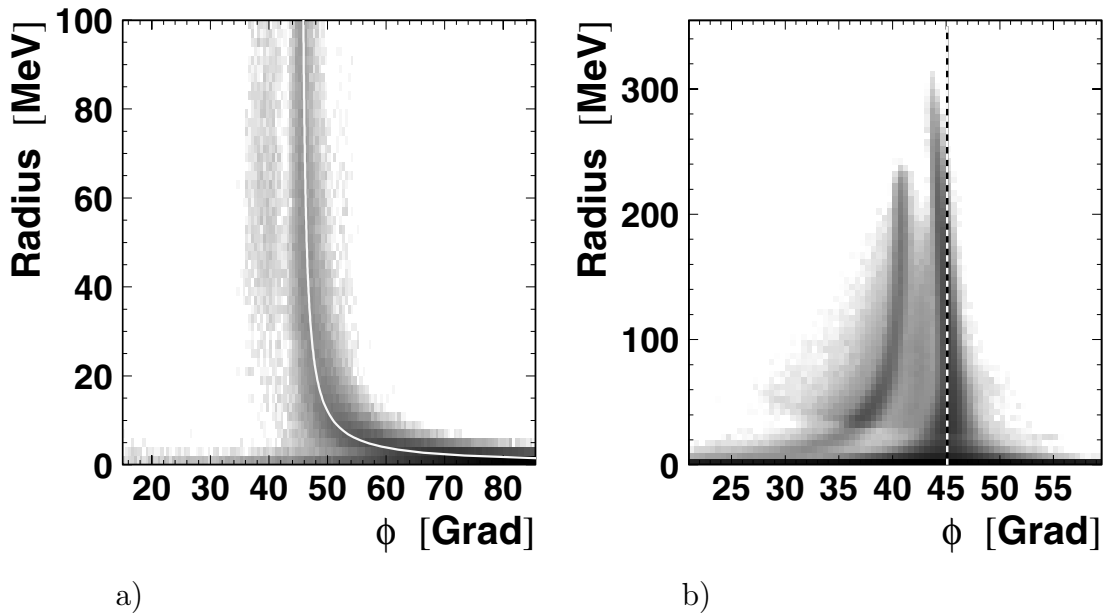


Abbildung 3.3: Bei einzelnen Detektoren stimmen die Energien E_S und E_L für Photonen nicht überein. In der Polardarstellung (Bild a) führt dies zum Abknicken der Pulsform. Durch einen Fit an die Pulsform (weiße Kurve) lassen sich die Parameter a und b aus Gleichung 3.2 bestimmen. Trotz der Korrektur (Bild b) zeigen manche Detektoren eine Abweichung der Pulsform von der 45° Linie.

E_S folgenden linearen Zusammenhang erhält (siehe Kurve in Abb. 3.3a):

$$E_s = a \cdot E_l + b \quad (3.2)$$

Mit den Parametern a und b lassen sich die Werte (Gain und Pedestal) aus der ursprünglichen Kalibrierung korrigieren. Diese werden für jeden einzelnen Kanal bestimmt und die Korrektur individuell durchgeführt.

Selbst nach dieser erfolgten Korrektur, siehe Abbildung 3.3b, sieht man noch ein Abknicken der Photonen von der 45° Linie bei den hohen Energien. Dieser Effekt lässt sich wie folgt mit großer Sicherheit auf die „kurze“ Energieinformation zurückführen:

Wie in Kapitel 2.7 beschrieben, wird das Analogsignal des BaF_2 -Kristalls, bevor es dem CFD zugeführt wird, 10fach verstärkt. Das resultierende Signal⁷ kann nun so groß werden, dass der CFD wegen Übersteuerung in einen LED Modus schaltet und damit die zeitliche Lage des Ausgangssignal bezüglich des Eingangssignals energieabhängig wird. Das Ausgangssignal der CFDs steuert u. a. das Öffnen der

⁷Auch die Höhe des analogen Energiesignals ist im allgemeinen mit der im Kristall deponierten Energie korreliert.

Integrationsfenster der QDCs, wodurch sich auch hier eine Energieabhängigkeit ergibt. Diese hat für die lange Energieinformation, mit einer Integrationszeit von $2\ \mu\text{s}$, keine Auswirkung. Die Energieinformation mit der kurzen Integrationszeit ist dem gegenüber auch auf kleine Verschiebungen des Zeitfensters empfindlich. Dies führt zu einem nicht linearen Verhalten in der Energiebestimmung, das wiederum individuell, d. h. kanalweise, korrigiert wird.

3.4 Korrekturen der Zeitinformationen

Eine zentrale Rolle in der Auswertung nehmen die Zeitinformationen ein. Mit ihrer Hilfe werden die verschiedenen Ereignisse in zeitgleiche und zeitzufällige eingeteilt. Dies gilt nicht nur für die Koinzidenz zwischen TAPS und Tagger (Elektron und Photon) sondern auch zwischen den verschiedenen TAPS Detektoren (Photon - Photon Koinzidenz). Damit trägt eine gute Zeitauflösung wesentlich zur Unterdrückung des zufälligen Untergrundes bei.

3.4.1 *walk*

Durch die Verwendung der $\times 10$ Verstärker, die zu einer Übersteuerung der TAPS-CFDs (siehe oben, Kap. 3.3.2) führt, überträgt sich die Energieabhängigkeit auch auf die Zeitinformationen⁸ (*walk*). Zur Korrektur wurde die Energieinformation über der kurzen Integrationszeit gewählt, da dieser Wert die Höhe der Anstiegsflanke des analogen Eingangssignals am besten widerspiegelt. Dies ist besonders für die Phoswich-Module der Vorwärtswand wichtig, da beim Durchgang geladener Teilchen sehr kurze und hohe Signale erzeugt werden. Damit hat man auch im Hinblick auf eine teilchenunabhängige Korrektur einen guten Kompromiss gefunden. Der *walk* wurde detektorweise korrigiert, indem für Photonen die Energie gegenüber der Zeit, wie in Abbildung 3.4 gezeigt, aufgetragen wurde.

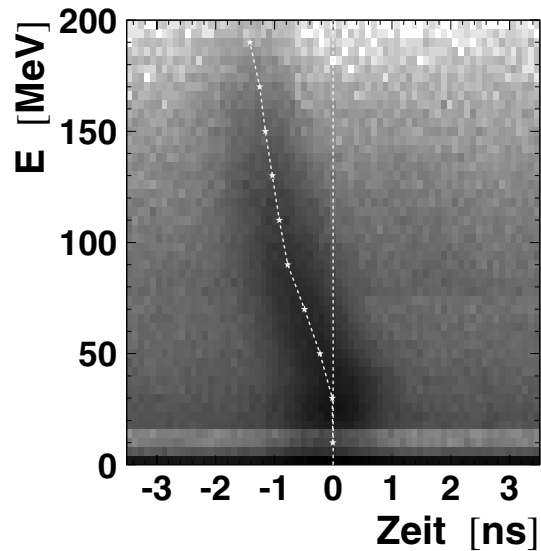
3.4.2 *cross-talk*

Die Zeitauflösung lässt sich durch Korrektur eines weiteren elektronischen Störeffektes verbessern. Unter *cross-talk* versteht man ein Übersprechen benachbarter Kanäle. Dies kann sowohl in den Zuleitungen (Kabel) als auch in den elektronischen Modulen (TDC, EDL⁹) stattfinden. Dies führt zu Zeitverschiebungen, die für jedes Signal individuell sind und von der Anzahl und Kombination der gleichzeitig

⁸Das Ausgangssignal des CFDs wird als Stopp Signal für die TDCs verwendet (siehe Abbildung 2.14)

⁹engl.: *electronic delay*

Abbildung 3.4: Deutlich zu sehen ist der Einfluss der Größe der deponierten Energie auf die Zeitmessung. Je größer die Energiedeposition war und damit die Pulshöhe, desto früher generierte der CFD das Stopp-Signal für den TDC. Dieser als *walk* bezeichnete Effekt ist hier deutlich erkennbar und führt zu einer Verschiebung zu scheinbar kürzeren Zeiten.



angesprochenen TDC-Kanäle abhängt. Es wird davon ausgegangen, dass dieser Effekt nur innerhalb eines 8fach TDC-Moduls bzw. nur innerhalb seiner Zuleitungen auftritt. Die Korrektur wird nur in niedrigster Ordnung durchgeführt, d. h. es werden nur Kanalpaare betrachtet und auch der mögliche Einfluss der Signalhöhe bleibt unberücksichtigt. Zur quantitativen Bestimmung der Zeitverschiebungen wird eine spezielle Messung mit dem Laser-System durchgeführt. Zuerst werden die Zeitspektren mit nur einem eingeschalteten Kanal je Modul aufgenommen und anschließend mit allen Zweierkombinationen innerhalb einer Gruppe. Die erste Messung liefert den Referenzwert mit dem die jeweiligen Verschiebungen in der zweiten Messung ermittelt werden können. So erhält man für jedes Paar innerhalb einer Achtergruppe den Korrekturwert Δt_{ij} .

In der Analyse der experimentellen Daten wird pro Event ermittelt, welche Detektoren innerhalb eines TDC-Moduls gleichzeitig angesprochen haben, und danach die einzelnen Zeiten wie folgt korrigiert:

$$t'_i = t_i - \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^8 \delta_j \cdot \Delta t_{ij} \quad (3.3)$$

mit $\delta_j = 1$, wenn das betreffende Modul aktiv war, sonst $\delta_j = 0$.

3.4.3 Zeitsprünge

Es wurde festgestellt, dass ab einer Energiedeposition von ungefähr 120 MeV in einem einzelnen Kristall, das Ausgangssignal des zugehörigen CFDs in einigen Fällen ca. 8 ns früher kam. Dieses Phänomen wird als Zeitsprung bezeichnet und

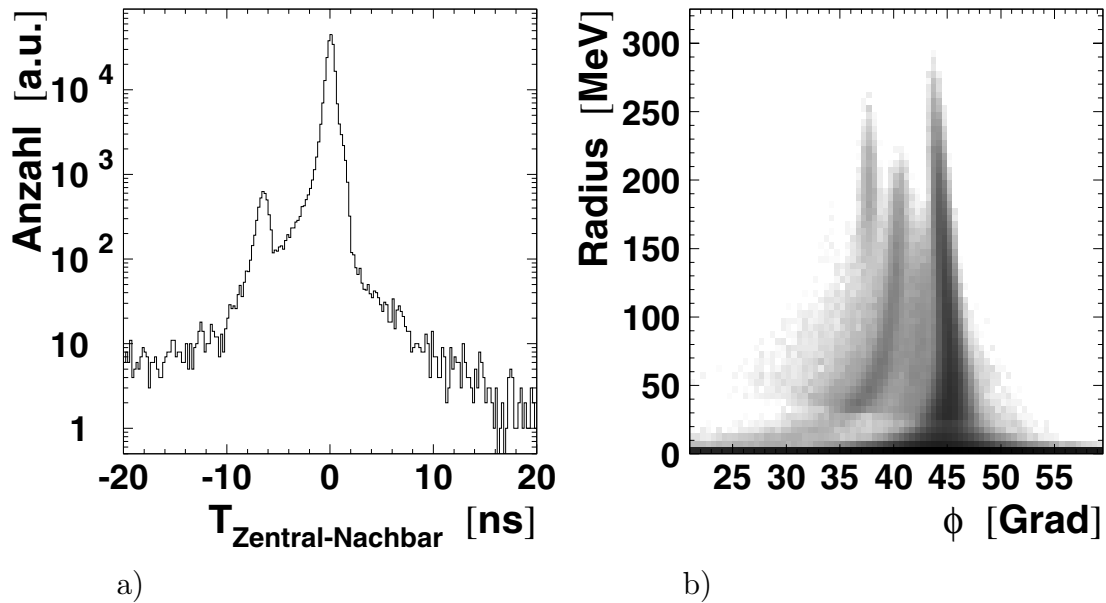


Abbildung 3.5: Hohe Energiedepositionen können bei manchen Detektoren zu sog. Zeitsprüngen führen. Diese rühren wahrscheinlich daher, dass einige Photonen des Szintillationslichtes direkt auf die erste Dynode treffen und dort Elektronen auslösen. Betrachtet man die Zeitdifferenz des zentralen Moduls eines Clusters zu seinen Nachbarn, führt dies zu einer Überhöhung bei negativen Zeiten (hier ca. -7 ns) wie in a) zu sehen ist. Der Effekt bewirkt auch einen Sprung in der Pulsform (Erklärung siehe Text): Bild b).

ist noch nicht ganz geklärt.

Eine mögliche Erklärung liefert das folgende Szenario: Durch die hohe Energiedeposition im Kristall steigt entsprechend die Anzahl der erzeugten Szintillationsphotonen. Damit erhöht sich auch die Wahrscheinlichkeit, dass einzelne Photonen die Photokathode des Photomultipliers durchfliegen und an der ersten Dynode eine Konversion auslösen. Die dabei erzeugten Elektronen werden auf dem üblichen Weg verstärkt und führen zu einem kleinen (Vor-)Puls¹⁰ der 10fach verstärkt über der Schwelle des CFDs liegen kann. In früheren Experimenten hätte dieser Vorpuls keinen Einfluss auf die Messungen gehabt, da er unter der CFD-Schwelle gelegen wäre (es wurden keine 10fach Verstärker benutzt).

Dieser Effekt ist in den Zeitspektren nicht zu sehen, da zum einen der zufällige Untergrund wegen der hohen Taggermultiplizität viel zu groß ist und zum anderen die Zeitsprünge selten vorkommen. Den größten Einfluss haben sie auf die Pulsform,

¹⁰Die Zeitdifferenz ergibt sich dann aus den unterschiedlichen Flugzeiten, die die Photonen und die an der Photokathode ausgelösten Elektronen bis zur ersten Dynode benötigen.

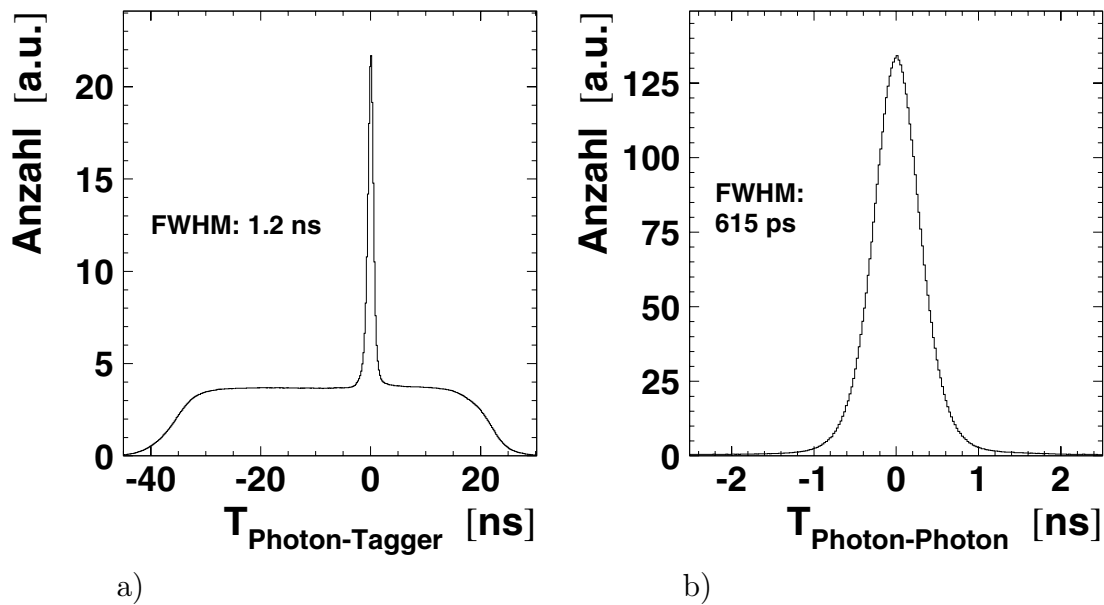


Abbildung 3.6: In a) ist die Photon-Elektron-Koinzidenzzeit dargestellt. Die erreichte Zeitauflösung ergibt sich zu 1.3 ns FWHM. Die Zeitdifferenz zwischen zwei Photonen ist in b) dargestellt. Hier erreicht man eine wesentlich bessere Auflösung von 615 ps FWHM.

da die Energieinformation aus der kurzen Integrationszeit empfindlich auf das viel zu frühe Öffnen des Integrationsfensters reagiert (vergleiche dazu Kapitel 3.3.2).

Die Korrektur basiert auf der Tatsache, dass diese Sprünge erst bei sehr hohen deponierten Energien auftreten. Dies hat zur Folge, dass erstens sich der elektromagnetische Schauer auf die Nachbarmodule ausbreitet und zweitens es wegen der begrenzt zur Verfügung stehenden Energie kein weiteres Modul mit einer Energie-deposition dieser Größe gibt. Ein Zeitsprung in einem Detektor lässt sich daran erkennen, dass dieser erstens das zentrale Modul in einem Schauer ist und zweitens die Zeitdifferenz zu seinen Nachbarn ungefähr 8 ns beträgt. Stellt man, wie in Abbildung 3.5a, die Zeitdifferenz zwischen Zentral- und Nachbardetektoren für jeden einzelnen Kristall dar, kann man das individuelle Zeitfenster genau bestimmen. Zur Korrektur verwendet man den Schwerpunkt der Verteilung in diesem Zeitfenster sowie die Lage des gesprungenen Pulsformzweiges (Abb. 3.5b).

Erreichte Zeitauflösung und Datenkompression

Durch die oben aufgeführten Korrekturen hatten sich die Koinzidenzsignale geändert und es wurde noch einmal das zum Zeitabgleich der TAPS- und Tagger-Detektoren benutzte iterative Verfahren (siehe Kapitel 3.2.3) angewendet.

Die resultierende Auflösung (FWHM) ergibt sich im Falle der TAPS-Tagger-Zeit (Photon-Elektron-Koinzidenz) zu 1.3 ns (Abbildung 3.6a) und im Falle der Photon-Photon-Koinzidenz zu 615 ps (Abbildung 3.6b).

Nachdem die Zeit- und Energiekalibrierung abgeschlossen und Korrekturen für die bekannten elektronischen Störeinflüsse vorhanden waren, wurde eine erste „Datenkompression“ durchgeführt. Diese hatte zum einen die Aufgabe, die experimentellen Größen (endgültig) in physikalischen Einheiten umzuwandeln und damit den Rechen- und Zeitaufwand folgender Analysen deutlich zu verringern. Zum anderen wurde der Speicherbedarf durch Herausfiltern von (unphysikalischen¹¹) Ereignissen, die auf Grund der offenen Triggerbedingung im Datensatz vorhanden waren, erheblich verkleinert, d. h. um ca. 80% (daher der Name Kompression). Eine weitere Kompression wurde erst zur Behandlung der Teilchen durchgeführt, nachdem die Analyse der Pionen abgeschlossen war. Dabei wurden nur die Ereignisse gesichert, in denen ein Pion rekonstruiert werden konnte. Dabei wurde eine Kompressionsrate von ungefähr 66% erzielt.

3.5 Schauer-Rekonstruktion

Bis jetzt wurden alle Detektoren einzeln und von einander unabhängig behandelt. Ein wichtiger Schritt für die weitere Analyse ist das Zusammenfassen der Einzeldetektoren in einem TAPS-Block¹² zu einer Einheit (Cluster), die der lateralen Ausdehnung der entstandenen elektromagnetischen Schauer entspricht. Dies leistet die sogenannte Cluster-Routine, die eine Implementierung des in Abbildung 3.7 dargestellten iterativen Algorithmus ist. Ausgehend von den getroffenen Detektoren werden möglichst große zusammenhängende¹³ Cluster gebildet. Dabei wird sichergestellt, dass jeder Cluster einen zentralen Detektor¹⁴ besitzt. Dazu wird aus der Klasse der Detektoren, die

1. eine deponierte Energie über einer vorgegebenen Schwelle besitzen und die

¹¹„Unphysikalisch“ im Sinne der hier untersuchten Fragestellung nach der π^0 -Produktion am Deuteron

¹²Wird die Vorwärtswand nicht explizit erwähnt, so wird sie im folgenden immer als separater Block aufgefasst.

¹³Die angesprochenen Kristalle sind geometrische Nachbarn oder über solche miteinander verbunden.

¹⁴Dieser wird in erster Näherung als Schauerzentrum identifiziert.

find_cluster()

über alle angesprochenen Module			
<i>nein</i>	$E > E_{\text{central}}^{\text{thr}}$: <i>ja</i>		
	<i>ja</i>	Modul bereits Mitglied in einem Cluster: <i>nein</i>	
		<i>ja</i>	Modul defekt: <i>nein</i>
			markiere Modul als Cluster zugehörig
	erzeuge leeren/neuen Cluster		
	füge Modul dem Cluster hinzu		
	suche um dieses Modul weiter $\implies search_cluster()$		
	suche im Cluster nach einem Detektor mit $E > E_{\text{central}}^{\text{thr}}$ und geforderter Anzahl an Nachbarn		
	<i>ja</i>		existiert so ein Mitglied: <i>nein</i>
		lösche Cluster	

search_cluster()

über alle Nachbarmodule			
<i>nein</i>	Modul hat angesprochen: <i>ja</i>		
	<i>ja</i>	Modul bereits Mitglied in einem Cluster: <i>nein</i>	
		<i>ja</i>	Modul defekt: <i>nein</i>
			markiere Modul als Cluster zugehörig
	füge Modul dem Cluster hinzu		
	suche um dieses Modul weiter $\implies search_cluster()$		

Abbildung 3.7: Algorithmus zur Rekonstruktion eines Schauers.

2. die gewünschte Anzahl¹⁵ an geometrischen Nachbarn haben, derjenige mit der größten deponierten Energie bestimmt.

Weitere Bedingungen gehen erst bei der Zuordnung zu bestimmten Schauer-Klassen (siehe unten) ein.

3.6 Schauer-Identifikation

Die Analyse teilt die gefundenen Schauer in vier Klassen ein:

Photon

Neutral

Geladen

Sonstiges

Dabei werden die gefundenen Cluster jeder Klasse zugeordnet, deren Merkmale erfüllt sind. Es ist Aufgabe der nachfolgenden Analyseschritte sicherzustellen, dass jeder Schauer nur einmal verwendet wird. Dazu besitzt jeder Cluster eine individuelle Kennung.

Die Einteilung der Cluster beginnt mit der Überprüfung der gestellten Anforderungen. Ausgangspunkt ist der Zentraldetektor, da dieser die Merkmale immer erfüllen muss. Dabei umfassen die Analysebedingungen die Pulsform, d. h. ein Schnitt in der zweidimensionalen R - ϕ -Ebene (siehe Kap. 3.3.2), und die Veto-Informationen. Bei der Identifikation für geladene Schauer wird eine verfeinerte Auswertung der Veto-Informationen durchgeführt, die Besonderheiten¹⁶ bei schrägem Einfall der Teilchen berücksichtigt.

Für die Nachbardetektoren wird zuerst überprüft ob die deponierte Energie oberhalb einer einstellbaren Schwelle liegt. Außerdem wird zusätzlich die Koinzidenz innerhalb eines frei wählbaren Zeitfensters mit dem zentralen Modul gefordert.

¹⁵Auf diese Art wird verhindert, dass das Schauerzentrum in einen Randdetektor liegt, denn am Rande sind die Schauerverluste maximal. Zwei typische Werte sind dabei drei, d. h. Zentrum darf nicht in einer Ecke eines Blocks liegen, und fünf (in keinem Randdetektor).

¹⁶Bei schrägem Einfall von geladenen Teilchen wird nicht immer der Veto-Detektor vor dem zentralen Modul getroffen, da diese bis zu 2 cm Abstand von dem BaF₂-Kristall haben.

Sollte eine dieser Bedingungen von einem Detektor nicht erfüllt werden, wird je nach Arbeitsmodus¹⁷ der Analyse und abhängig von der geometrischen Lage dieses Detektors zum Zentralen entweder nur dieses Modul aus dem Cluster entfernt oder der gesamte Cluster nicht dieser Klasse zugeordnet.

Nachdem die Klasseneinteilung vorgenommen wurde, erfolgt die Energie- und Ortsrekonstruktion.

3.6.1 Bestimmung der Energie

Die Summe über alle deponierten Energien in den einzelnen BaF₂-Kristallen ergibt zunächst die Cluster-Energie. Nur für die Photonen kann aus der Schauerenergie direkt die Energie des einfallenden Photons bestimmt werden. Wie aus früheren Experimenten bekannt ist, muss die Cluster-Energie mit einem universellen und energieunabhängigen Faktor multipliziert werden, der die Schauerverluste ausgleicht ([Gab 94]). Dieser Faktor wird aus der Lage der invarianten Masse des Mesons (siehe Kapitel 3.7.2) bestimmt und beträgt 1.12.

Die ursprüngliche Energie der Teilchen lässt sich nicht auf so einfache Weise bestimmen. Der Grund liegt bei den geladenen Teilchen darin, dass hier der Energieverlust auf dem zwischen Target und Detektor zurückgelegten Weg berücksichtigt werden muss. Dieser hängt nicht nur von der Start-Energie der Teilchen ab sondern auch noch von der Teilchenart (p, d, ...). Ebenso ist der Zusammenhang zwischen deponierter und primärer Teilchenenergie ein anderer.

Es müssen also zuerst die Teilchen identifiziert werden, bevor eine Energiebestimmung möglich ist. Sowohl bei der Diskriminierung der Teilchen als auch bei der Berechnung der Energie, die auf der Korrelation zwischen Flugzeit und Energie deposition aufbaut, spielt die Flugzeit eine wesentliche Rolle (siehe Kapitel 3.8.1).

Der hier verwendete experimentelle Aufbau erlaubt keine absolute Zeitmessung. Aus diesem Grund wird für die Berechnung der Flugzeit bei Teilchen eine Zeit-Referenz innerhalb des Ereignisses benötigt. Dieser Zeit-Null-Punkt wird durch die Mesonenrekonstruktion festgelegt.

Außer den Photonen können nur noch die Neutronen ungeladene Schauer er-

¹⁷Eine genaue Beschreibung der verschiedenen Modi und Analysebedingungen findet sich bei [Hej 98] und [Hej 95]

zeugen. Neutronen werden überwiegend durch folgende Kernreaktionen in den BaF₂-Kristallen nachgewiesen: $(n, n')\gamma$, (n, γ) und (n, p) .

Da die deponierte Energie dieser Sekundärteilchen nicht direkt mit der Neutronenenergie korreliert ist, erfolgt die Berechnung der Primärenergie alleine aus der Flugzeit.

3.6.2 Bestimmung des Auftreffortes

Die Ortsauflösung eines Detektorsystems ist in erster Näherung durch die Granularität, d. h. die Größe der einzelnen Komponenten bestimmt. Die Auflösung lässt sich in unserem Fall durch eine logarithmische Gewichtung der jeweiligen Detektor-Koordinate mit der deponierten Energie verbessern [Awe 92]:

$$\begin{aligned} x &= \sum \frac{x_i \cdot w_i}{w} \\ y &= \sum \frac{y_i \cdot w_i}{w} \end{aligned} \quad (3.4)$$

mit

$$\begin{aligned} w_i &= \max\left(0, w_0 + \ln \frac{E_i}{E}\right) & w_0 &= 5 \\ w &= \sum w_i & E &= \sum E_i \end{aligned}$$

Die w_i sind so konstruiert, dass der Parameter w_0 eine untere Schranke für die Energiebeiträge, die noch berücksichtigt werden sollen, festlegt: $E_i > E \cdot e^{-w_0}$

Das oben beschriebene Verfahren liefert als Auftreffort die Projektion des Schauerschwerpunktes auf die Kristall Oberfläche. Dies führt bei schräg einfallenden Photonen zu einer Verschiebung in x und y bezüglich des wahren Ortes. Unter Berücksichtigung der Tiefe des Schauerschwerpunktes kann dieser Effekt korrigiert¹⁸ werden.

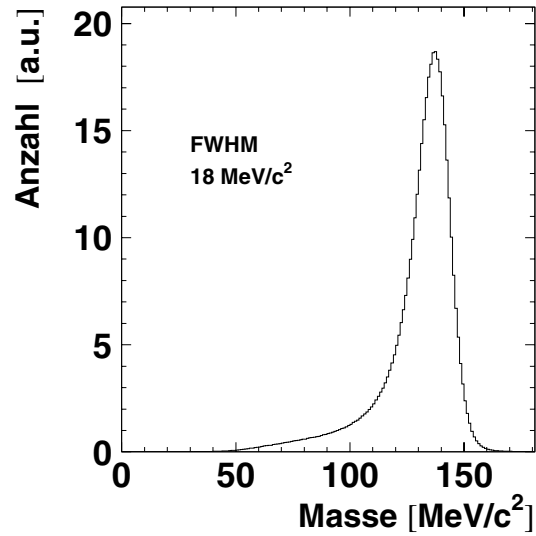
3.7 Mesonen-Rekonstruktion

3.7.1 Invariante Masse

Die Rekonstruktion des π^0 Mesons basiert auf dem Nachweis der beiden Photonen aus seinem Zerfall. Zunächst wird von allen Zweierkombinationen aus den rekonstruierten Photonen-Clustern die invariante Masse berechnet. Diese lorentzinvariante

¹⁸Die Herleitung findet sich u.a. bei [Hej 98]

Abbildung 3.8: Spektrum der invarianten Masse aus allen möglichen Zweierkombinationen von rekonstruierten Photonen. Das Maximum der Verteilung liegt in der Nähe der π^0 Masse bei ca. $136 \text{ MeV}/c^2$. In einer Fünf-Nachbar-Analyse erreicht man eine Auflösung FWHM von $18 \text{ MeV}/c^2$.



Größe entspricht der Ruhemasse eines Teilchens.

$$\begin{aligned} m_{\gamma\gamma} &= \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2} \\ &= \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos \theta_{\gamma\gamma})} \end{aligned} \quad (3.5)$$

mit

- $E_{1,2}$ Energie der beiden Photonen
- $\vec{p}_{1,2}$ Impulse der beiden Photonen
- $\theta_{\gamma\gamma}$ Öffnungswinkel zwischen beiden Photonen

Die entsprechende Verteilung ist in Abb. 3.8 dargestellt. Deutlich erkennbar ist der π^0 Peak, mit seinem Maximum bei ca. $136 \text{ MeV}/c^2$ und einer Auflösung¹⁹ (FWHM) von $18 \text{ MeV}/c^2$. Die asymmetrische Form der invarianten Massenverteilung resultiert aus den Schauerverlusten am Rand der Blöcke (vgl. Kap. 3.5).

Im weiteren Verlauf der Analyse wird ein Fenster um die π^0 Masse gesetzt und es werden nur noch solche Ereignisse betrachtet, die innerhalb dieses Bereiches sind. Energie und Impuls des Pions ergeben sich dann zu:

$$\begin{aligned} E_{\pi^0} &= E_1 + E_2, \\ \vec{p}_{\pi^0} &= \vec{p}_1 + \vec{p}_2 \end{aligned}$$

¹⁹Bei einer Drei-Nachbar-Analyse ergibt sich aufgrund der größeren Schauerverluste eine Auflösung (FWHM) von $22 \text{ MeV}/c^2$

3.7.2 Energieauflösung des Mesons

Anhand der invarianten Massenverteilung (Abb. 3.8) sieht man, dass im allgemeinen gilt:

$$m_{\pi^0}^2 \neq m_{\gamma\gamma}^2 = E_{\pi^0}^2 - \vec{p}_{\pi^0}^2$$

Durch einen kinematischen Fit mit den 6 Messgrößen ($E_{1,2}$, $\theta_{1,2}$, $\phi_{1,2}$ der beiden Photonen) lässt sich die Energieauflösung der rekonstruierten Pionen verbessern. Dazu wird die Funktion

$$\chi^2 = \frac{(E'_1 - E_1)^2}{\sigma_{E_1}^2} + \frac{(E'_2 - E_2)^2}{\sigma_{E_2}^2} + \text{Terme für } \theta_1, \theta_2, \phi_1 \text{ und } \phi_2$$

unter der Nebenbedingung

$$m_{\pi^0}^2 \stackrel{!}{=} m_{\gamma\gamma}^2$$

minimiert. Der Fehler in den Winkeln kann vernachlässigt werden, weil die Winkelauflösung von TAPS wesentlich besser ist als die Energieauflösung. Damit lässt sich das Problem analytisch lösen und man erhält folgendes einfaches Ergebnis:

$$\begin{aligned} E'_{1,2} &= E_{1,2} \cdot \frac{m_{\pi^0}}{m_{\gamma\gamma}} \quad \text{und damit} \\ E'_{\pi^0} &= E_{\pi^0} \cdot \frac{m_{\pi^0}}{m_{\gamma\gamma}} \end{aligned} \tag{3.6}$$

3.8 Teilchen-Rekonstruktion

Dieses Experiment misst die π^0 -Produktion ab der Schwelle. Dadurch sind die kinetischen Energien der Teilchen klein und vorwärts gerichtet wie in Abb. 3.9 gezeigt. Die hier dargestellte Energieverteilung der Nukleonen (Proton oder Neutron) wurde aus einer Simulation des inkohärenten Produktionsprozesses bei einer primären Photonenenergie von $E_\gamma \approx 215 \text{ MeV}$ gewonnen.

Zusätzlich eingezeichnet ist der Akzeptanzbereich der Vorwärtswand sowie vereinfacht der für die beiden Blöcke²⁰ C und D. Durch den hohen Energieverlust der Protonen, vor allem im Target (flüssiges Deuterium), müssen diese mindestens eine kinetische Energie von 40 MeV haben, damit sie in den Detektoren nachgewiesen werden können (siehe Kap. 4.2). Die Energieschwelle für Deuteronen liegt mit ungefähr 55 MeV kinetischer Energie noch höher. Der Vergleich anhand

²⁰Block C und D stehen in Vorwärtsrichtung unter den Winkeln von $\pm 50^\circ$ bezüglich der Strahlachse

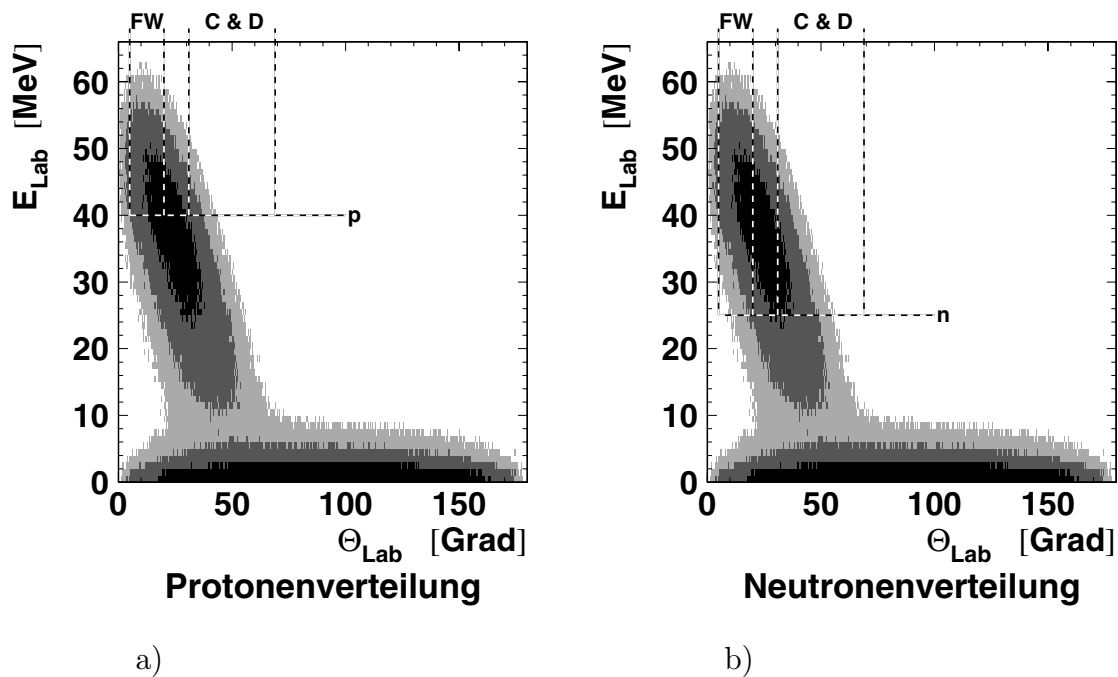


Abbildung 3.9: Dargestellt ist die kinematische Verteilung der Nucleonen bei einer Primärenergie von $E_\gamma \approx 215 \text{ MeV}$ einer Monte-Carlo Simulation für $\gamma d \rightarrow \pi^0 n p$. Der Anteil, der mit der Vorwärtswand (FW) abgedeckt werden kann, ist wesentlich größer als der durch die beiden Blöcke C und D. Für die Neutronen kommt hinzu, dass nur die Nachweiseffizienzen für die Vorwärtswand experimentell bestimmt werden konnten (Kap. 3.8.3).

Abb. 3.9a zwischen dem Bereich der Energieverteilung, der mit der Vorwärtswand nachgewiesen werden kann, und dem, der durch die Blöcke C und D abgedeckt ist, legt nahe, nur für die Vorwärtswand eine Teilchenrekonstruktion durchzuführen. Eine zusätzliche Einschränkung auf die Vorwärtswand besteht für die Neutronen dadurch, dass die Nachweiseffizienzen experimentell nur für diese bestimmt werden konnten, wenn deren kinetische Energien größer als 25 MeV waren (Kap. 3.8.3).

Ein wesentliches Kriterium für die Trennung der Teilchen und deren Energiebestimmung stellt die Flugzeit dar.

3.8.1 Flugzeitanalyse²¹

Die Flugzeit ist definiert als die Zeitspanne, die ein Teilchen benötigt, um vom Reaktionsvertex bis in den Detektor zu gelangen. Da in unserem Experiment der Zeitpunkt, an dem die Reaktion ausgelöst wurde, unbekannt ist, stellt der Nachweis

²¹engl. *time of flight*: tof, Flugzeit

der beiden Photonen aus dem π^0 -Zerfall mit ihren definierten Geschwindigkeiten einen idealen Referenzwert dar. Die Flugzeit wird auf 1 m normiert, um den unterschiedlichen Abstand der einzelnen Detektoren zum Target auszugleichen. Damit berechnet sich die Flugzeit t wie folgt:

$$t = (t_T - t_{\pi^0} + t_{\gamma(s)}) \cdot \frac{1 \text{ m}}{s} - t_{\gamma(1\text{m})} \quad (3.7)$$

Zunächst wird von der gemessenen Flugzeit t_T der Teilchen die Koinzidenzzeit der beiden Photonen aus dem π^0 -Zerfall t_{π^0} abgezogen und die Photonenflugzeit $t_{\gamma(s)}$ für den Abstand s Target-Detektor addiert. Damit erhält man die reale Flugzeit der Teilchen, die anschließend auf 1 m normiert wird. Von dieser Zeit wird die Zeit $t_{\gamma(1\text{m})}$, die Photonen für 1 m Wegstrecke benötigen, subtrahiert. Dadurch schiebt man die Photonen auf eine Flugzeit von 0 ns, wie in den folgenden Abbildungen zu sehen ist.

Ein weiterer Vorteil dieser Methode ist, dass die Elektronenzeit des Taggers für die Flugzeitanalyse nicht benötigt wird und nur die bessere TAPS-Zeitauflösung die Flugzeit bestimmt.

3.8.2 Identifikation der Protonen und Deuteronen

Die Abtrennung der ungeladenen Teilchen (Photonen, Neutronen) passierte bereits während der Schaueridentifikation (Kap. 3.6), so dass jetzt nur noch die geladenen Cluster analysiert werden müssen. Die Trennung von Protonen und Deuteronen basiert auf der Korrelation zwischen deponierter Energie und Flugzeit. In Abb. 3.11 ist über der Flugzeit in a) die deponierte Energie (E_{lang}) und in b) die Energie der kurzen Komponente (E_{kurz}) aufgetragen. Man erkennt deutlich das Protonenband und ansatzweise sieht man auch bei a) noch die Deuteronen. Die Trennung zwischen Proton und Deuteron wird jedoch mittels der Auftragung b) detektorweise durchgeführt.

Die Abweichungen von den theoretischen Kurven, die nur den Energieverlust der Teilchen im Detektormaterial berücksichtigen, sind auf sogenannte Quenching-Effekte im Detektor zurückzuführen. Diese führen bei hohen Ionisationsdichten, d. h. für langsame Teilchen und damit bei langen Flugzeiten dazu, dass die Lichtausbeute nicht mehr linear zur deponierten Energie ansteigt und somit die gemessene Energie niedriger ausfällt.

In die Kalibrierung der kinetischen Energie und in die Bestimmung der Nachweiseffizienz sollten vorzugsweise beide Informationen, sowohl Flugzeit als auch

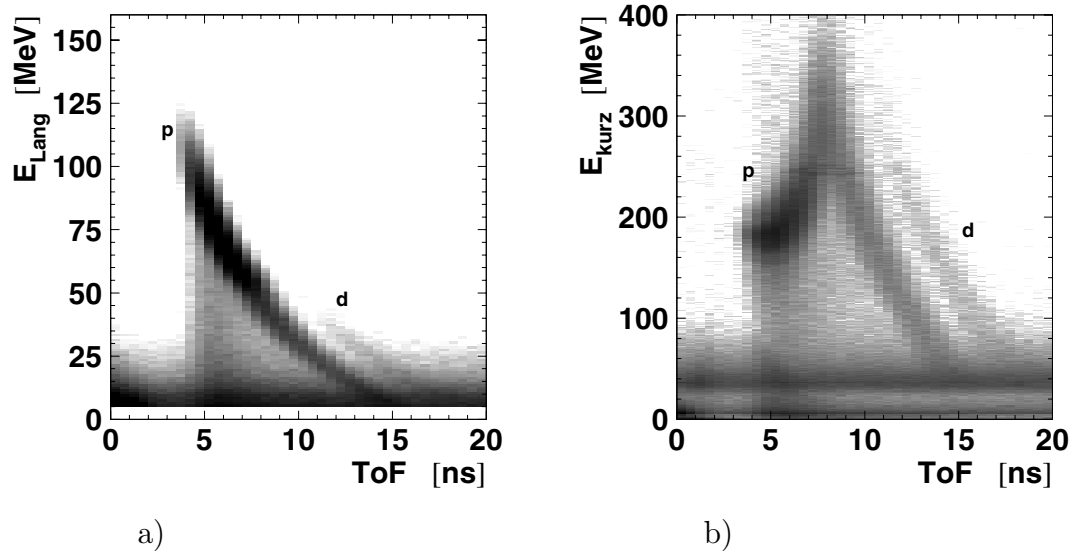


Abbildung 3.10: Energie-Flugzeit-Diagramm von Proton und Deuteron vor Abzug des zufälligen Untergrundes.

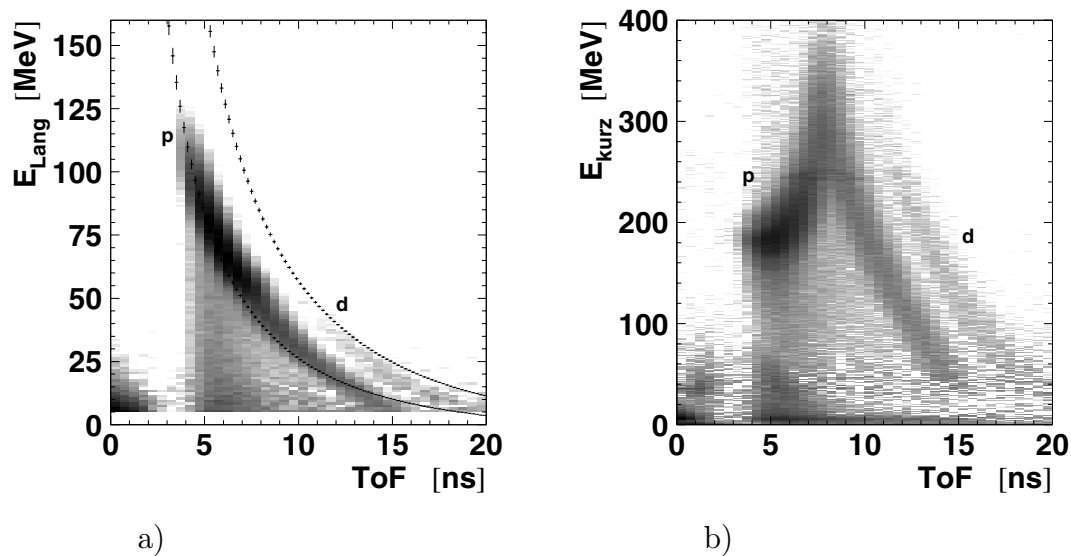


Abbildung 3.11: Energie-Flugzeit-Diagramm von Proton und Deuteron nach Abzug des zufälligen Untergrundes.

Der zeitlich zufällige Teilchenuntergrund ist in den Diagrammen 3.10 deutlich als schwarzes Band bei niedrigen Energien (a: $E < 15$ MeV, b: $E < 50$ MeV) zu sehen. Mit der im Text beschriebenen Methode kann er effektiv unterdrückt werden.

In der Darstellung b) ergeben sich für die Protonen die typischen „Segelspektren“. In dem linken ansteigenden Band befinden sich die Protonen, die im Plastikszintillator stecken bleiben. Die höher energetischen Protonen gelangen schließlich bis in den Kristall, so dass die deponierte Energie im Plastikdetektor nur noch ein Teil der Gesamtenergie ist, was zum Abknicken des Bandes führt.

deponierte Energie, Eingang finden. Aufgrund der oben angesprochenen nicht linearen Effekte bei der Lichtausbeute und der Tatsache, dass die Vorwärtswand aus Phoswich-Modulen aufgebaut ist, kann dies nur anhand experimenteller Untersuchungen sinnvoll erfolgen. Dazu könnte man die elementare π^0 -Produktion am Proton $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ benutzen, da durch den Nachweis des Pions die Reaktion kinematisch vollständig bestimmt ist. Auf diese Weise wurde jedoch bis jetzt noch keine allgemein gültige Energiekalibrierung und Bestimmung der Nachweiseffizienz durchgeführt.

So bleibt nur die Möglichkeit, die Energiebestimmung alleine mit der Flugzeitinformation durchzuführen. Auch dazu gibt es keine experimentellen Untersuchungen für TAPS. Die Flugzeit und damit auch die Umrechnung der Flugzeit in eine Startenergie hängt stark von dem Energieverlust der Teilchen auf der Strecke Target-Detektor ab, so dass diese Transformation nur mit Hilfe von Simulationen ermittelt werden kann.

3.8.3 Identifikation der Neutronen

Anders ist die Situation bei den Neutronen. Im Rahmen einer Diplomarbeit [Kot 97] wurde die Nachweiseffizienz der Neutronen experimentell ermittelt sowie deren Energiebestimmung über die Flugzeit untersucht. Dazu wurde die Reaktion $p(\gamma, \pi^0\pi^+)n$ analysiert, indem die beiden Pionen π^0 und π^+ in TAPS nachgewiesen wurden. So ist es möglich, Energie und Impuls der Neutronen über die vollständig bestimmte Kinematik zu berechnen und diese Werte mit den rekonstruierten Ergebnissen zu vergleichen. Das Verhältnis aus nachgewiesenen zu erwarteten Neutronen liefert dann die Nachweiseffizienz. Für Neutronen sind die Nachweiseffizienzen in Abb. 3.12 für unterschiedliche Schwellenenergien des Zentraldetektors dargestellt.

Außer der Forderung, dass es sich um neutrale Cluster handelt, sind keine weiteren Analyseschritte für die Identifikation der Neutronen notwendig, weil die Photonen bereits abgetrennt wurden und bei so niedrigen Einschussenergien keine anderen ungeladenen Teilchen vorkommen können.

Die Energie der Neutronen wird nur aus ihrer Flugzeit berechnet, da ein Nachweis der Neutronen über Kernreaktionen im Detektormaterial (vgl. Kap. 3.6.1) geschieht:

$$E = \frac{m c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{m c^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{s}{ct}\right)^2}} \quad (3.8)$$

Diese Berechnung berücksichtigt nur den Abstand s bis zur Detektoroberfläche und

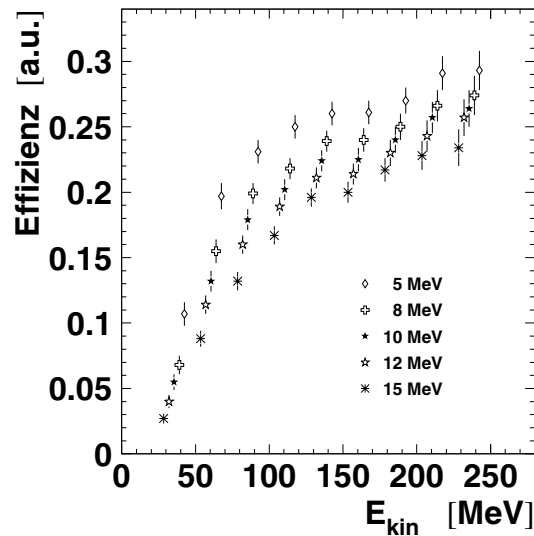


Abbildung 3.12: Dargestellt ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen in der Vorwärtswand für verschiedene Energieschwellen des zentralen Detektors [Kot 97].

nicht die endliche Eindringtiefe in den Kristall. Um diesen Effekt zu berücksichtigen wird die Flugzeitenergie mit dem Faktor 1.268 multipliziert [Kot 97].

3.8.4 Zufälliger Teilchenuntergrund

Der hohe Strahlstrom führt zu einem nicht vernachlässigbaren elektromagnetischen Untergrund im Kollimator und Target. Daraus resultieren zeitzufällige Ereignisse, die zum Untergrund in den Teilchenspektren beitragen. Dieser Untergrund stellt sich hauptsächlich als Band mit Energiebeiträgen kleiner als 20 MeV in Abb. 3.10a dar. Ein Teil dieser Ereignisse wird die bei der Teilchenidentifikation geforderten Bedingungen für Protonen und vor allem für Neutronen erfüllen, so dass dieser Effekt korrigiert werden muss. Mit der folgenden Methode wurde der Untergrund bestimmt und anschließend abgezogen: In einer speziellen Analyse wird der Zeitnullpunkt t_{π^0} für die Flugzeitanalyse (Kap. 3.8.1) um 30 ns verschoben. Damit ist sichergestellt, dass nur Untergrundereignisse zu den entsprechenden Spektren beitragen. Die Ergebnisse aus dieser Analyse werden dann von den eigentlichen Resultaten subtrahiert. In Abb. 3.11b ist das entsprechende Flugzeitspektrum von Protonen nach Abzug des zeitzufälligen Untergrundes dargestellt.

3.9 Tagger-Informationen

Die bisherigen Analyseschritte (Meson- und Teilchenrekonstruktion) beruhen nur auf Informationen, die aus dem TAPS-Spektrometer gewonnen wurden. Für die weitere Auswertung ist die Energiebestimmung des primären Photons, das die Reaktion im Target auslöste, von Nöten. Dies gelingt mit Hilfe der

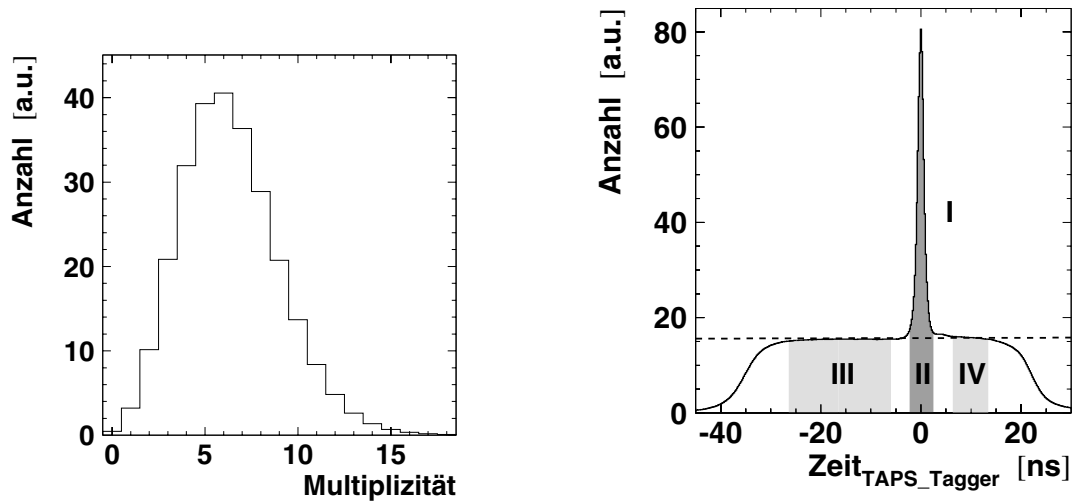


Abbildung 3.13: Hier ist die Häufigkeitsverteilung der angesprochenen Tagger-Kanäle pro Event dargestellt. Im Mittel sind es fünf bis sechs Kanäle, die pro Ereignis feuern.

Abbildung 3.14: In das Koinzidenzspektrum TAPS-Tagger sind die Zeitfenster für die prompten und zeitzufälligen Ereignisse eingezeichnet. In der Analyse sind diese Fenster auf jeden einzelnen Tagger-Kanal abgestimmt.

Tagger-Informationen. Wie in Kap. 2.2 beschrieben reicht es bei bekannter Elektronenstrahlenergie aus, die Energie des gestreuten Elektrons zu bestimmen. Aus Abb. 3.13 ist ersichtlich, dass im Mittel nicht ein, sondern fünf bis sechs Elektronen nachgewiesen werden. Diese hohe Elektronenmultiplizität wird zum einen durch die Breite des Koinzidenzintervalls (TAPS-Tagger) von 60 ns und der hohen Stromstärke des Elektronenstrahls bedingt. Damit ist eine eindeutige Zuordnung nicht mehr möglich und der Untergrund von den zeitzufälligen Elektronen muss korrigiert werden.

Des weiteren wird aus den Tagger-Daten der integrale Photonfluss auf das Target bestimmt.

3.9.1 Koinzidenzanalyse

Die benutzte Methode zur Berücksichtigung des Untergrundes soll anhand Abb. 3.14, dem Koinzidenzspektrum TAPS-Tagger, erläutert werden.

Der mit I bezeichnete Bereich des Spektrums stammt von koinzidenten Ereignissen während im Bereich II die Zeitzufälligen angesiedelt sind. Beide Bereiche lassen sich ereignisweise nicht trennen. Aus diesem Grund werden links und rechts des Koin-

zidenzfensters Ereignisse aus zwei weiteren Sektionen III und IV herausgegriffen. Diese können nur von falsch zugeordneten Elektronen stammen. Weil der Untergrund zufällig ist, unterscheiden sie sich kinematisch nicht von denen aus Bereich II. Für die Ereignisse aus I/II und III/IV werden die gleichen Spektren angelegt und zur Korrektur des Untergrundes unter Berücksichtigung der jeweiligen Breiten von einander subtrahiert.

3.9.2 Tagger-Ketten

Zu sogenannten Ketten kann es im Tagger kommen, wenn Elektronen in den Plastiksintillatoren der Taggerleiter so gestreut werden, dass eine ganze Reihe von Nachbardetektoren ansprechen. Die Wahrscheinlichkeit, dass die Elektronen zu höheren Taggerkanälen gestreut werden, ist durch deren schrägen Einfall wesentlich größer. Deshalb lassen sich solche Vorkommnisse dadurch korrigieren, dass in einer Folge aus zeitlich koinzidenten und benachbarten Taggerkanälen nur der erste Kanal berücksichtigt wird.

Kapitel 4

Simulationen

Einen wichtigen Schritt auf dem Weg zu den Ergebnissen stellen die Simulationen dar. Mit ihrer Hilfe wurden die Nachweiswahrscheinlichkeiten (Kap. 4.1) der neutralen Pionen bestimmt. Ebenso nehmen sie eine zentrale Rolle bei der Trennung der Reaktionsmechanismen ein, weil sich nur mit Simulationsverfahren die verschiedenen Kanäle (kohärent Kap. 4.3, inkohärent Kap. 4.4) getrennt betrachten lassen. Weiterhin ist es möglich, anhand verschiedener Modelle den Einfluss physikalischer Effekte, wie z. B. von Endzustandswechselwirkungen zwischen den Teilchen im Ausgangskanal zu untersuchen.

Grundlage für die Simulationen stellen verschiedene Programm-Bibliotheken, u. a. GEANT [CER 94] und CERNLIB [CER 95a] dar. Diese wurden am Cern hauptsächlich zur Beschreibung von Detektoren und zur Simulation für Experimente in der Hochenergiephysik entwickelt. Mit den zur Verfügung gestellten Funktionen lassen sich die Detektoren detailgetreu in der Form, Position und Material nachbilden.

Zunächst werden von einem Ereignisgenerator entsprechend der ausgewählten Reaktion die Teilchen des Ausgangskanals erzeugt. Danach wird ihr Weg durch den Detektor mit Hilfe von Monte-Carlo-Verfahren simuliert, indem die Wirkungsquerschnitte der einzelnen möglichen Elementar-Prozesse zwischen Teilchen und Detektormaterial berücksichtigt werden. Die Wirkungsquerschnitte selbst wurden dazu entweder parametrisiert oder durch geeignete Funktionen genähert.

Für die „aktiven“ Detektorelemente (Kristalle und Plastiksintillatoren) werden jeweils die deponierten Energien und der Zeitpunkt des Eindringens der Teilchen bzw. der Zeitpunkt der Erzeugung bei Sekundärteilchen gespeichert. Diese Infor-

mationen werden dann im selben Datenformat gespeichert, wie es zur Sicherung der Messwerte im Experiment verwendet wurde. Damit lassen sich die simulierten Ereignisse mit dem gleichen Analyseprogramm wie die experimentellen Daten auswerten. Ein typisches Ereignis aus der Simulation der Reaktion $\gamma d \rightarrow \pi^0 n p$ ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Ferner sieht man wie der Experimentaufbau mit Hilfe von GEANT implementiert wurde.

Da für den Niederenergiebereich verschiedene Erweiterungen von GEANT existieren, wurde die simulierte Detektorantwort von TAPS für Photonen und damit auch für die neutralen Mesonen an Messungen angepasst. Vergleichbares wurde bis jetzt für die Teilchen (p, n, d) nicht durchgeführt. Aus diesem Grund bleiben die (Energie- und Zeit-) Informationen der simulierten Teilchen weitestgehend unberücksichtigt.

4.1 Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit von π^0 -Mesonen

Die π^0 -Mesonen werden, wie bereits erwähnt, über den Zerfall in zwei Photonen nachgewiesen. Obwohl der Detektor nur einen kleinen Teil des gesamten Raumwinkels ($0.31 \cdot 4\pi$ sr) abdeckt, gibt es dadurch keine Löcher in der Nachweiseffizienz, d. h. die Wahrscheinlichkeit jedes einzelnen im Experiment erzeugten Pions nachgewiesen zu werden ist größer als Null.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist nur von der Energie E und vom Streuwinkel Θ der Pionen abhängig, da weder das Target noch der Photonenstrahl polarisiert sind und es somit keine ausgezeichnete Richtung neben der Strahlrichtung gibt. Damit ist bezüglich des Azimutswinkels ϕ alles symmetrisch. Die Simulation zur Effizienzbestimmung wird deshalb auf einem zwei dimensional Gitter $(E_{\text{Lab}}, \Theta_{\text{Lab}})$ durchgeführt.

Durch die endliche Energie- und Winkelauflösung von TAPS ergibt sich eine leichte Abhängigkeit von der Ausgangsverteilung der Pionen, da die rekonstruierten Werte nicht genau den Startwerten entsprechen. So kann es vorkommen, dass die rekonstruierten Pionen in die falschen Pixel auf dem Gitter einsortiert werden.

Die experimentelle Ausgangsverteilung wird deshalb in einem iterativen Prozess

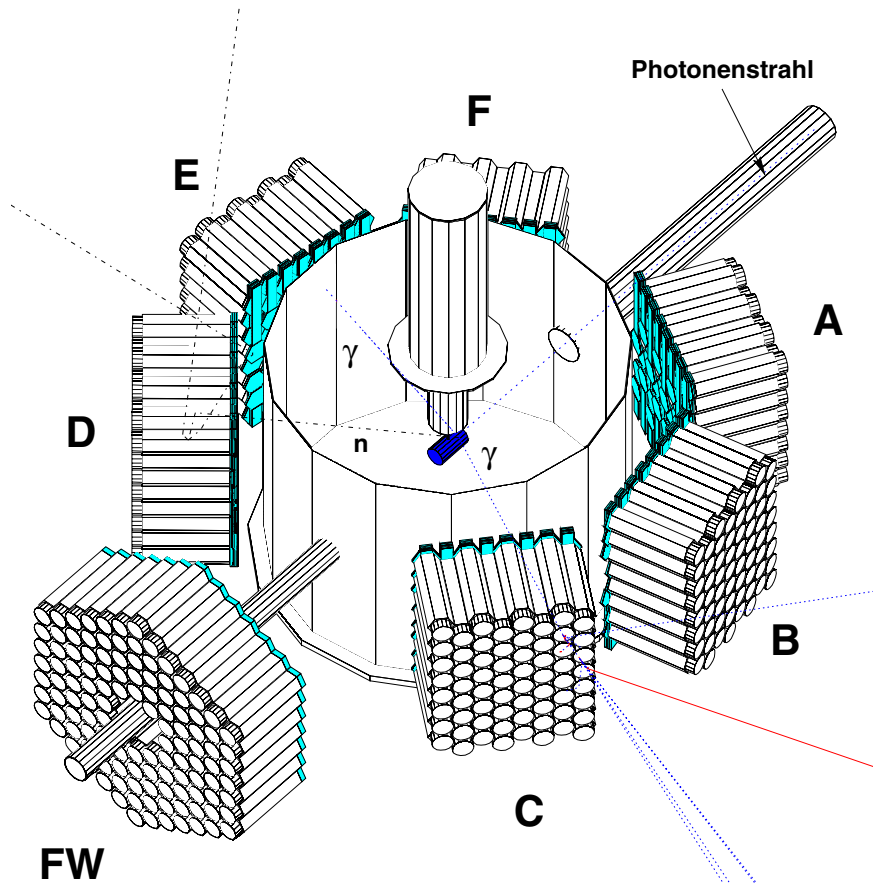


Abbildung 4.1: Das Bild zeigt die Simulation eines Ereignisses der Reaktion $\gamma d \rightarrow \pi^0 n p$. Das π^0 zerfällt sofort im Target und die zwei Photonen aus dem Zerfall wurden hier in den Blöcken C und E nachgewiesen. Dabei geht ein Teil des in Block C erzeugten elektromagnetischen Schauers verloren. Das Neutron schlägt in Block D ein weiteres Neutron heraus und beide werden mehrmals gestreut bevor sie den Detektor wieder verlassen. Das Proton blieb im Target stecken, so dass keine Spur von ihm sichtbar ist. Gleichzeitig demonstriert das Bild wie der komplette Experimentaufbau (TAPS-Blöcke, FW, Streukammer, Target und Strahlrohre) mit GEANT implementiert wurde.

aus der gemessenen Pionverteilung ermittelt. Das Verfahren wird ausführlich bei [Wiß 98] behandelt.

Die Iteration startet mit einer Verteilung $S_0(E, \Theta)$ der π^0 , die in E und Θ gleichverteilt ist. Über die rekonstruierte Verteilung $R_0(E, \Theta)$ lässt sich dann eine erste Effizienz wie folgt berechnen:

$$\epsilon_0(E, \Theta) = \frac{R_0(E, \Theta)}{S_0(E, \Theta)}$$

Mit dieser Nachweiswahrscheinlichkeit und der gemessenen Pionverteilung $D(E, \Theta)$

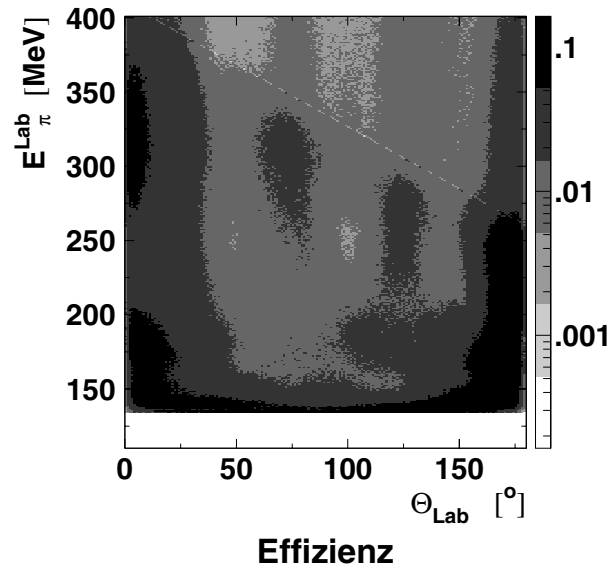


Abbildung 4.2: Aufgetragen ist die ermittelte Effizienz über der Energie und dem Polarwinkel der Pionen im Laborsystem. Im experimentell zugänglichen Bereich, unterhalb der gestrichelten Linie, wurde zur Bestimmung der Effizienz ca. 8 mal soviel simuliert wie oberhalb.

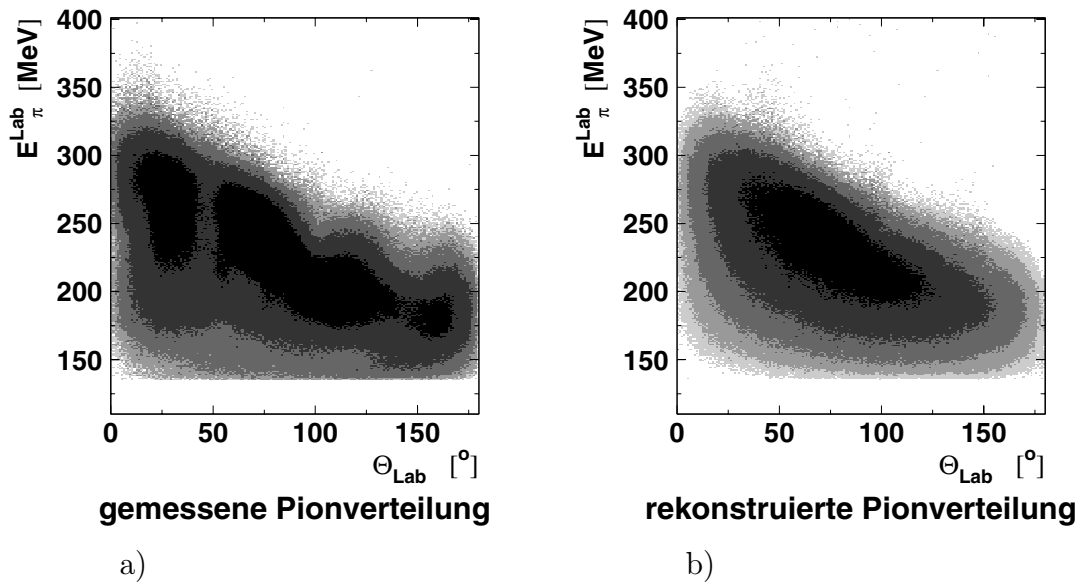


Abbildung 4.3: In Diagramm a) ist die im Laborsystem gemessene Pionverteilung dargestellt. Aus dieser wurde mit Hilfe der ermittelten Nachweiswahrscheinlichkeit der Pionen die Ausgangsverteilung, Diagramm b), rekonstruiert.

ergibt sich in erster Näherung die physikalische Ausgangsverteilung zu

$$S_1(E, \Theta) = \frac{D(E, \Theta)}{\epsilon_0(E, \Theta)},$$

die zugleich die Startverteilung für den nächsten Iterationsschritt darstellt. Das Iterationsverfahren besitzt also folgende Form:

$$\epsilon_i(E, \Theta) = \frac{R_i(E, \Theta)}{S_i(E, \Theta)} \quad \text{und} \quad S_{i+1}(E, \Theta) = \frac{D(E, \Theta)}{\epsilon_i(E, \Theta)}$$

Dieses Verfahren wird so lange wiederholt, bis sich im Rahmen der statistischen Fehler von experimentellen und simulierten Daten die rekonstruierte Ausgangsverteilung nicht mehr ändert. Tatsächlich wurde nur ein Iterationsschritt benötigt, um Konvergenz zu erreichen.

Die aus den Simulationen bestimmte Nachweiswahrscheinlichkeit im Laborsystem ist in Abb. 4.2 über Energie und Polarwinkel dargestellt. Damit ergibt sich aus der gemessenen Pionverteilung (Abb. 4.3a) die in Abbildung 4.3b gezeigte (rekonstruierte) Ausgangsverteilung der π^0 -Mesonen.

4.2 Energieschwelle für den Nachweis von Teilchen in der Vorwärtswand

Für die Bestimmung der minimalen Startenergie, die Deuteronen und Protonen benötigen, um in der Vorwärtswand nachgewiesen zu werden, wurden vereinfachte Simulationen durchgeführt. Dabei starten die jeweiligen Teilchen nur in der Mitte vom Target in Richtung Vorwärtswand. Eine Verteilung der Startposition über das ganze Target führt im wesentlichen nur zu einer Verbreiterung des so bestimmten Mittelwertes.

Bei der Identifikation der Teilchen (siehe Kap. 3.8.2) spielt die Flugzeit eine entscheidende Rolle. Aus diesem Grund ist in Abbildung 4.4 die Startenergie E_0 der Teilchen (links für Deuteronen, rechts für Protonen) über der Flugzeit aufgetragen. Man erkennt, dass die Kurve ab einer Flugzeit von ca. 20 ns waagrecht verläuft und somit nicht mehr zur Energiebestimmung genutzt werden kann. Damit kann man die Energieschwellen für den Nachweis aus den Diagrammen direkt ablesen:

$$E_d \stackrel{!}{>} 55 \text{ MeV}, \quad E_p \stackrel{!}{>} 40 \text{ MeV}$$

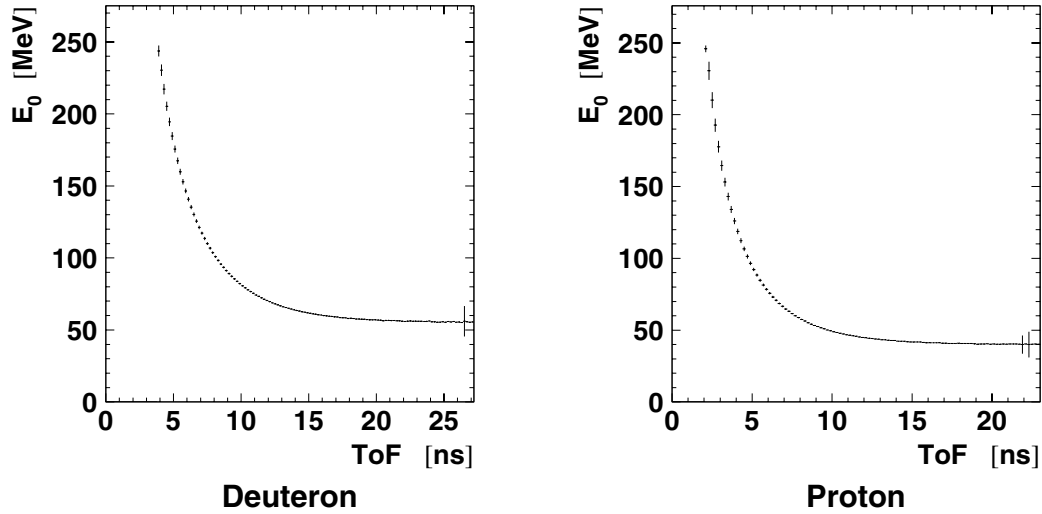


Abbildung 4.4: Über der Flugzeit Target-Vorwärtswand ist jeweils die kinetische Startenergie der Teilchen, links für Deuteronen und rechts für Protonen, aufgetragen. Die Energieschwellen für den Nachweis lassen sich direkt aus den Diagrammen ablesen: $E_d > 55 \text{ MeV}$, $E_p > 40 \text{ MeV}$.

4.3 Simulation der kohärenten Produktion

Die kohärente Produktion ist dadurch gekennzeichnet, dass das Deuteron nach der Reaktion im Grundzustand ist, d. h. gebunden bleibt: $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$. Die invariante Masse $m_{\text{cm}} = \sqrt{s}$ im Schwerpunktsystem von γd berechnet sich aus der Photonenergie E_γ wie folgt ($c = 1$):

$$s = 2 E_\gamma m_d + m_d^2 \quad (4.1)$$

Im kohärenten Fall zerfällt dieser Massezustand in ein π^0 und ein Deuteron. Da die Winkelverteilung keinen Einfluss auf die weiteren Analyseschritte hat, wurde die Simulation zunächst mit einer isotropen Winkelverteilung im Schwerpunktsystem durchgeführt. Der Schwerpunkt selbst bewegt sich mit

$$\vec{\beta} = \frac{\vec{p}_\gamma}{E_\gamma + m_d}, \quad (4.2)$$

so dass noch eine Lorentztransformation ins Laborsystem durchgeführt werden muss.

Realistische Winkelverteilungen der Pionen erhält man zum Beispiel mit dem Koaleszenz-Modell (siehe unten, Kap. 4.4.3).

4.4 Simulation der inkohärenten Produktion

Der inkohärente Kanal zeichnet sich durch den Aufbruch des Deuterons aus:

$$\gamma d \rightarrow \pi^0 n p.$$

Ausgehend von einem Drei-Körper-Phasenraum wurden verschiedene Modelle entwickelt, die weitere physikalische Effekte berücksichtigen und so zu einer besseren Beschreibung der Daten führen.

In dem untersuchten Energiebereich ($E_\gamma \leq 306 \text{ MeV}$) ist die Photoproduktion der Pionen über die Deltaresonanz dominant. Dies führt zunächst auf das quasi-freie Modell, das über die elementare Produktion an einem Nukleon diesen Prozess beinhaltet. Erweiterungen dieses Modells basieren auf verschiedene Endzustandswchselwirkungen zwischen den beiden auslaufenden Nukleonen. Zum einen findet das Koaleszenz-Modell Anwendung und zum anderen wird ausgehend von der NN-Streuung diese FSI Wechselwirkung mikroskopisch berechnet.

4.4.1 Quasi-freies Modell

Das quasi-freie Modell wird durch den Graphen in Abb. 4.6 repräsentiert.

In der Simulation wird als erstes festgelegt, an welchem der Nukleonen (p oder n) das Photon ankoppelt. Im folgenden sei o. B. d. A. angenommen, dass es sich bei dem aktiven Nukleon um das Proton handelt. Als nächstes wird sein Fermi-Impuls im Anfangszustand entsprechend der Impulsverteilung $|\psi(p_F) \cdot p_F|^2$, wie sie sich aus der Hulthen-Wellenfunktion ergibt [Kol 76], gewürfelt:

$$\psi(p_F) = \frac{1}{\kappa^2 + p_F^2} - \frac{1}{\beta^2 + p_F^2} \quad (4.3)$$

mit

$$\begin{aligned} \kappa &= \sqrt{m_p \delta}, \quad \delta : \text{Bindungsenergie des Deuterons} \quad \text{und} \\ \beta &= 5.2 \kappa \end{aligned}$$

Das Neutron wird in diesem Modell als reiner Zuschauer betrachtet und läuft mit dem entgegengesetzten Fermi-Impuls aus. Diese Zuschauer führen zu dem niederegetischen Anteil ($E < 15 \text{ MeV}$) in der Nukleonenverteilung in Abbildung 4.8. Energie und Impuls des Neutrons ergeben sich damit zu:

$$E_n = \sqrt{p_F^2 + m_n^2}, \quad \vec{p}_n = -\vec{p}_F \quad (4.4)$$

Für das Proton folgt aus der Energie- und Impulserhaltung

$$E_p^* = m_d - \sqrt{p_F^2 + m_n^2}, \quad \vec{p}_p^* = \vec{p}_F \quad (4.5)$$

Damit ist das Proton nicht mehr auf der Massenschale, denn $E_p^* \neq \sqrt{p_F^2 + m_p^2}$. Das Photon formt zusammen mit dem Proton ein Delta, das anschließend in ein π^0 und p zerfällt. Dieser Prozess wird mit Hilfe der elementaren, winkeldifferentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\gamma p \rightarrow \pi^0 p)$ bzw. $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\gamma n \rightarrow \pi^0 n)$, wie sie in der SAID-Datenbank [Arn 87] abgelegt sind, gewichtet. Die Wirkungsquerschnitte wurden dazu über der invarianten Masse \sqrt{s} und dem Streuwinkel Θ im Schwerpunktsystem von γp parametrisiert. Masse und Geschwindigkeit des Schwerpunktsystems von γp berechnen sich damit wie folgt ($c = 1$):

$$s = (E_\gamma + E_p^*)^2 - (\vec{p}_\gamma + \vec{p}_F)^2 \quad (4.6)$$

$$\vec{\beta} = \frac{\vec{p}_\gamma + \vec{p}_F}{E_\gamma + E_p^*} \quad (4.7)$$

Wie im kohärenten Fall ist noch eine Lorentztransformation ins Laborsystem durchzuführen.

Ein kritischer Punkt in diesem Modell stellt die Wechselwirkung des Photons mit dem Proton dar, das jenseits der Massenschale ist (Abb. 4.6). Dies führt zu der Frage, ob das \sqrt{s} , das durch Gleichung 4.6 beschrieben wird, auch tatsächlich den Wirkungsquerschnitt festlegt. Es zeigt sich jedenfalls, dass eine bessere Beschreibung der Daten gelingt, wenn für diesen Zwischenschritt, d. h. für die Bestimmung der Gewichte, das Proton auf die Massenschale gehoben wird. Im anderen Fall ist die Delta-Resonanz in der Simulation gegenüber den experimentellen Daten zu größeren Photonenergien hin verschoben. Energie- und Impulserhaltung werden im Ausgangskanal über den Zerfall des Deltas wieder hergestellt.

4.4.2 Quasi-freies Modell mit FSI¹

Eine wesentliche Verbesserung des Modells gelingt durch die Berücksichtigung einer Endzustandswechselwirkung zwischen den auslaufenden Nukleonen. Den Einfluss auf die Energie- und Winkelverteilungen der Teilchen (π^0 , p und n) sieht man in den Abbildungen 4.5 und 4.9. Die Nukleonen sind durch die FSI stärker vorwärts gerichtet — Annäherung an den kohärenten Prozess. Diese ist um so

¹engl. *final state interaction*: Endzustandswechselwirkung

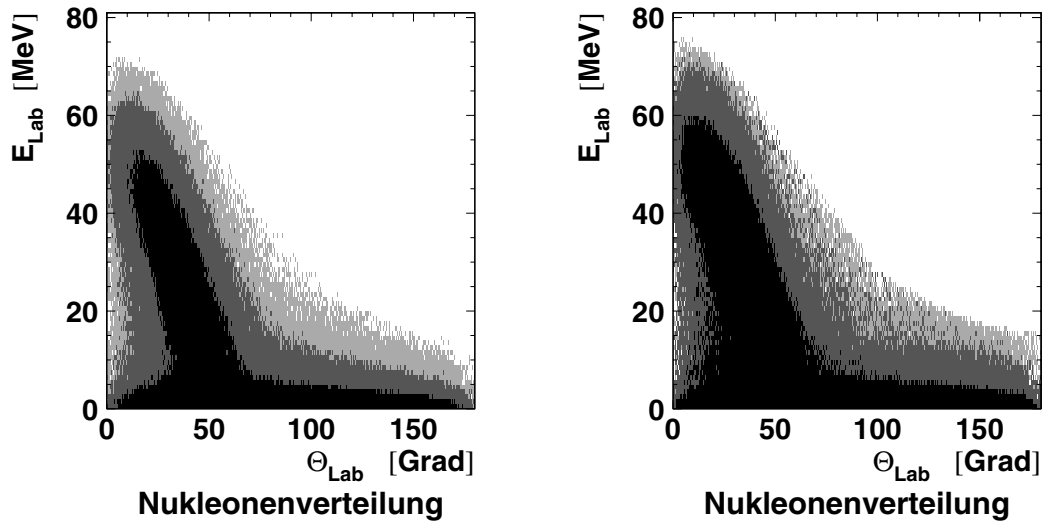


Abbildung 4.5: Verteilung der Teilchen im quasi-freien Modell ohne FSI (links) und mit FSI (rechts) bei $E_\gamma = 215 \text{ MeV}$. Man sieht im rechten Bild, dass die Nukleonen stärker vorwärts gerichtet sind. Auf Grund der Kinematik werden die Pionen dadurch zu größeren Winkeln gestreut.

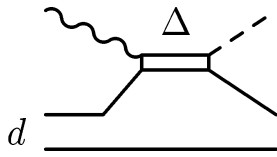


Abbildung 4.6: Graph der quasi-freien Pion-Photoproduktion.

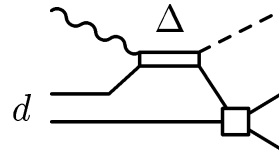


Abbildung 4.7: Graph der quasi-freien Pion-Photoproduktion mit NN-FSI.

stärker je kleiner der Relativimpuls zwischen den auslaufenden Nukleonen ist. Dadurch ist der Effekt besonders gut bei den kleinen Photonenergien (Abb. 4.5) zu sehen. Wird über alle primären Photonenergien summiert, so erkennt man fast keinen Unterschied mehr zwischen den Spektren beider Simulationen (Abb. 4.9).

Die hier verwendete Endzustandswechselwirkung (Abb. 4.7) beschreibt die elastische Streuung der Nukleonen im Ausgangskanal. Die Streuamplitude f_{np} auf der Massenschale ist gegeben durch [Sch 93]

$$f_{np} = \frac{1}{-a^{-1} - ip + \frac{1}{2} r p^2} \quad (4.8)$$

mit

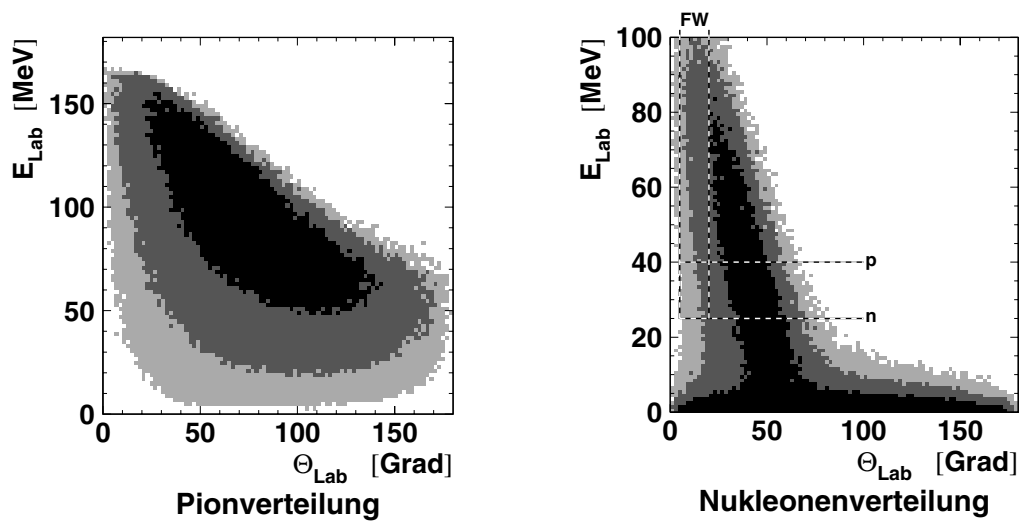


Abbildung 4.8: Verteilung der Teilchen im quasi-freien Modell summiert über alle primären Photonenergien.

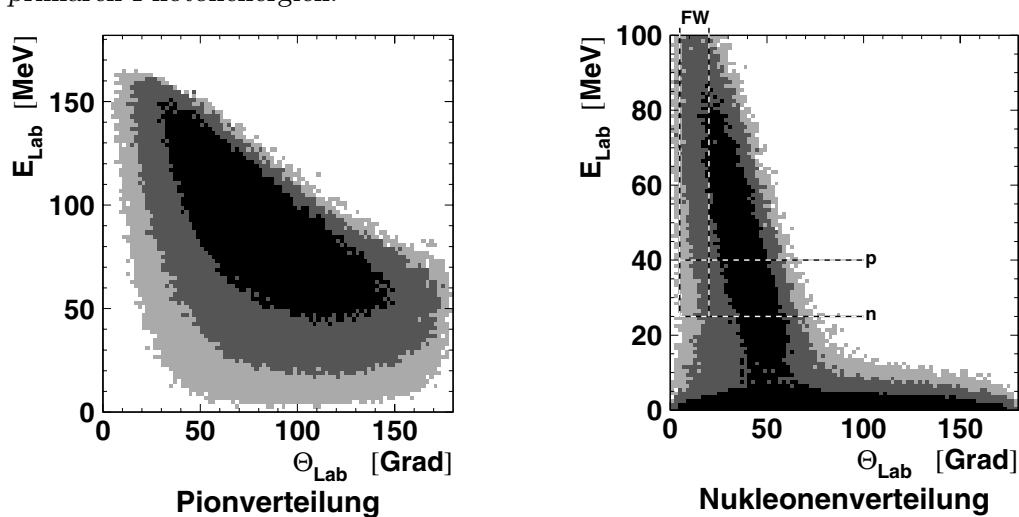


Abbildung 4.9: Verteilung der Teilchen im quasi-freien Modell mit FSI summiert über alle primären Photonenergien.

In den Diagrammen sind jeweils die Verteilungen der Pionen bzw. der Nukleonen (p , n) dargestellt, wie sie sich aus den unterschiedlichen Modellen ergeben, wenn der gesamte Energiebereich simuliert wird. Für die Nukleonen wurde der Bereich, der im Experiment durch die Vorwärtswand (FW) abgedeckt wird, eingerahmt. Dabei wurden die Schwellenenergien für den Nachweis der Teilchen berücksichtigt. Im Falle der Neutronen handelt es sich nicht um eine „echte“ Schwelle, sondern um die kleinste Energie, bei der die Nachweiseffizienz noch bekannt ist.

Die Nukleonen sind durch die NN-Endzustandswechselwirkung stärker nach vorne gerichtet. Durch die Summation über alle Photonenenergien ist der Effekt hier kaum sichtbar. Deutlich erkennbar ist er hingegen bei niedrigen Primärenergien (vgl. Abb. 4.5).

$$\left. \begin{array}{ll} a = 5.40 \text{ fm} & \text{Streulänge} \\ r = 1.75 \text{ fm} & \text{effektive Reichweite} \\ p & \text{Impuls eines Nukleons im Schwerpunktsystem von beiden.} \end{array} \right\} \text{ für die } {}^3s_1 \text{ Partialwellen}$$

Die Amplitude A_0 des elementaren Prozesses am Nukleon wird dadurch wie folgt modifiziert:

$$\sigma \sim A^2 = A_0^2 \cdot |1 + F|^2 \quad (4.9)$$

Die Amplitude F wird mit Hilfe des Graphen in Abb. 4.7 berechnet. Zusätzlich wurden in Gleichung 4.10 auch Effekte beachtet, die daher stammen, dass sich die Nukleonen auch jenseits der Massenschale befinden können ([Kol 76, Sch 99]):

$$F = \frac{2}{Q} \cdot \left[J(\kappa) - J(\beta) - \arctan \frac{2Q(\beta - \kappa)}{Q^2 + 8\beta(\beta + \kappa)} \right] \cdot \frac{1}{\psi(p_F)} \cdot f_{np} \quad (4.10)$$

mit

$$J(x) = \frac{i}{2} \ln \frac{q + Q + i \cdot 2x}{q - Q + i \cdot 2x}$$

Dabei ist $\vec{Q} = \vec{k}_\gamma - \vec{k}_{\pi^0}$ der Impulsübertrag, $\vec{q} = \vec{p}_p - \vec{p}_n$ der Relativ-Impuls im Laborsystem und $\psi(p_F)$, κ , β haben die gleiche Bedeutung wie in Gleichung 4.3.

4.4.3 Koaleszenz²-Modell

Das Koaleszenz-Modell wurde von Butler und Pearson [But 61, But 62, But 63] entwickelt, um die Produktionsraten von Deuteronen in Hochenergie-Reaktionen von Protonen mit Kernen zu erklären. Dieses Modell beschreibt die Bildung der Deuteronen als Verschmelzung von Kaskade-Nukleonen, die bei der Einstellung des Gleichgewichtes emittiert werden. Dabei wird das mittlere Potential als dritter Stoßpartner behandelt, der den Rückstoßimpuls aufnimmt.

Wesentlich vereinfacht wurde dieses Modell von Schwarzschild und Zupančič [Sch 63], indem davon ausgegangen wird, dass zwei schnell auslaufende Nukleonen immer dann ein Deuteron bilden, wenn ihr Relativ-Impuls p_{rel} kleiner ist als ein bestimmter Impuls q_0 . Damit ist die Deuterondichte im Impulsraum proportional zum Produkt aus Protonendichte und Wahrscheinlichkeit P , die angibt, innerhalb einer kleinen Impulskugel mit dem Radius q_0 um das Proton herum ein Neutron zu finden [Mac 85]:

$$P = \frac{4}{3} \pi q_0^3 \frac{\gamma_c}{M} \frac{d^3 N_n}{dp_n^3} \quad (4.11)$$

²Koaleszenz: Verschmelzung; n und p verschmelzen in diesem Modell zu d

Dabei ist M die mittlere Multiplizität an Protonen, N_n die Anzahl der Neutronen und γ_c ein relativistischer Korrekturfaktor.

Zur Beschreibung der experimentellen Ausbeuten an Deuteronen in hochenergetischen Protonenstößen wird ein q_0 von ca. 400 MeV/c benötigt [Sch 63], während in Schwer-Ionen-Stößen deutlich kleinere Werte für $q_0 \approx 130$ MeV/c [Gut 76] gefunden werden. Es scheint, dass dichte Kernmaterie bei der Bildung der Deuteronen eine wesentliche Rolle spielt. Die Bildung der Deuteronen ist noch nicht bis in alle Einzelheiten verstanden.

In unserer Simulation wird die grundlegende Idee von Schwarzschild und Zupančič aufgegriffen und abhängig vom Relativimpuls zwischen dem auslaufenden Proton und Neutron bilden beide entweder ein Deuteron oder sie laufen getrennt aus:

$$\begin{aligned} p_{rel} \leq q_0 & \quad p n \rightarrow d \\ p_{rel} > q_0 & \quad p, n \text{ bleiben unverändert} \end{aligned} \tag{4.12}$$

Dabei wurde ausgehend vom quasi-freien Modell das Koaleszenz-Modell als eine Art Endzustandswechselwirkung zwischen Proton und Neutron implementiert. Der Parameter q_0 wurde einmal für den gesamten Energiebereich an die Daten angepasst und ergibt sich zu $q_0 \approx 300$ MeV/c. Damit liegt der Wert von q_0 in der gleichen Größenordnung, wie bei den Experimenten mit hochenergetischen Protonen.

Kapitel 5

Theoretische Betrachtungen

Für ein tieferes Verständnis der photoinduzierten π^0 -Produktion am Deuteron ist es notwendig, die elementaren Prozesse am Nukleon zu verstehen. Dies gilt nicht nur für die neutrale Pion-Erzeugung, sondern gerade auch für die geladene Pion-Produktion am Nukleon. Denn die geladenen Pionen können virtuell im Deuteron erneut gestreut werden und anschließend durch einen pionischen Ladungsaustausch (vgl. Abb. 5.1d) zum π^0 -Wirkungsquerschnitt beitragen. Dieser Effekt trägt besonders an der Schwelle zur π^0 -Produktion am Deuteron bei, da direkt an der π^0 -Schwelle der geladene Pionproduktionskanal noch geschlossen ist ($m_{\pi^\pm} > m_{\pi^0}$) und oberhalb der π^\pm -Schwelle die elementare ungeladene Pion-Produktion im Vergleich zur geladenen Pion-Produktion unterdrückt ist (vgl. Kap. 5.1).

Damit stellen die geladene und ungeladene photoinduzierte Pion-Produktion am Nukleon die grundlegenden Prozesse in den verschiedenen Modellen zur Beschreibung der kohärenten (Kap. 5.2) und der inkohärenten (Kap. 5.3) π^0 -Produktion am Deuteron dar. Auf eine Besonderheit des totalen Wirkungsquerschnittes wird in Kapitel 5.4 eingegangen. In Kapitel 5.5 wird der hypothetische d' -Mechanismus und der erwartete Beitrag zum Wirkungsquerschnitt vorgestellt.

Einen Vergleich zwischen experimentellen Daten und verschiedenen theoretischen Methoden (LET¹, PV², PV+³, CQM⁴, ...), die die Amplituden der Pion-Photo-Produktion an der Schwelle an Nukleonen berechnen, findet sich in [Dre 92].

Im folgenden wird der Schwerpunkt auf theoretischen Modellen liegen, die dem

¹low energy theorem

²pseudo vector coupling

³pseudo vector coupling with vector meson exchange

⁴constituent quark model

pseudo-vektoriellen Ansatz folgen.

5.1 Photoinduzierte Pion-Produktion am Nukleon

Photonen können über folgende Reaktionen am Nukleon Pionen erzeugen:

$$\gamma p \rightarrow \pi^+ n, \quad (5.1)$$

$$\gamma p \rightarrow \pi^0 p, \quad (5.2)$$

$$\gamma n \rightarrow \pi^- p, \quad (5.3)$$

$$\gamma n \rightarrow \pi^0 n \quad (5.4)$$

Die Übergangsamplituden, die diese Prozesse beschreiben, können nach Isospin-, Helizitäts- oder Multipolamplituden entwickelt werden. Im Anhang A.1 ist die Nomenklatur der Multipolamplituden, die im folgenden verwendet werden, näher erläutert.

Der Lagrangian, der die Wechselwirkung des Pions mit dem freien Nukleon beschreibt, kann wie folgt dargestellt werden:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma_\mu\partial^\mu - m)\psi + \frac{1}{2}(\partial^\mu\varphi \cdot \partial_\mu\varphi - m_\pi^2\varphi \cdot \varphi) + \mathcal{L}_{\text{WW}} \quad (5.5)$$

Dabei sind ψ das Feld des freien Nukleons, φ das pseudoskalare, isovektorielle Feld des Pions und m, m_π die Masse des Nukleons bzw. Pions. Die einfachste πNN Wechselwirkung \mathcal{L}_{WW} , die konstruiert werden kann, ist entweder linear in φ oder linear in den Ableitungen von $\partial_\mu\varphi$. Dies führt im ersten Fall zu der pseudoskalaren Kopplung (PS)

$$\mathcal{L}_{\text{PS}} = -g\bar{\psi}i\gamma_5\boldsymbol{\tau}\psi\boldsymbol{\varphi} \quad (5.6)$$

und im zweiten Fall zu der pseudovektoriellen Kopplung (PV)

$$\mathcal{L}_{\text{PV}} = \frac{f}{m_\pi}\bar{\psi}\gamma^\mu\gamma_5\boldsymbol{\tau}\psi \cdot \partial_\mu\boldsymbol{\varphi}. \quad (5.7)$$

Dabei stellt $\boldsymbol{\tau}$ den Isospinoperator des Nukleons dar. Die Definition der Matrizen $(\gamma_\mu, \boldsymbol{\tau}, \dots)$ folgt der Darstellung in [Eri 88].

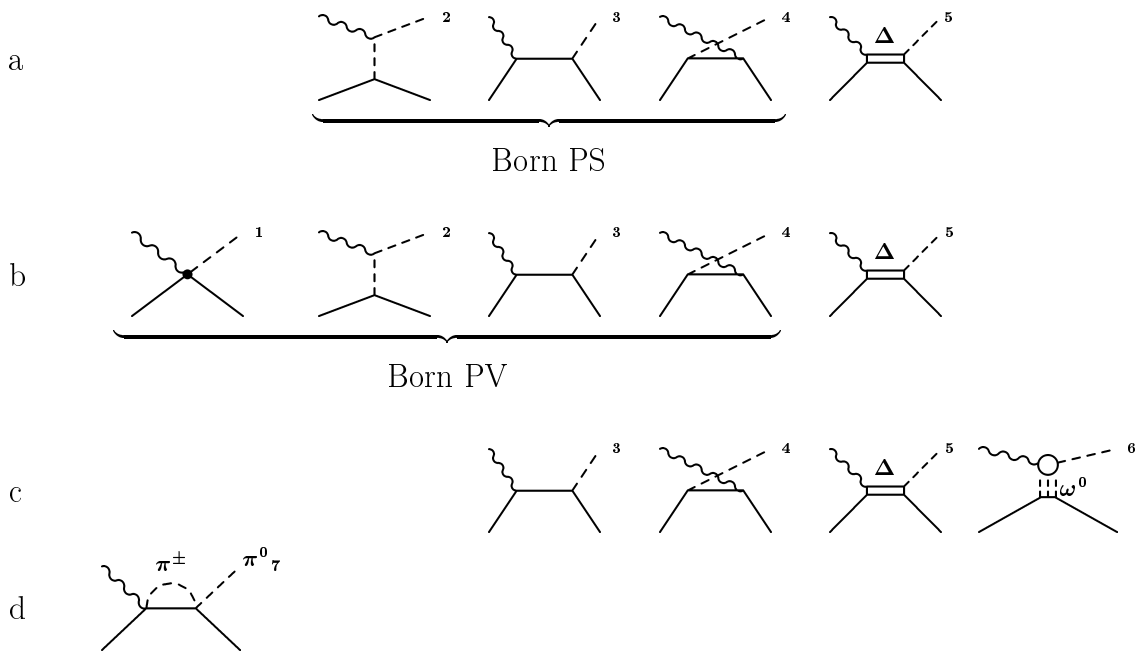


Abbildung 5.1: Graphen zur elementaren Pion-Produktion am Nukleon.

Durchgezogene Linie symbolisiert das Nukleon (p , n), die gestrichelte das Pion und in Schlangenlinie ist das Photon dargestellt. Zur Bezeichnung der Diagramme: (1) Kroll-Rudermann-Term, (2) Pion-Pol-Term, (3) direkter Nukleon-Born-Term, (4) gekreuzter Nukleon-Born-Term, (5) resonanter Beitrag des Deltas, (6) ω^0 -Austausch-Term und (7) Rückstreuung des Pions mit Ladungsaustausch.

In *a* und *b* sind die Graphen der geladenen Pion-Produktion mit pseudoskalarer (PS) bzw. pseudovektorieller (PV) Kopplung gezeigt. Zur Erhaltung der Eichinvarianz muss im Falle der PV-Kopplung ein zusätzlicher Term, der sogen. Kroll-Rudermann-Term, hinzugenommen werden. Dieser trägt, wie der Pion-Pol-Term, nicht zur π^0 -Produktion (*c*) bei, da das Photon nicht an den neutralen Pionstrom koppelt. Für eine gute Beschreibung der experimentellen Daten muss der ω^0 -Austausch berücksichtigt werden. Einen signifikanten Beitrag zur π^0 -Produktion an der Schwelle liefert auch die Rückstreuung der geladenen Pionen mit anschließendem Ladungsaustausch (*d*).

Befinden sich die Nukleonen auf der Massenschale, sind die beiden Kopplungen gleich und es folgt für die Kopplungskonstanten (Äquivalenz-Theorem [Fri 77])

$$\frac{f}{m_\pi} = \frac{g}{2m}. \quad (5.8)$$

Sobald die Nukleonen aber in Kernen gebunden sind, ist dies nicht mehr erfüllt und die Ergebnisse sind nur noch näherungsweise gleich [Eri 88].

Mit diesen beiden Ansätzen (PS, PV) können die für die elementare Pion-Produktion relevanten Graphen (Abb. 5.1) berechnet werden. Im Falle der PV-Kopplung ist

Reaktion	Konfiguration	Dipolmoment	Verhältnis
$\gamma p \rightarrow \pi^+ n$		ez	1
$\gamma p \rightarrow \pi^0 p$		$-\frac{m_\pi}{m} ez$	$-\frac{m_\pi}{m}$
$\gamma n \rightarrow \pi^- p$		$-(1 + \frac{m_\pi}{m}) ez$	$-(1 + \frac{m_\pi}{m})$
$\gamma n \rightarrow \pi^0 n$		0	0

Tabelle 5.1: Für die unterschiedlichen Möglichkeiten, ein Pion am Nukleon zu produzieren wurde das Dipolmoment des $N\pi$ -Paares im Ausgangskanal für den Limes $v \rightarrow 0$ berechnet. Dabei gibt z den Abstand des Pions zum Massenschwerpunkt an.

Weil das Photon nur an geladene Ströme ankoppeln kann, stellt das Verhältnis der Dipolmomente eine gute Näherung für das unterschiedliche Schwellenverhalten der verschiedenen Reaktionen dar.

ein zusätzlicher Graph, der sog. „Kroll-Rudermann“-Term bzw. „Seagull“-Term notwendig, um die Eichinvarianz für die Born-Terme wieder herzustellen. Dies führt dazu, dass im Falle der geladenen Pion-Produktion die Ergebnisse der PS- und PV-Kopplung fast gleich sind. Für die neutrale Pion-Produktion gilt dies nicht mehr.

Dabei wird die PV-Kopplung bevorzugt, weil Berechnungen der Born-Terme in dieser Kopplung ein Ergebnis liefert, das mit den Vorhersagen von LET und den Rechnungen der Stromalgebra konsistent ist [Lag 77].

Ein anderer Ansatz besteht darin, eine lineare Kombination von PS und PV [Gar 95, Buc 79] zu verwenden. Die im weiteren diskutierten Modelle beschränken sich auf Berechnungen mit einer reinen PV-Kopplung.

5.1.1 Geladene Pion-Produktion am Nukleon

Für den hier untersuchten Energiebereich sind die Multipole niedrigster Ordnung (E_{0+} und M_{1+}) dominant. Die M_{1+} -Amplitude repräsentiert im wesentlichen den Beitrag aus der Delta-Resonanz $\Delta(1236)$, während E_{0+} durch die Born-Terme

bestimmt ist.

Das Verhalten der E_{0+} -Amplitude an der Schwelle kann in einem einfachen Bild mit Hilfe des klassischen Dipolmomentes des πN -Systems im Ausgangskanal (siehe Tabelle 5.1) verstanden werden. In dieser einfachen Näherung ist die E_{0+} -Amplitude proportional zum Dipolmoment von πN und das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte direkt an der Schwelle ergibt sich zu

$$\frac{\sigma_{E_{0+}}(\gamma n \rightarrow \pi^- p)}{\sigma_{E_{0+}}(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)} = \left(1 + \frac{m_\pi}{m}\right)^2 \simeq 1.3.$$

Dieser Wert ist auch experimentell bestätigt [Ada 69, Bur 63]:

$$\frac{\sigma(\gamma n \rightarrow \pi^- p)}{\sigma(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)} \simeq 1.3.$$

Die Rechnungen von Laget [Lag 78b] mit PV-Kopplung ergeben für dieses Verhältnis einen Wert von 1.32, der ebenso in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen ist.

5.1.2 Ungeladene Pion-Produktion am Nukleon

Schon das einfache Dipol-Modell (Tab. 5.1) zeigt, dass die π^0 -Produktion an der Schwelle im Vergleich zur geladenen Pion-Produktion unterdrückt ist. Dies liegt daran, dass das Photon, Austauscheteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung, in erster Näherung nicht an den neutralen Pion-Strom ankoppeln kann. In dieser Näherung tragen damit auch die ersten zwei Born-Graphen (Abb. 5.1b) nicht zur Produktionsamplitude bei, so dass der gesamte Beitrag der Born-Terme zum Wirkungsquerschnitt deutlich kleiner ist als in der geladenen Pion-Produktion.

Direkt an der Schwelle gibt es noch eine weitere Besonderheit. Die beiden führenden Graphen, direkter und gekreuzter Nukleon-Born-Term, haben ungefähr den gleichen Betrag, aber besitzen ein entgegengesetztes Vorzeichen. Dadurch heben sich die Beiträge dieser Terme nahezu auf und die E_{0+} -Amplitude wird an der Schwelle besonders auf kleine Beiträge, wie z. B. aus dem Rückstreu-Term (Abb. 5.1d), empfindlich.

In diesem Modell gelingt eine gute Beschreibung der neutralen Pion-Produktion am Nukleon nur, wenn zusätzlich der ω^0 -Austauschgraph, wie in Abb. 5.1c dargestellt, berücksichtigt wird. Dieser trägt wesentlich zur nicht-resonanten magnetischen Dipolamplitude bei [Lag 77].

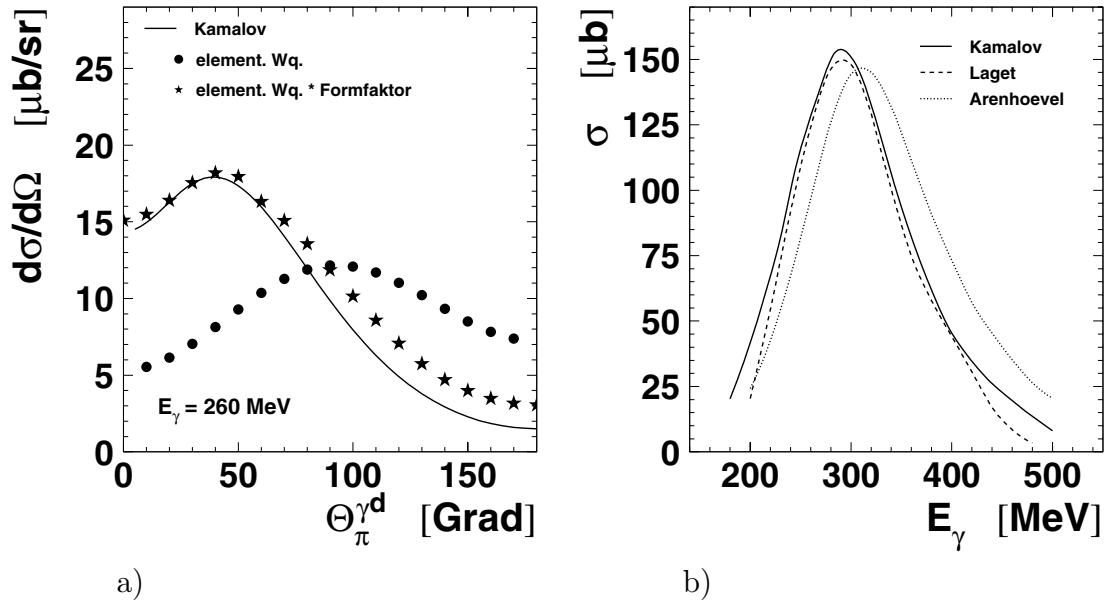


Abbildung 5.2: In Abbildung a) ist der kohärente, differenzielle Wirkungsquerschnitt am Deuteron für $E_\gamma = 260 \text{ MeV}$ dargestellt, wie er von Kamalov [Kam 97] (durchgezogene Linie) und nach Gleichung 5.10 (Sterne) berechnet wurde. Die Datenpunkte repräsentieren den elementaren Wirkungsquerschnitt am Proton (aus der SAID-Analyse [Arn 87])
Abbildung b) zeigt die unterschiedlichen Berechnungen des totalen Wirkungsquerschnittes nach Kamalov [Kam 97] (durchgezogene Linie), Laget [Lag 78b] (gestrichelte Linie) und Arenhövel [Are 95] (gepunktete Linie).

5.2 Kohärente π^0 -Produktion am Deuteron

Ein einfacher Ansatz zur Berechnung des kohärenten π^0 -Wirkungsquerschnittes am Deuteron kann in Analogie zur Elektronstreuung an ausgedehnten Ladungsverteilungen (Kerne), wie folgt abgeleitet werden:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Kern}} \sim \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} \cdot F(q)^2 \quad \text{Elektronstreuung} \quad (5.9)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_d \sim \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\gamma N \rightarrow \pi^0 N} \cdot |F(q)|^2 \quad (5.10)$$

mit F : Formfaktor des Deuterons

Beispielhaft wurde die Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnittes bei einer Energie von $E_\gamma = 260 \text{ MeV}$ durchgeführt. Dazu wurde der elementare Querschnitt am Proton (aus der SAID-Analyse [Arn 87]) und der gemessene Formfaktor des Deuterons [Pla 90] verwendet. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.2a

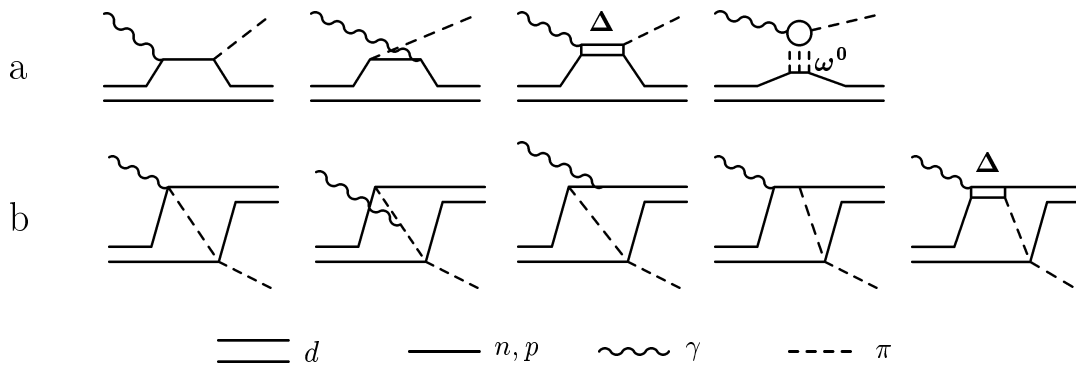


Abbildung 5.3: Diagramme zur kohärenten π^0 -Produktion.

a) direkte Beiträge zur Amplitude $\gamma d \rightarrow d \pi^0$

b) Beiträge über die Pionrückstreuung.

(Sterne) zu sehen. Man erkennt, dass der kohärente Querschnitt im Gegensatz zum elementaren Wirkungsquerschnitt vorwärts gerichtet ist.

Ursache dafür ist der Impulsübertrag der Pionen auf das Deuteron, der um so kleiner ist, je mehr das Pion nach vorne gestreut wird. Kleine Impulsüberträge werden aber von der Wellenfunktion des Deuterons bevorzugt. Dagegen führen hohe Impulsüberträge wegen der kleinen Bindungsenergie des Deuterons oft zum Aufbruch und somit zu einem Verlust im kohärenten Kanal.

Sieht man von der absoluten Normierung ab, die in Abb. 5.2b im Maximum angepasst⁵ wurde, stimmt dieses einfache Modell überraschend gut mit den detaillierten Rechnungen von Kamalov überein [Kam 97] (durchgezogene Linie).

Für die Berechnung der Pion-Produktion am Deuteron wird ein Ansatz verwendet, der die Einflüsse der Fermi-Bewegung der Nukleonen, das offshell-Verhalten der elementaren Produktionsamplituden und die Propagation des erzeugten Pions berücksichtigen. Diesem Ansatz folgen Laget und Bosted [Lag 78b] sowie Kamalov und Tiator [Kam 97]. Die Rechnungen von Kamalov benutzen sogar die Darstellung der elementaren Amplituden von Laget. Die entsprechenden Reaktionsgraphen sind in Abbildung 5.3a dargestellt. Wie gezeigt, werden die Born-Terme, der ω^0 -Austausch und die resonanten Beiträge der Delta-Resonanz in den Rechnungen berücksichtigt.

⁵Wird für Proton und Neutron die gleiche Produktionsamplitude angenommen, ergibt sich ein Proportionalitätsfaktor von 4. In Abb. 5.2b wurde dieser Faktor graphisch angepasst: 2.9

Die Unterschiede beider Modellrechnungen ergeben sich durch die unterschiedliche Behandlung der Rückstreuung der Pionen an den Nukleonen des Deuterons. Laget berechnet diesen Beitrag mit Hilfe der Diagramme in 5.3b, während Kamalov eine Methode aus der Vielfach-Streuung benützt. Damit erwartet man Unterschiede hauptsächlich bei kleinen Energien, da diese Effekte an der Schwelle besonders stark zur gesamten Amplitude beitragen. Die Ergebnisse von Laget [Lag 78b] (gestrichelte Linie) und Kamalov [Kam 97] (durchgezogene Linie) sind in Abbildung 5.2b dargestellt.

Eine weitere Rechnung zur kohärenten π^0 -Produktion am Deuteron wurde von Wilhelm und Arenhövel [Are 95] durchgeführt. Diese beruht auf der zeit-geordneten Störungstheorie, wobei die Rückstreuung der Pionen im Ausgangskanal nicht berücksichtigt wird.

5.3 Inkohärente π^0 -Produktion am Deuteron

Ein einfaches Modell der inkohärenten π^0 -Produktion am Deuteron stellt das sog. „Zuschauer-Modell“⁶ dar. Dabei wird ein Nukleon als reiner Zuschauer behandelt, d. h. es läuft mit seinem Fermi-Impuls aus, während am anderen Nukleon des Deuterons das Pion produziert wird.

Dieses Modell benutzen sowohl Laget [Lag 78a, Lag 81] als auch Schmidt und Arenhövel [Are 96] in ihren Rechnungen. Die Unterschiede der beiden Arbeiten liegen in der Berechnung der elementaren Pion-Produktionsamplituden. Sie verwenden zum Beispiel unterschiedliche Parameter für die Delta-Resonanz sowie unterschiedliche Kopplungskonstanten.

Wie in Abbildung 5.4a zu sehen ist, liegen die Rechnungen von Schmidt und Arenhövel (gepunktete Linie) über den Ergebnissen von Laget (lang gestrichelte Linie).

Laget erweitert das reine Zuschauer-Modell mit verschiedenen Endzustandswechselwirkungen zwischen den auslaufenden Teilchen: NN-FSI und Rückstreuung der Pionen und Nukleonen. Die entsprechenden Diagramme sind in Abbildung 5.5 zu sehen.

⁶engl. *spectator nucleon model*

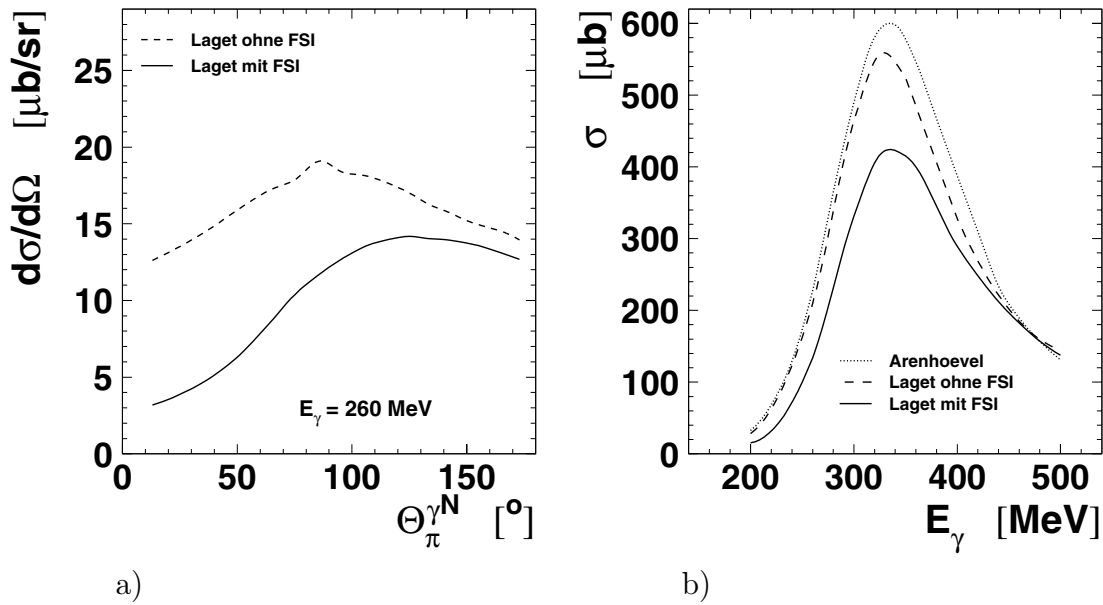


Abbildung 5.4: Inkohärenter π^0 -Wirkungsquerschnitt am Deuteron.

Die linke Abbildung zeigt zwei verschiedene Rechnungen von Laget [Lag 81] für den differentiellen Wirkungsquerschnitt. Die gestrichelte Kurve gibt nur den reinen quasi-freien Beitrag (Abb. 5.5a) wieder, während die durchgezogene Kurve die kohärente Summe der Diagramme 5.5a und 5.5b (ohne und mit NN-FSI) angibt.

Im rechten Diagramm sieht man ebenfalls einen starken Einfluss der NN-Endzustandswechselwirkung auf den integrierten Wirkungsquerschnitt. Zusätzlich ist die Rechnung von Arenhövel [Are 96] (gepunktete Linie) eingezeichnet.

Dabei zeigt die NN-FSI einen besonders deutlichen Effekt in den Rechnungen. Der Einfluss auf den integrierten Wirkungsquerschnitt ist in Abbildung 5.4b (durchgezogene Linie) erkennbar. Die Ergebnisse für den differentiellen Wirkungsquerschnitt sind in Abbildung 5.4a für $E_{\gamma} = 260$ MeV dargestellt (mit NN-FSI durchgezogene, ohne NN-FSI gestrichelte Linie). Durch die NN-Endzustandswechselwirkung wird der Wirkungsquerschnitt insbesondere bei kleinen Pion-Streuwinkeln unterdrückt.

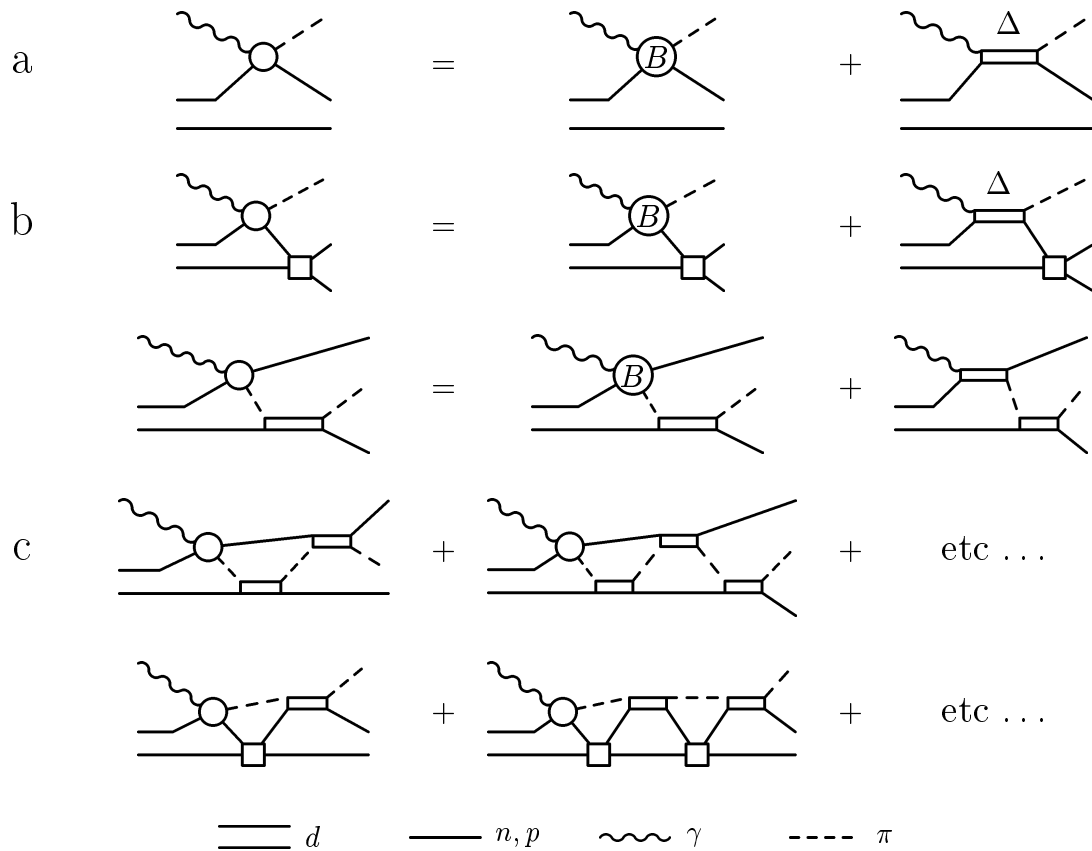


Abbildung 5.5: Diagramme zur inkohärenten π^0 -Produktion.

B steht für die Born-Graphen, die explizit in Abb. 5.1b aufgelistet sind.

Die verschiedenen Diagramme sind a) direkte Beiträge, b) mit NN-Endzustandswechselwirkung, c) Rückstreuung der Pionen und Nukleonen.

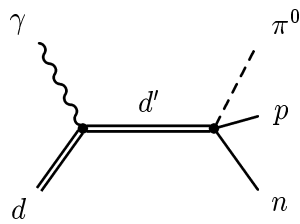
$$\begin{aligned}
 \text{a} \quad & \int \left| \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \end{array} \right|^2 d^3 p_n = \left| \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \end{array} \right|^2 + \int \left| \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \end{array} + \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \end{array} \right|^2 d^3 p_n \\
 & \text{quasifrei} \qquad \qquad \text{elastisch} \qquad \qquad \text{quasifrei mit FSI} \\
 \\
 \text{b} \quad & \int \left| \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \end{array} \right|^2 d^3 p_n = \left| \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \end{array} \right|^2 + \int \left| \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \end{array} + \begin{array}{c} \text{---} \text{---} \text{---} \\ \text{---} \text{---} \end{array} \right|^2 d^3 p_n \\
 & \text{quasifrei} \qquad \qquad \qquad \qquad \text{quasifrei mit FSI} \\
 & \text{total} \qquad \qquad = \text{kohärent} \quad + \quad \text{inkohärent}
 \end{aligned}$$

Abbildung 5.6: Mit Hilfe der Vollständigkeitsrelation abgeleitete Integralgleichung für die Reaktion $D(\pi^-, \pi^- p)n$ [Kol 76] (a) und die Übertragung auf die π^0 -Produktion am Deuteron (b).

5.4 Totaler Wirkungsquerschnitt am Deuteron

Der totale photoinduzierte π^0 -Wirkungsquerschnitt am Deuteron ist durch die Summe aus kohärentem und inkohärentem Anteil gegeben. Berechnet man die Summe von inkohärentem Anteil mit NN-FSI und dem kohärentem Anteil, so erkennt man, dass die Reduktion des Wirkungsquerschnittes im inkohärenten Kanal durch die NN-FSI (siehe oben) nahezu exakt von dem kohärenten Beitrag ausgeglichen wird [Lag 81]. Das bedeutet, dass der totale Wirkungsquerschnitt durch das einfache, reine Zuschauer-Modell ohne FSI beschrieben wird. Die Ursache hierfür liegt darin, dass der gebundene np -Zustand zusammen mit den Kontinuumszuständen von np eine vollständige Basis bilden.

Dies wurde bereits 1976 an der Reaktion $D(\pi^-, \pi^- p)n$ gezeigt [Kol 76]. In dieser Arbeit wird mit Hilfe der Vollständigkeitsrelation für die in dieser Reaktion führenden Graphen die Integralgleichung in Abbildung 5.6a abgeleitet. Die Übertragung dieser Integralgleichung auf die photoinduzierte π^0 -Produktion ist in Abbildung 5.6b dargestellt. Daraus ergibt sich noch einmal der gleiche Zusammenhang: die Summe aus kohärentem und inkohärentem Beitrag mit np -FSI, ist gleich dem Beitrag, der sich aus dem reinen (quasi-freien) Zuschauer-Modell ergibt und damit gleich dem totalen Wirkungsquerschnitt.



$$\begin{aligned}
 m_{d'} &= 2.06 \text{ GeV}/c^2 \\
 \Gamma_{d'} &= 0.5 \text{ MeV} \\
 I(J^P) &= \text{gerade } (0^-)
 \end{aligned}$$

Abbildung 5.7: π^0 -Produktion über den d' -Mechanismus

Das Photon formt zusammen mit dem Deuteron die hypothetische πNN -Resonanz d' . Diese kann unter anderem in den $pn\pi^0$ -Kanal zerfallen. Rechts sind die Eigenschaften und Quantenzahlen der d' -Resonanz, wie sie von den Messungen des doppelten-pionischen Ladungsaustausches an Kernen gefordert werden [Bil 93, Fö 97, Pät 98a, Pät 98b], aufgelistet.

5.5 π^0 -Produktion über den d' -Mechanismus

Das hypothetische Dibaryon d' wurde auf Grund von Messungen des doppelten-pionischen Ladungsaustausches an Kernen vorgeschlagen (Kap.1.2). Dabei handelt es sich um eine mögliche schmale Resonanz im πNN -System. Die Breite der Resonanz, die mit diesen Messungen verträglich ist, schließt den Zerfall in das NN -System aus. Die aus den Experimenten gefolgerten Eigenschaften und Quantenzahlen der d' -Resonanz sind in Abbildung 5.7 aufgelistet. Auf Grund der so bestimmten Quantenzahlen zerfällt die Resonanz überwiegend in den πNN Kanal und kann somit auch einen Beitrag zur π^0 -Photoproduktion am Deuteron liefern. Dieser Mechanismus ist ebenfalls in Abb. 5.7 dargestellt.

Der erwartete Beitrag zum Wirkungsquerschnitt bei der Resonanzenergie von $E_\gamma \approx 200 \text{ MeV}$ wurde theoretisch mit $1\mu\text{b}$ abgeschätzt [Bil 96]. Die Ursache für diesen kleinen Wirkungsquerschnitt liegt in dem geringen Überlapp der Wellenfunktion des Deuterons mit der Wellenfunktion des d' , das aus einem 6-Quark-Bag aufgebaut ist.

In diesem Experiment wurden obere Grenzen für den Beitrag von schmalen Dibaryonen-Resonanzen im untersuchten Energiebereich bestimmt (siehe 6.2.1).

Kapitel 6

Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die mit diesem Experiment gewonnenen Ergebnisse zur Photoproduktion neutraler Pionen am Deuteron mit verschiedenen theoretischen Modellen und Simulationen, die bereits in den Kapiteln 5 und 4 vorgestellt wurden, verglichen.

Zunächst wird dazu die Rechenvorschrift für den Wirkungsquerschnitt (Kap. 6.1) angegeben und eine Abschätzung der systematischen Fehler (Kap. 6.1.3) durchgeführt.

Wie die Trennung der einzelnen Produktionskanäle (resonant, kohärent und inkohärent) durchgeführt wird, ist in Kapitel 6.2 dargestellt. Diesem folgt dann eine detaillierte Diskussion mit ausführlichen Vergleichen der experimentellen Ergebnisse mit den theoretischen Vorhersagen und Monte-Carlo Simulationen (kohärent: Kap. 6.3, inkohärent: Kap. 6.3, total: Kap. 6.5).

Zum Abschluss wird gezeigt, wie unter Anwendung der bisher gewonnenen Erkenntnisse der integrierte elementare Wirkungsquerschnitt am Neutron unter bestimmten Annahmen extrahiert werden kann (Kap. 6.6).

6.1 Berechnung des Wirkungsquerschnittes

Alle Größen, die zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes notwendig sind, wurden in den vorangegangenen Kapiteln bereits hergeleitet.

6.1.1 Differentieller Wirkungsquerschnitt

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ steht mit der Anzahl an nachgewiesenen neutralen Pionen in folgender Beziehung:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, E_\gamma) &= \frac{1}{2\pi \sin(\theta)} \frac{N_{\pi^0}(\theta, E_\gamma)}{N_\gamma \cdot N_T \cdot \epsilon_{\text{TAPS}}(\theta, E_\gamma) \cdot \Gamma_{\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma}} \\ &= \frac{1}{2\pi \sin(\theta)} \frac{N_{\pi^0}(\theta, E_\gamma)}{(N_{e^-} \cdot \epsilon_{\text{Tagger}}) \cdot N_T \cdot \epsilon_{\text{TAPS}}(\theta, E_\gamma) \cdot \Gamma_{\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma}} \end{aligned} \quad (6.1)$$

mit

N_{π^0} : Anzahl der nachgewiesenen π^0 -Mesonen

N_γ : Photonenfluss, Gleichung 2.2

N_T : Flächenbelegungsichte des Targets, Gleichung 2.4

ϵ_{TAPS} : Nachweiseffizienz der π^0 -Mesonen, Kapitel 4.1

ϵ_{Tagger} : *tagging efficiency*, Kapitel 2.2

$\Gamma_{\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma}$: Verzweigungsverhältnis von $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$: 98 %

6.1.2 Integraler Wirkungsquerschnitt

Der integrale Wirkungsquerschnitt der π^0 -Photoproduktion am Deuteron wird einfach wie folgt aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt (Gl. 6.1) berechnet:

$$\sigma(E_\gamma) = \int \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, E_\gamma) \cdot d\Omega \quad (6.2)$$

6.1.3 Abschätzung der systematischen Fehler

Neben dem statistischen Fehler, der sich aus der endlichen Anzahl von nachgewiesenen Pionen ergibt, sind die einzelnen unabhängigen Größen, die in die Berechnung der Wirkungsquerschnitte eingehen mit einem systematischen Fehler behaftet, der ebenfalls berücksichtigt werden muss:

Photonenfluss: $N_\gamma = \epsilon_{\text{Tagger}} \cdot N_{e^-}$

In die Berechnung des Photonenflusses gehen zwei Messgrößen ein, für die jeweils getrennt der systematische Fehler betrachtet werden muss:

1. *tagging efficiency* ϵ_{Tagger} :

Die Markierungseffizienz hängt stark von den Schwankungen des Elektronenstrahles ab. Da diese nur näherungsweise korrigiert werden können, ergibt sich ein systematischer Fehler [Här 96] von

$$\frac{\Delta\epsilon_{\text{Tagger}}}{\epsilon_{\text{Tagger}}} \approx 3\%$$

2. Anzahl der nachgewiesenen Elektronen auf der Tagger-Leiter N_{e^-} :

Durch die Totzeit der Tagger-Detektoren, die 15 ns beträgt, kommt es zu einer stromabhängigen Unterschätzung der nachgewiesenen Elektronen in den einzelnen Tagger-Kanälen. Für die höchste in diesem Experiment bestimmte Einzelzählrate von knapp 1 MHz führt dies zu einem Fehler [Här 96] von

$$\frac{\Delta N_{e^-}}{N_{e^-}} < 1.5\%$$

Flächenbelegungsdichte des Targets N_T :

Die Anzahl der Targetkerne pro Fläche, die von dem Photonenstrahl getroffen werden, ist abhängig vom Strahlprofil und von der Dichte des flüssigen Deuteriums. Den größten Einfluss auf den systematischen Fehler hat die Bestimmung der Dichte. Denn es kann im Target zur Bildung von Blasen kommen, die zu einer Dichteschwankung führen. Insgesamt wurde der relative Fehler der Flächenbelegungsdichte in [Här 91] abgeschätzt zu

$$\frac{\Delta N_T}{N_T} \approx 1.5\%$$

Nachweiseffizienz der Pionen ϵ_{TAPS} :

Die Nachweiseffizienz der Pionen wurde mit Hilfe von GEANT-Simulationen bestimmt. Der systematische Fehler, der sich daraus ergibt, setzt sich wie folgt zusammen:

1. statistischer Fehler der Simulationen, bedingt durch die endliche Rechenzeit:

$$\frac{\Delta \epsilon^{stat}}{\epsilon^{stat}} < 1\%$$

2. systematischer Fehler, der dadurch zu stande kommt, dass es Ungenauigkeiten von GEANT in der Simulation der verschiedenen Wechselwirkungsprozesse gibt, und zum anderen dass die Geometrie der Detektoranordnung auf maximal 1° genau vermessen wurde:

$$\frac{\Delta \epsilon^{geant}}{\epsilon^{geant}} \approx 5\%$$

3. ein weiterer Beitrag ergibt sich aus verschiedenen Analysebedingungen, die abhängig von dem Zeitverhalten TAPS-Tagger und von der Pulsform der BaF₂-Kristalle sind, weil diese nicht mit GEANT simuliert werden können:

$$\frac{\Delta \epsilon^{ana}}{\epsilon^{ana}} \approx 2\%$$

Addiert man quadratisch die verschiedenen relativen Fehler nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz von Gauß auf, so ergibt sich für den systematischen Gesamtfehler:

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} < 7\% \quad (6.3)$$

6.2 Trennung der Produktionsmechanismen

Die Trennung der verschiedenen Produktionsmechanismen geschieht mit unterschiedlichen Methoden:

Beiträge von schmalen Dibaryonen-Resonanzen werden durch Analyse des totalen Wirkungsquerschnittes ermittelt (Kap. 6.2.1).

Die Trennung zwischen kohärenter und inkohärenter Produktion des Pions erfolgt dadurch, dass eines der Nukleonen (hier Neutron) in Koinzidenz zum Pion nachgewiesen wird (Kap. 6.2.2).

Eine bessere Trennung beider Produktionsmechanismen gelingt durch Analyse der *missing energy* (Kap. 6.2.3).

6.2.1 Beiträge von schmalen Dibaryonen-Resonanzen

Sollten in dem untersuchten Energiebereich signifikante Beiträge von schmalen Dibaryonen-Resonanzen, wie z. B. von der hypothetischen πNN -Resonanz d' , vorhanden sein, so würden diese zu einer schmalen Struktur im totalen Wirkungsquerschnitt bei der Resonanzenergie führen. Um obere Schranken für diese Beiträge zu ermitteln, wird ein glatter Verlauf der Anregungsfunktion angenommen und die Abweichungen dazu bestimmt. Die absoluten Abweichungen über den gesamten Energiebereich sind in Abb. 6.1a dargestellt. In der relativen Auftragung der Abweichungen sieht man, dass diese ab einer Energie von $E_\gamma \approx 240$ MeV sinusförmig sind und maximal 3% betragen (siehe Abb. 6.1b). Eine Periode dieser Schwankungen umfasst ca. 24 Tagger-Kanäle. Die Ursache dieser Struktur ist unbekannt, doch lässt sie sich vermutlich auf Einflüsse der Tagger-Elektronik zurückführen. Aus diesem Grunde wird nur der Energiebereich $E_\gamma \leq 245$ MeV näher untersucht, in dem die statistische Unsicherheit größer als diese systematische Struktur ist.

Die Bestimmung einer oberen Schranke für Beiträge von schmalen Dibaryonen-Resonanzen erfolgt in Abbildung 6.2c. Dazu wurde jeder einzelne Messpunkt, der

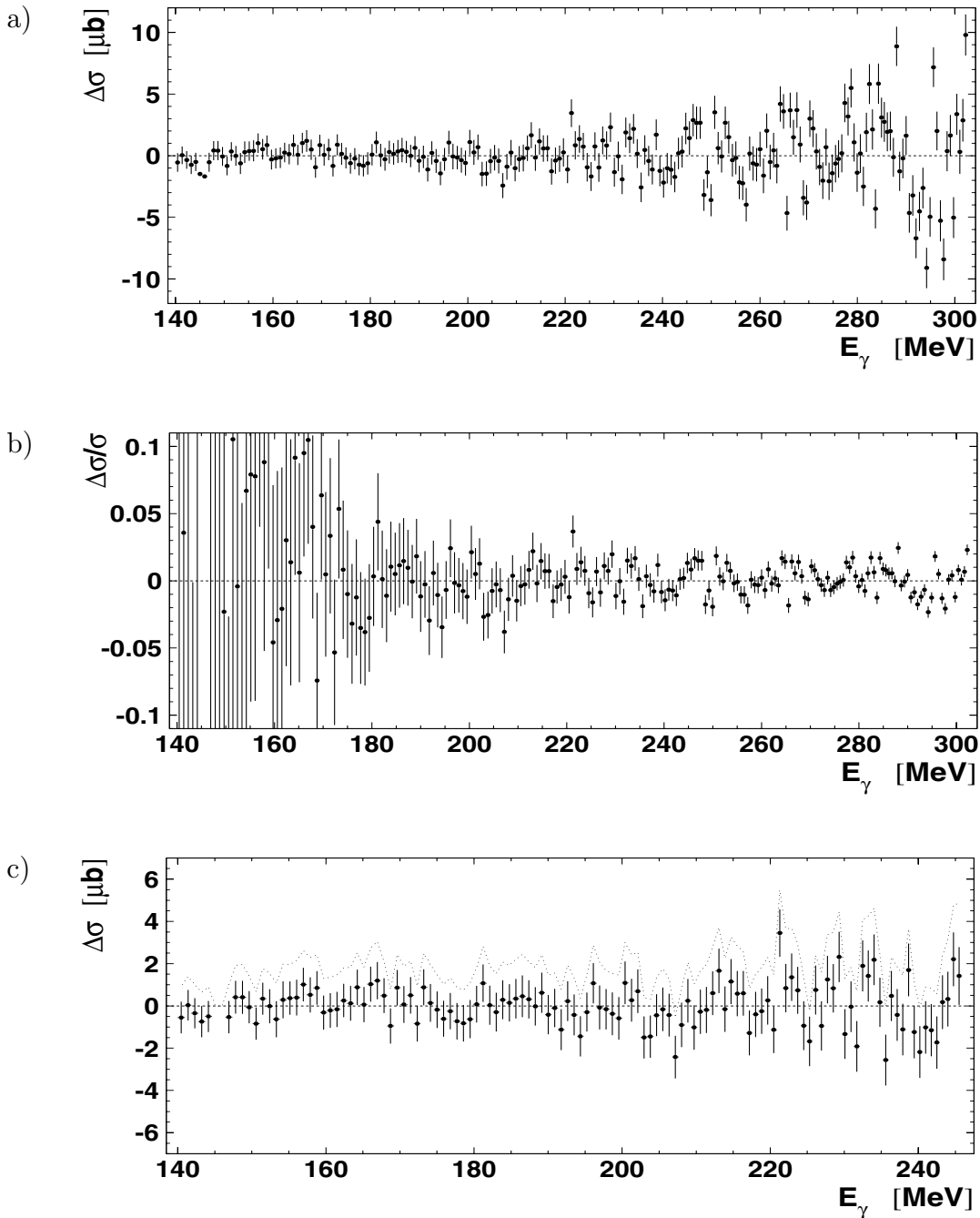


Abbildung 6.1: Suche nach schmalen Dibaryonen-Resonanzen.

Die Abbildungen zeigen die Abweichungen des gemessenen Wirkungsquerschnittes von einem glatten Verlauf: a) absolut, b) relativ.

In b) sieht man, dass es ab einer Photonenenergie von $E_\gamma \approx 240 \text{ MeV}$ systematische Abweichungen gibt, die sinusförmig sind. Diese Schwankungen bewegen sich innerhalb von 3%. Direkt an der Schwelle ist der statistische Fehler dominant.

Für den in c) dargestellten Bereich wurde eine obere Schranke für Beiträge von schmalen Dibaryonen-Resonanzen in einem Vertrauensintervall von 90% bestimmt, die kleiner als $5 \mu\text{b} \cdot \text{MeV}$ ist (gepunktete Linie).

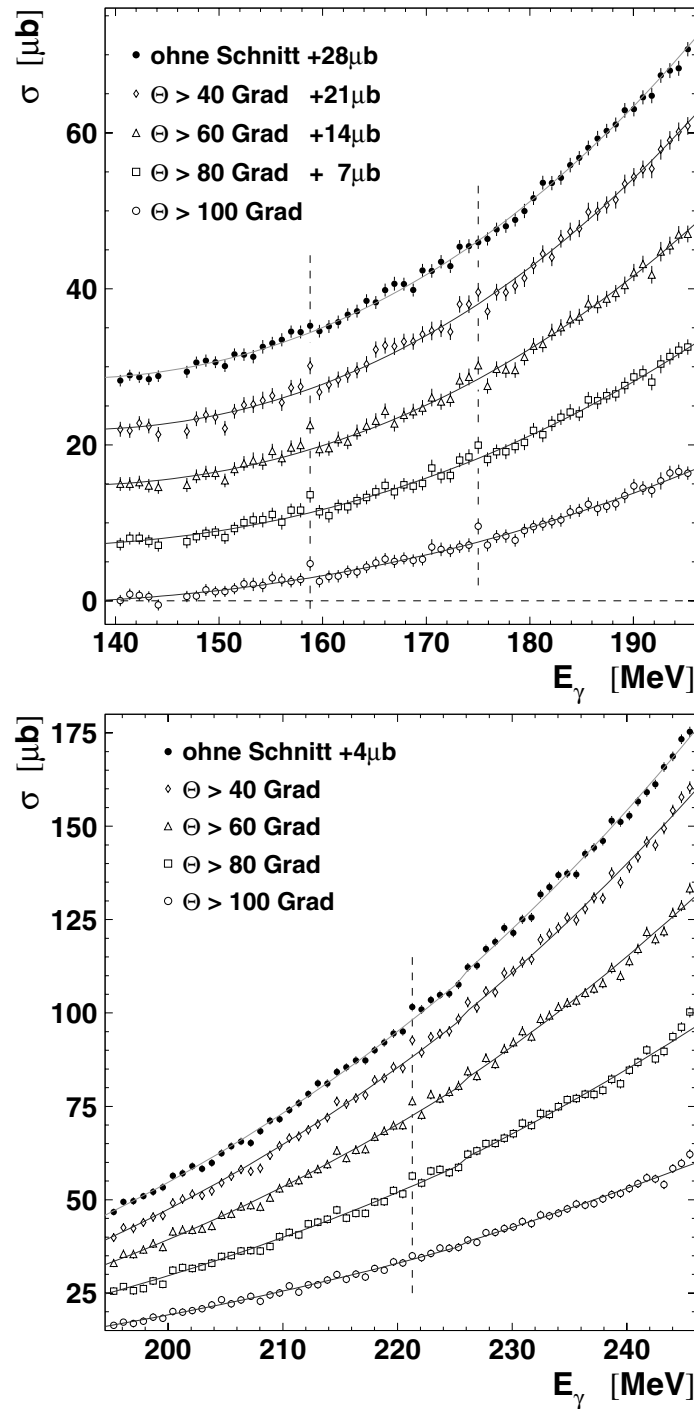


Abbildung 6.2: Wenn die schmalen Dibaryonen-Resonanzen, ähnlich wie das d' , hauptsächlich in den inkohärenten Kanal zerfallen, lässt sich der relative Anteil der Resonanz am totalen Wirkungsquerschnitt durch einen Schnitt auf größere Streuwinkel erhöhen ($\theta_{CM} > 40^\circ$, $\theta_{CM} > 60^\circ$, $\theta_{CM} > 80^\circ$ und $\theta_{CM} > 100^\circ$). Wegen der besseren Übersicht wurden die Kurven um 28 μb , 21 μb , ... verschoben. Besonders auffällige Fluktuationen sind durch senkrechte Linien gekennzeichnet.

die Abweichung im totalen Wirkungsquerschnitt von einem glatten Verlauf angibt, mit einer Gauß-Verteilung gefittet.

Damit ergibt sich eine obere Schranke von $\int_{\Delta E} \sigma dE \approx 5 \mu\text{b} \cdot \text{MeV}$ bei $\Delta E \approx 0.8 \text{ MeV}$ in einem Vertrauensintervall von 90 %. Dies liegt deutlich über der theoretischen Vorhersage von $1 \mu\text{b}$ für die d' -Resonanz mit $\Gamma \approx 0.5 \text{ MeV}$ (Kap. 5.5).

Wenn diese hypothetischen Dibaryonen-Resonanzen überwiegend in den inkohärenten Kanal zerfallen, wie dies auch für die d' -Resonanz vorhergesagt wird, so kann ihr relativer Beitrag zum totalen Wirkungsquerschnitt vergrößert werden — insbesondere, wenn wie bei der d' -Resonanz aufgrund des Spins $J = 0$ eine isotrope Winkelverteilung erwartet wird —, indem ein Schnitt auf große Streuwinkel durchgeführt wird. Dieser unterdrückt hauptsächlich den kohärenten Beitrag, der stark vorwärts gerichtet ist (siehe Kap. 6.3). Der Einfluss verschieden starker Schnitte im Streuwinkel der Pionen ($\theta_{\text{CM}} > 40^\circ$, $\theta_{\text{CM}} > 60^\circ$, $\theta_{\text{CM}} > 80^\circ$ und $\theta_{\text{CM}} > 100^\circ$) auf den totalen Wirkungsquerschnitt ist in Abbildung 6.2 zu sehen. Der Verlauf von auffälligen, positiven Fluktuationen mit einer Signifikanz von $\geq 2\sigma$ ist mit einer senkrechten Linie gekennzeichnet. Bei den etwa 130 Messpunkten zwischen 195 und 245 MeV erwartet man dies bei 4.5 %, d. h. etwa 6 2σ -Fluktuationen, was auch in etwa dem Befund in Abb. 6.2 entspricht.

6.2.2 Trennung der Produktionsmechanismen durch Nachweis von Neutronen

Der inkohärente Produktionskanal zeichnet sich dadurch aus, dass das Deuteron in die zwei Nukleonen (p, n) aufbricht. Durch den koinzidenten Nachweis eines Nukleons (hier das Neutron) mit dem Pion lässt sich der inkohärente Anteil am Wirkungsquerschnitt bestimmen.

Diese Methode hat in unserem Fall den Nachteil, dass der verwendete Aufbau große Akzeptanzlücken für den Nachweis der Nukleonen aufweist. Dieser setzt sich bei den Protonen aus der geometrischen Akzeptanz und einer hohen Energieschwelle zusammen, die durch den großen Energieverlust im Target bedingt wird (Kap. 4.2).

Bei den Neutronen kommt es in der Regel zu keiner Reaktion im Target, jedoch existieren bis jetzt nur für die Vorwärtswand experimentell bestimmte Nachweiseffizienzen (Kap. 3.8.3). In Abbildung 6.3 ist die Situation für Protonen und Neutronen nocheinmal dargestellt. Optimal für den n-Nachweis wäre der

Winkelbereich von $20^\circ - 70^\circ$, d. h. in TAPS-Blöcken, für die es aber bisher noch keine Nachweiseffizienzen gibt.

Es wurde dennoch der Versuch unternommen mit dem gleichzeitigen Nachweis eines Neutrons in der Vorwärtswand den totalen inkohärenten Wirkungsquerschnitt zu bestimmen. Dabei ist zu beachten, dass zum einen durch den kleinen abgedeckten Raumwinkel und der geringen Nachweiseffizienz der statistische Fehler deutlich anwächst und zum anderen die große Extrapolation der Ergebnisse von dem kleinen Raumwinkel auf 4π zu einer starken Modellabhängigkeit führt. Durch minimale Änderung der Winkelverteilung des Pions, und damit auch der Nukleonen, verändern sich die Ergebnisse um mehr als 30% (Abb. 6.4).

Aus diesem Grunde wird dieses Verfahren nicht weiter angewendet und die Trennung wird mit Hilfe der *missing energy* Analyse durchgeführt.

6.2.3 Trennung der Produktionsmechanismen mit der *missing energy*¹ Methode

Die Trennung von kohärenter und inkohärenter Produktion am Deuteron kann mit Hilfe der *missing energy* durchgeführt werden. Diese Methode eignet sich besonders bei Zwei-Teilchen-Endzuständen, wenn nur eines der Teilchen nachgewiesen wird. Dabei wird ausgenutzt, dass die Reaktion durch den Nachweis eines Teilchens und bei bekannter Strahlenergie bereits überbestimmt ist. Diese Situation liegt hier im Falle der kohärenten Pion-Produktion vor, bei der wir nur das erzeugte π^0 nachweisen.

Damit kann die *missing energy* definiert werden als Differenz der gemessenen Energie des Pions (im Schwerpunktsystem von γd) und der erwarteten Energie, wenn es tatsächlich am Deuteron kohärent produziert worden wäre. Dabei ergibt sich die gemessene Energie im Schwerpunkt von γd durch folgende einfache Lorentztransformation entlang der Strahlachse:

$$E_{\pi^0}^{\text{cm}} = \gamma (E_{\pi^0}^{\text{lab}} - \beta p_{\pi^0}^{\text{lab}} \cos \theta_{\pi^0}^{\text{lab}}) \quad (6.4)$$

Die erwartete Energie des Pions im Schwerpunktsystem berechnet sich zu

$$E_{\pi^0}^{\text{coh}} = \frac{s + m_{\pi^0}^2 - m_d^2}{2\sqrt{s}} \quad (6.5)$$

¹fehlende Energie

Abbildung 6.3: Nukleonverteilung im quasi-freien Modell mit FSI summiert über alle Photonenergien. Gestrichelt eingezeichnet ist die Akzeptanz von Proton und Neutron in der Vorwärtswand.

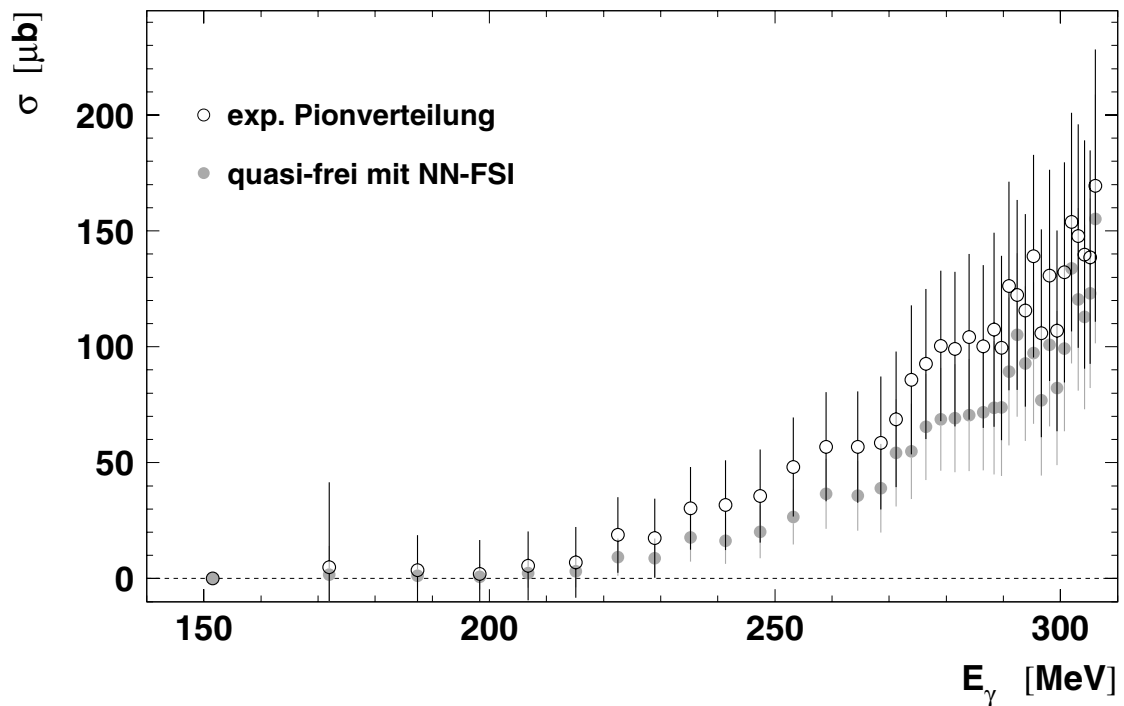
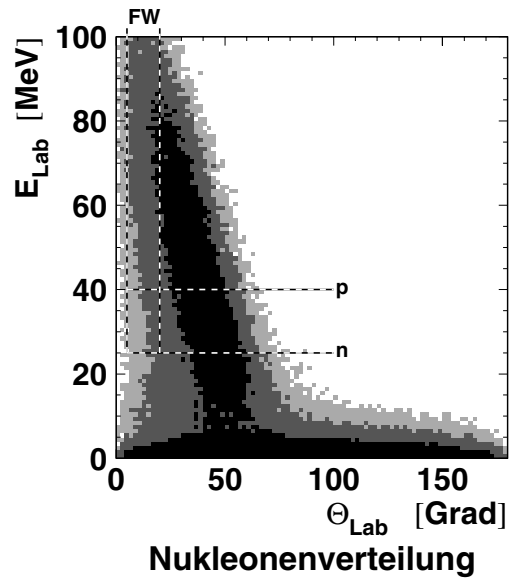


Abbildung 6.4: Inkohärenter Wirkungsquerschnitt mit koinzidentem Nachweis von Neutronen in der Vorwärtswand. Für die Extrapolation auf 4π wurden zwei unterschiedliche Modelle benutzt: das eine (a) reproduziert die experimentelle Pionverteilung (offene Symbole) während es sich beim anderen (b) um das quasi-freie Modell mit NN-FSI handelt (graue Kreise). Beide Pion-Verteilungen sind in Abb. 6.11 miteinander verglichen.

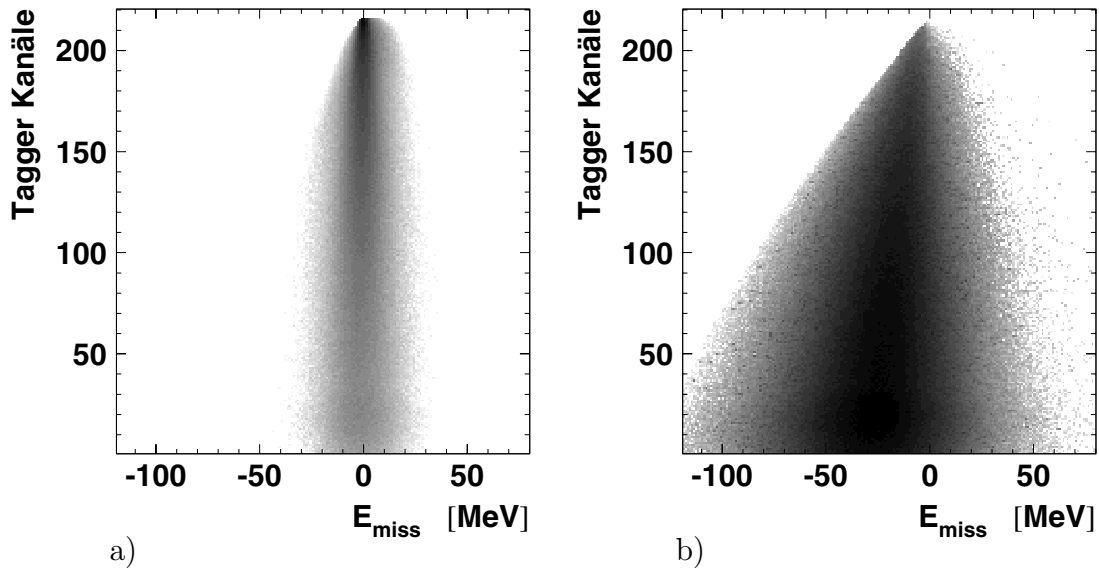


Abbildung 6.5: Abbildung a) zeigt die Verteilung der missing energy für den kohärenten Fall. In b) ist die Verteilung der missing energy für den inkohärenten Fall dargestellt.

mit

$$\sqrt{s} : \text{Schwerpunktenergie, } \gamma = (E_\gamma + m_d)/\sqrt{s} \quad \text{und} \quad \beta = E_\gamma/(E_\gamma + m_d)$$

Für die *missing energy* folgt

$$E_{\text{miss}} = E_{\pi^0}^{\text{cm}} - E_{\pi^0}^{\text{coh}} \quad (6.6)$$

Im Fall der kohärenten Produktion ergibt sich damit eine Verteilung bei $E_{\text{miss}} = 0 \text{ MeV}$ (Abb. 6.5a) im Gegensatz zum inkohärenten Fall (Abb. 6.5b).

Bedingt durch die kleine Bindungsenergie beim Deuteron sind beide Verteilungen im Experiment nicht von einander getrennt und es kann somit auch keine Trennung auf Event-Basis erfolgen. Da sich die Verteilungen je nach Winkel und Energie auch unterschiedlich stark überlappen, werden die experimentellen Spektren in verschiedene Winkel- und Energie-Bins aufgeteilt und mit Hilfe der simulierten Verteilungen gefittet (Abb. 6.6). Das Verhältnis der beiden Anteile (kohärent, inkohärent) am Gesamtspektrum liefert das Ergebnis. Dieses Ergebnis ist minimal modellabhängig: Analysen mit unterschiedlichen inkohärenten Simulationen (quasi-frei, quasi-frei mit NN -FSI), die recht unterschiedliche Winkelverteilungen produzieren, ergeben Abweichungen von ungefähr 5%.

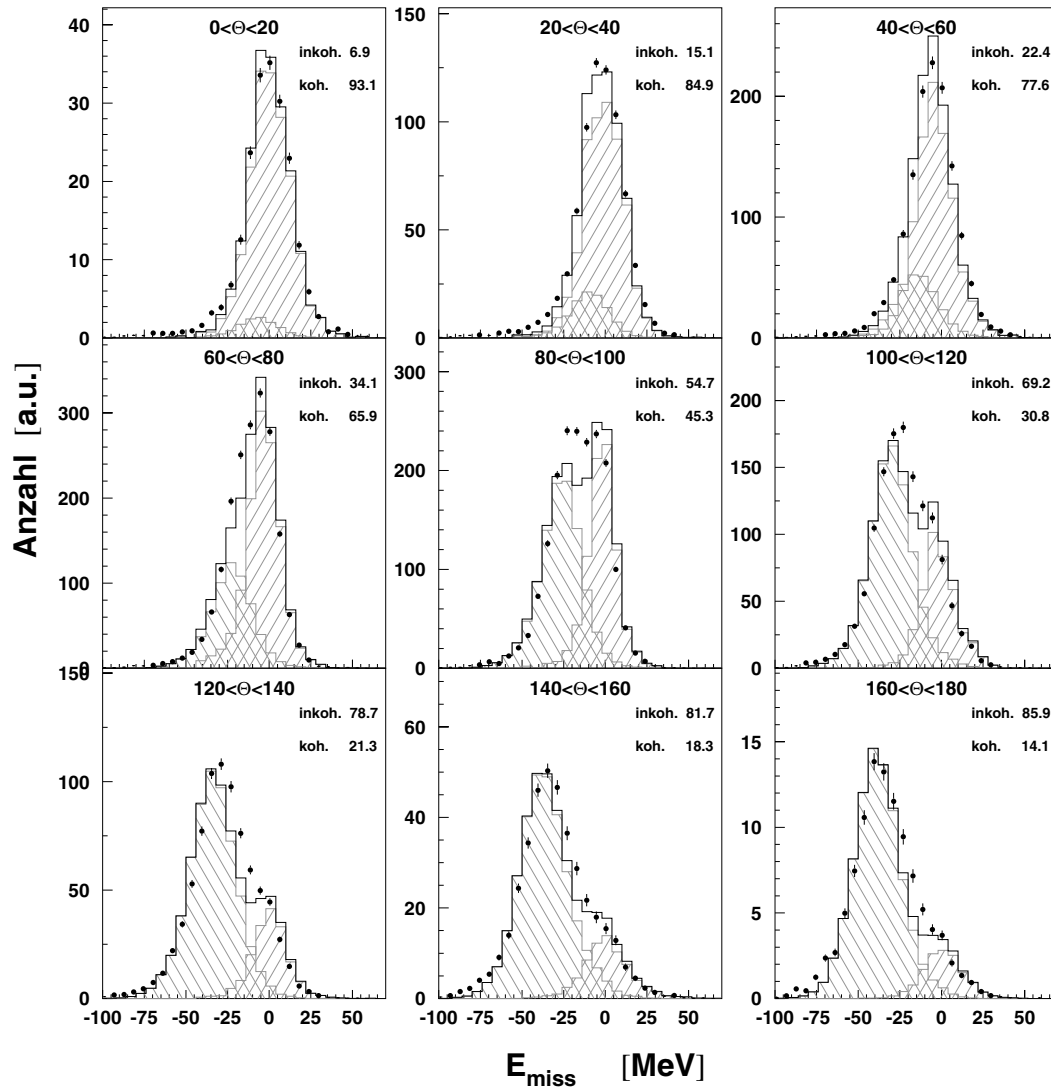


Abbildung 6.6: Beispielhaft sind bei einer Energie ($E_\gamma \approx 280 \text{ MeV}$) die Ergebnisse der Fit-Routine für alle Winkelbins dargestellt. Schwarze Punkte: Daten mit Fehler; aufsteigend schraffiert: kohärenter Anteil; fallend schraffiert: inkohärenter Anteil; gekreuzt: Überlappbereich. Die schwarze durchgezogene Linie stellt das Fit-Ergebnis, d. h. die Summe aus kohärentem und inkohärentem Anteil dar. Die Zahlen geben den jeweiligen Anteil in Prozent an.

Das Koaleszenz-Modell führt zwar zur besten Übereinstimmung mit dem Experiment, wie in den folgenden Kapiteln zu sehen ist, aber durch den einfachen Schnitt auf den Relativ-Impuls der beiden auslaufenden Nukleonen, erzeugt man sich im inkohärenten Anteil unrealistische *missing energy* Spektren. Verwendet man diese dennoch bei der Trennung, so erhält man schlechte Fit-Ergebnisse und die Abweichung zu den beiden anderen Analysen (mit quasi-freier und quasi-freier Simulation mit *NN-FSI*) beträgt mehr als 20 %.

Für die endgültigen Ergebnisse wird das quasi-freie Modell mit *NN-FSI* (Kap. 4.4.2) verwendet. Der systematische Fehler dieses Verfahrens liegt, wie oben bereits erläutert, bei ca. 5 % und ist vor allem durch den großen Überlapp beider Verteilungen, insbesondere bei kleinen Streuwinkeln, bedingt. Diese Methode gestattet es, die Trennung von kohärenter und inkohärenter Produktion im gesamten Energie- und Winkelbereich durchzuführen.

6.3 Kohärenter Wirkungsquerschnitt

6.3.1 Differentieller Wirkungsquerschnitt

Der kohärente Wirkungsquerschnitt ist – wie in Abbildung 6.7 zu sehen – stark vorwärts gerichtet. Damit bestätigt diese Messung den Trend, der sich in den früheren Messungen von Holtey [vHol 73] und Bouquet [Bou 74] schon angedeutet hat. Bei einzelnen Datenpunkten bestehen allerdings deutliche Diskrepanzen zu diesen Messungen.

Die Rechnungen von Kamalov ([Kam 97], Kap. 5.2) beschreiben vor allem im unteren und mittleren Energiebereich die Daten sehr gut. Die eingezeichneten Kurven bei den verschiedenen Photonenergien wurden von Rechnungen interpoliert, die bei Photonenergien von $E_\gamma = 208$ MeV, $E_\gamma = 228$ MeV, $E_\gamma = 247$ MeV, $E_\gamma = 266$ MeV, $E_\gamma = 285$ MeV, $E_\gamma = 305$ MeV und $E_\gamma = 324$ MeV gemacht wurden.

Das einfache Koaleszenz-Modell (Kap. 4.4.3) beschreibt die Winkelverteilungen bis zu den höchsten Photonenergien sehr gut, wie die dazugehörigen Monte-Carlo-Simulationen in Abbildung 6.8 zeigen. Der größte Relativ-Impuls, bei dem die Nukleonen in diesem Modell noch zu einem Deuteron verschmelzen, wurde zu 300 MeV/c angepasst, um die bestmögliche Beschreibung der Daten zu erhalten.

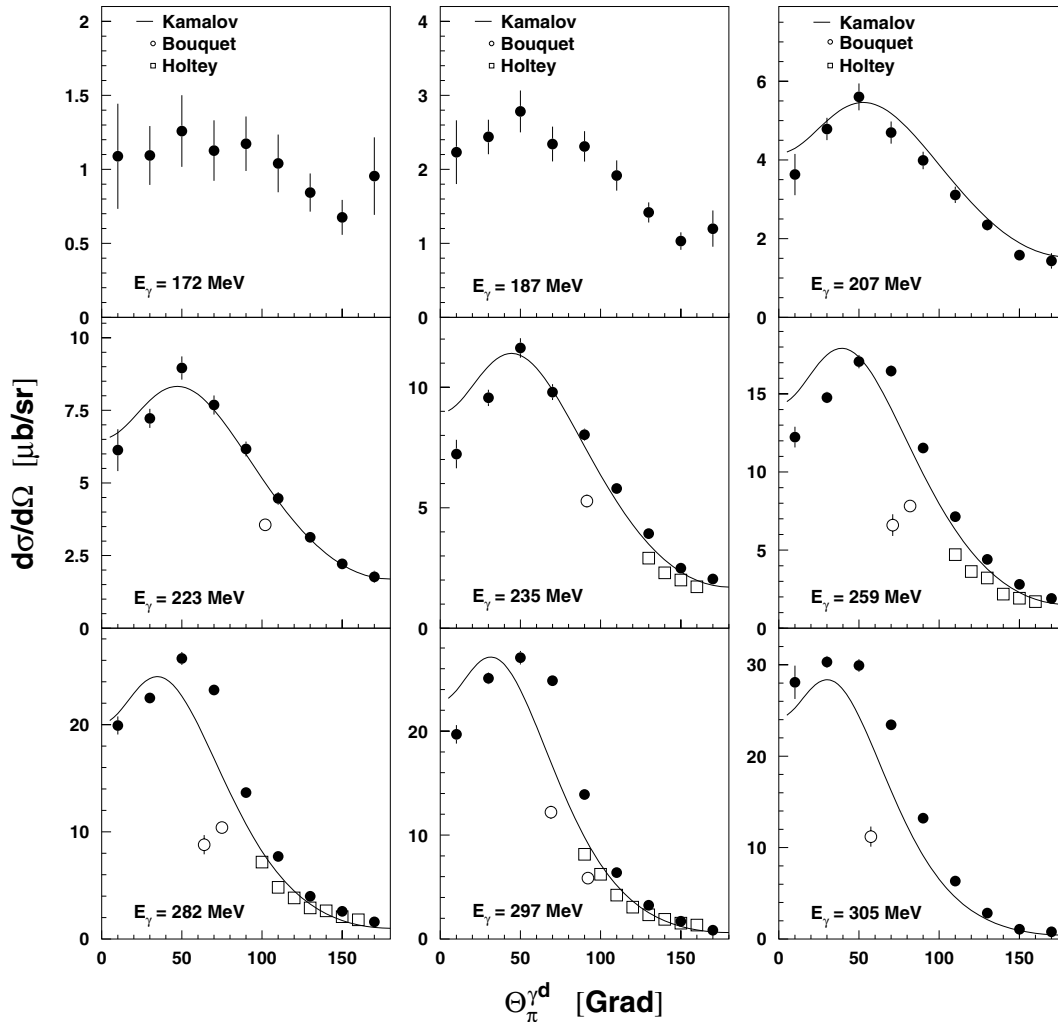


Abbildung 6.7: Der kohärente Wirkungsquerschnitt $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$.

Die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit sind durch ausgefüllte Kreise dargestellt, die früheren Messungen von Holtey [vHol 73] durch offene Quadrate und diejenigen von Bouquet [Bou 74] mit offenen Kreisen. Die durchgezogenen Kurven zeigen die Rechnungen von Kamalov [Kam 97]. (Die Kurven sind durch Interpolation aus Rechnungen bei verschiedenen Energien 208 MeV, 228 MeV, 247 MeV, 266 MeV, 285 MeV, 305 MeV und 324 MeV, erstellt worden).

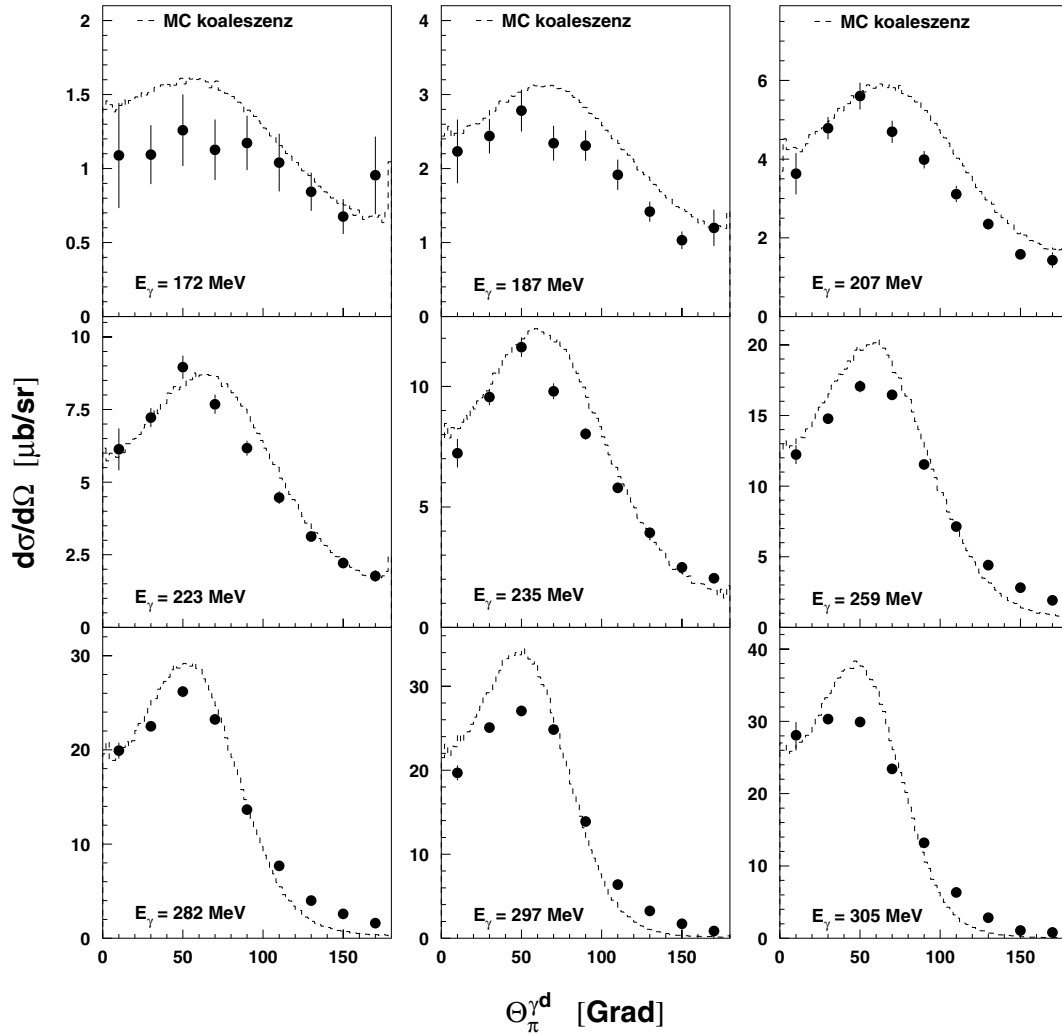
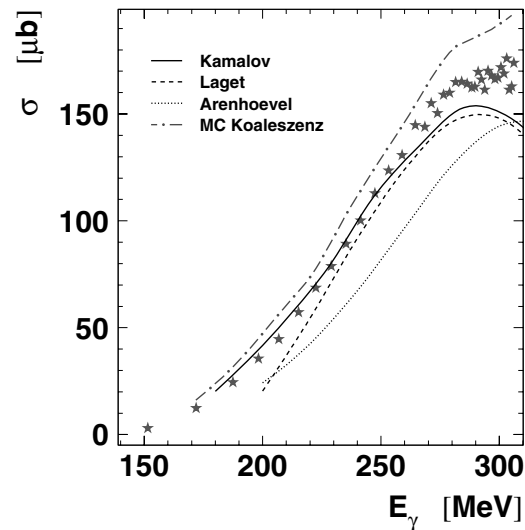


Abbildung 6.8: Vergleich der kohärenten Winkelverteilung zwischen Experiment und MC-Simulation (Koaleszenz-Modell).

Bei den niedrigen Photonenergien besteht eine gute Übereinstimmung von Experiment und Simulation. Bei den höheren Photonenergien überschießt die Simulation das Maximum deutlich. Zur Normierung der Simulation siehe Text.

Abbildung 6.9: Die Abbildung zeigt den integralen kohärenten Wirkungsquerschnitt am Deuteron mit verschiedenen theoretischen Vorhersagen: durchgezogene Linie: Kamalov [Kam 97]; langgestrichelt: Laget [Lag 81]; gepunktet: Arenhövel [Are 95]; strichpunktiert: Koaleszenz-Modell.



Die Normierung der Simulationen wurde so durchgeführt, dass der totale Wirkungsquerschnitt der quasi-freien Simulation auf die experimentellen Ergebnisse für σ_{tot} normiert wurde. Die einzelnen Anteile, kohärent und inkohärent, wurden damit mit dem selben Faktor gewichtet, d. h. nicht einzeln an die experimentellen Befunde angepasst. Die Übereinstimmung mit den experimentellen Daten ist mit diesem Verfahren etwas besser, als wenn die absolute Normierung von der Simulation übernommen wird, d. h. dass für die elementaren Prozesse am Nukleon die absolut normierten differentiellen Wirkungsquerschnitte verwendet wurden.

6.3.2 Integraler Wirkungsquerschnitt

Nach Integration des differentiellen Wirkungsquerschnittes erhält man für den integralen kohärenten Wirkungsquerschnitt den in Abbildung 6.9 dargestellten Verlauf.

Die theoretischen Vorhersagen von Laget [Lag 81] und Kamalov [Kam 97] stimmen recht gut mit den Daten überein. Die Rechnungen zeigen bei den höchsten Photonenergien bereits einen Abfall des kohärenten Wirkungsquerschnittes, während die Daten eher waagrecht verlaufen.

Das Koaleszenz-Modell überschießt die Daten deutlich, wie bereits die differentiellen Spektren erwarten ließen. Für diese absolute Monte-Carlo-Rechnung wurde keine Normierung an die experimentellen Daten durchgeführt.

Die Vorhersage von Arenhövel [Are 95] passt am schlechtesten. Sie scheint deutlich nach rechts verschoben zu sein. Auf die Unterschiede der verschiedenen theoretischen Rechnungen wurde bereits in Kapitel 5.2 eingegangen.

6.4 Inkohärenter Wirkungsquerschnitt

6.4.1 Differentieller Wirkungsquerschnitt

Die Winkelverteilung des inkohärenten Wirkungsquerschnittes ist stark zu großen Streuwinkeln hin verschoben (Abb. 6.10). Damit zeigt sie ein der kohärenten Verteilung entgegengesetztes Verhalten.

Die theoretischen Rechnungen von Laget [Lag 81] zeigen den starken Einfluss der Endzustandswechselwirkung zwischen den beiden auslaufenden Nukleonen. Dieser ist demnach hauptsächlich dafür verantwortlich, dass die Winkelverteilung rückwärts gerichtet ist.

Eine gute quantitative Beschreibung der Daten gelingt trotz der Berücksichtigung der FSI nur für die hohen Photonenenergien. Dabei ist zu berücksichtigen, dass die Kurven in Abbildung 6.10 durch Interpolation aus Rechnungen bei drei Photonenenergien ($E_\gamma = 200$ MeV, $E_\gamma = 260$ MeV, $E_\gamma = 300$ MeV) entstanden sind.

Ähnlich wie bei den theoretischen Vorhersagen wird die Übereinstimmung der Ergebnisse aus den Monte-Carlo Simulationen mit den Daten (Abb. 6.11) bei steigender Photonenenergie besser. Dabei versagt das Koaleszenz-Modell an der Schwelle gänzlich. Bei den hohen Photonenenergien verlaufen die Daten genau zwischen den Vorhersagen aus beiden Modellen.

Die Normierung für das Koaleszenz-Modell wurde wie in Kapitel 6.3.1 beschrieben durchgeführt, d. h. an σ_{tot} angepasst. Im Falle des quasi-freien Modells mit NN -FSI wurde das Ergebnis der Simulation auf den experimentellen Wirkungsquerschnitt σ_{inc} normiert.

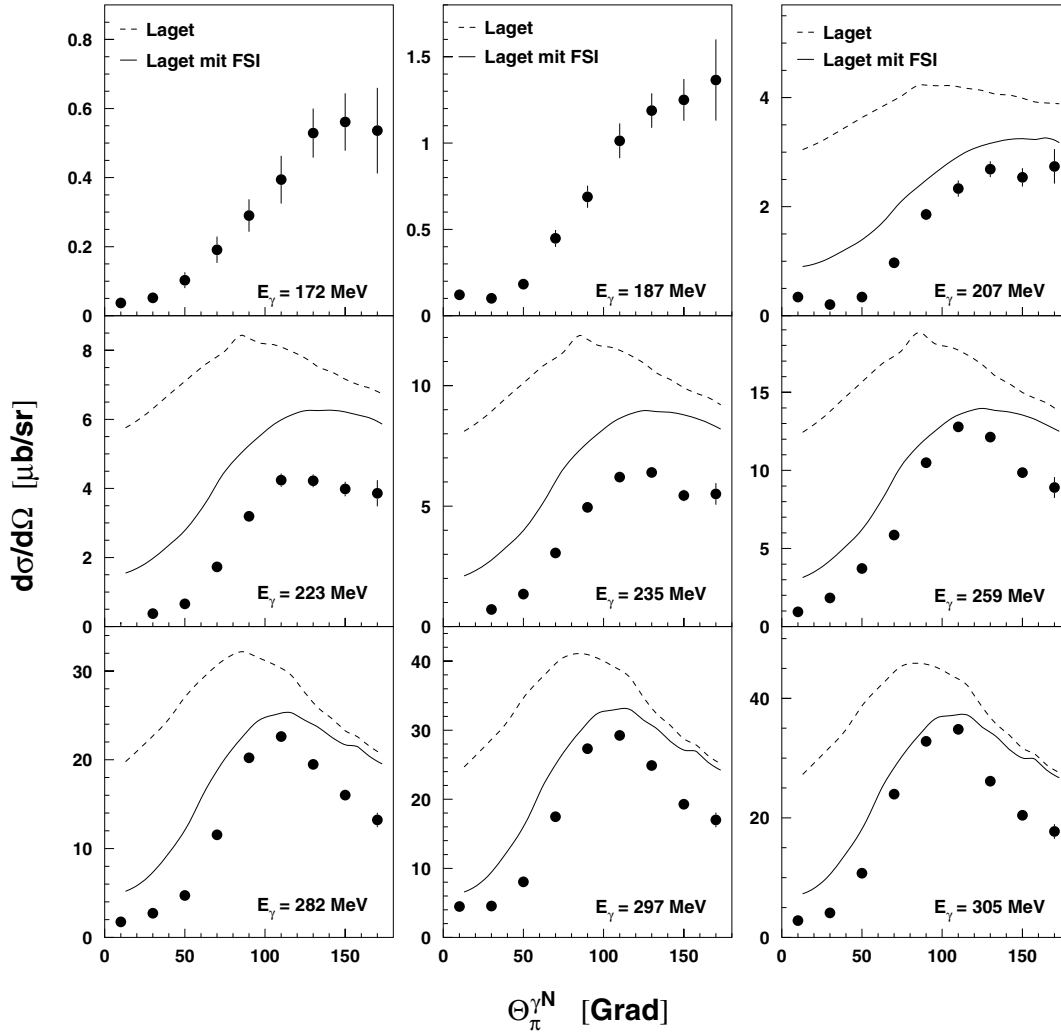


Abbildung 6.10: Der inkohärente Wirkungsquerschnitt ist stark rückwärts gerichtet. Dies lässt sich, wie die Rechnungen von Laget [Lag 81] zeigen, auf den starken Einfluss der Endzustandswechselwirkung zwischen den auslaufenden Nukleonen zurückführen. (Die Kurven sind durch Interpolation von drei Rechnungen bei den Energien von 200 MeV, 260 MeV und 300 MeV gewonnen worden).

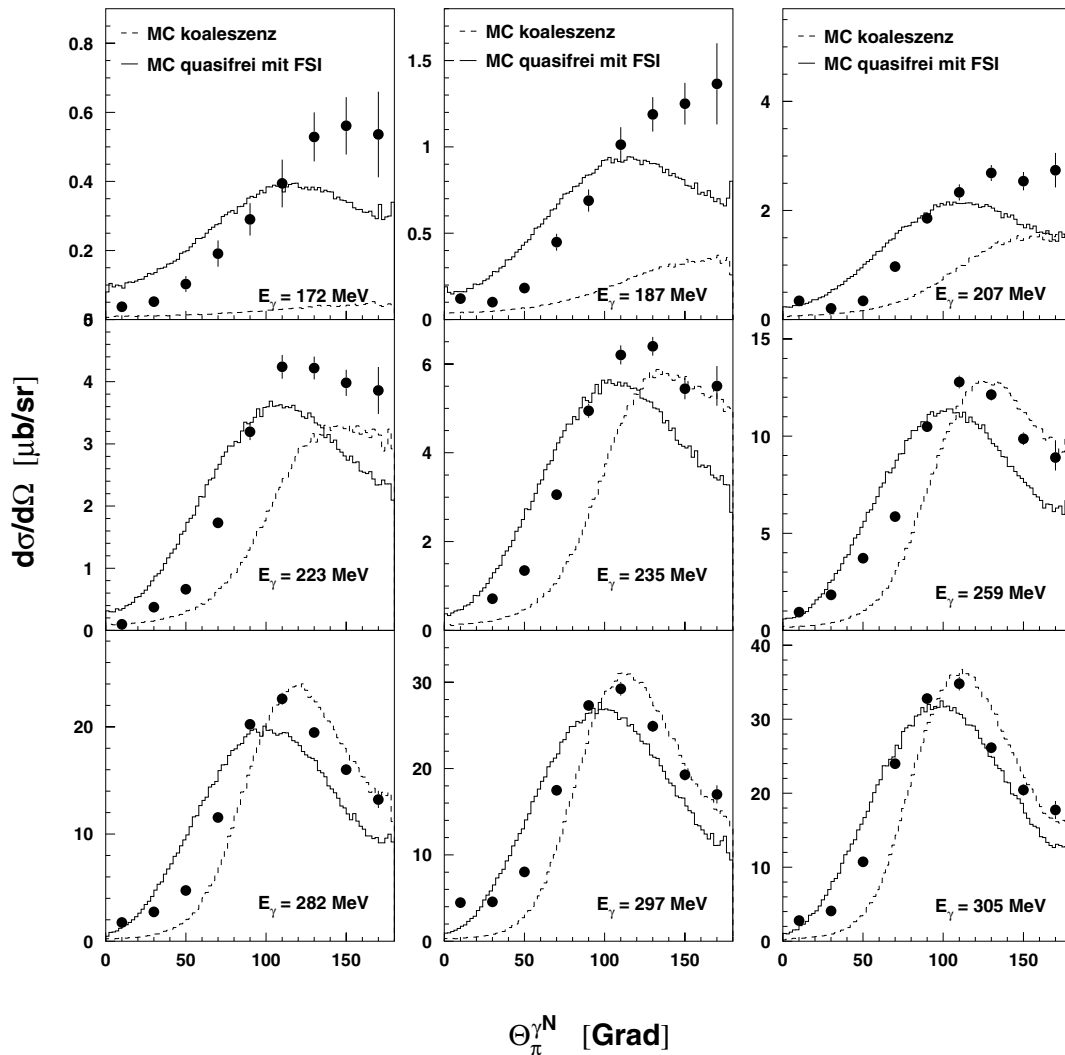
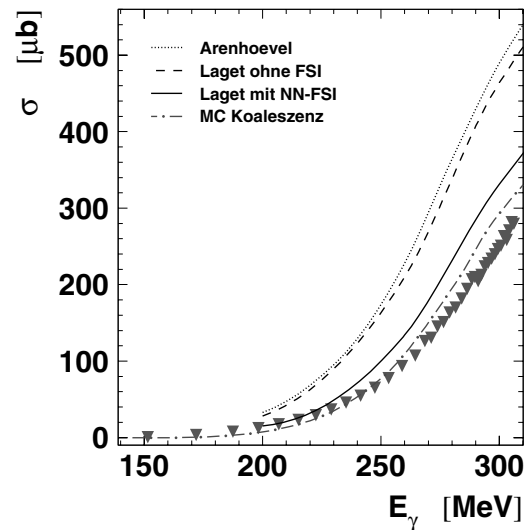


Abbildung 6.11: Vergleich der inkohärenten Winkelverteilung zwischen *Experiment* und *Simulation*.

Die Übereinstimmung wird mit steigender Photonenergie besser. An der Schwelle versagt das Koaleszenzmodell. Bei den hohen Photonenergien verlaufen die Daten zwischen den Vorhersagen beider Modelle. Zur Normierung der Simulation siehe Text.

Abbildung 6.12: Die Abbildung zeigt den integralen inkohärenten Wirkungsquerschnitt am Deuteron mit verschiedenen theoretischen Vorhersagen: gepunktet: Arenhövel [Are 96], gestrichelt: Laget ohne FSI [Lag 81], durchgezogene Linie: Laget mit FSI [Lag 81] und strichpunktirt: Koaleszenz-Modell.



6.4.2 Integraler Wirkungsquerschnitt

Die Anregungsfunktion für die inkohärente π^0 -Produktion am Deuteron ist in Abbildung 6.12 gezeigt. Man sieht, dass die theoretischen Vorhersagen nicht so gut sind wie im kohärenten Fall. Die Rechnungen ohne Endzustandswechselwirkung zwischen den auslaufenden Nukleonen von Laget [Lag 81] (gestrichelt) und Arenhövel [Are 96] (gepunktet) liegen fast um einen Faktor 2 (bei $E_\gamma = 300$ MeV) zu hoch. Eine deutliche Verbesserung geschieht, wie schon aus den differentiellen Spektren hervorging, durch die Berücksichtigung der Endzustandswechselwirkung zwischen den auslaufenden Teilchen.

Die beste Übereinstimmung besteht mit der Simulation des Koaleszenz-Modells, – obwohl die Ergebnisse, wie im kohärenten Fall, nicht auf den experimentellen Wirkungsquerschnitt normiert wurden, sondern die absolute Normierung aus der Simulation übernommen wurde.

6.5 Totaler Wirkungsquerschnitt

6.5.1 Differentieller Wirkungsquerschnitt

Abbildung 6.13 zeigt den Vergleich des differentiellen Wirkungsquerschnittes am Deuteron mit der reinen quasi-freien Rechnung von Laget und der entsprechenden Monte-Carlo Simulation. In der Simulation wurden für den elementaren Prozess

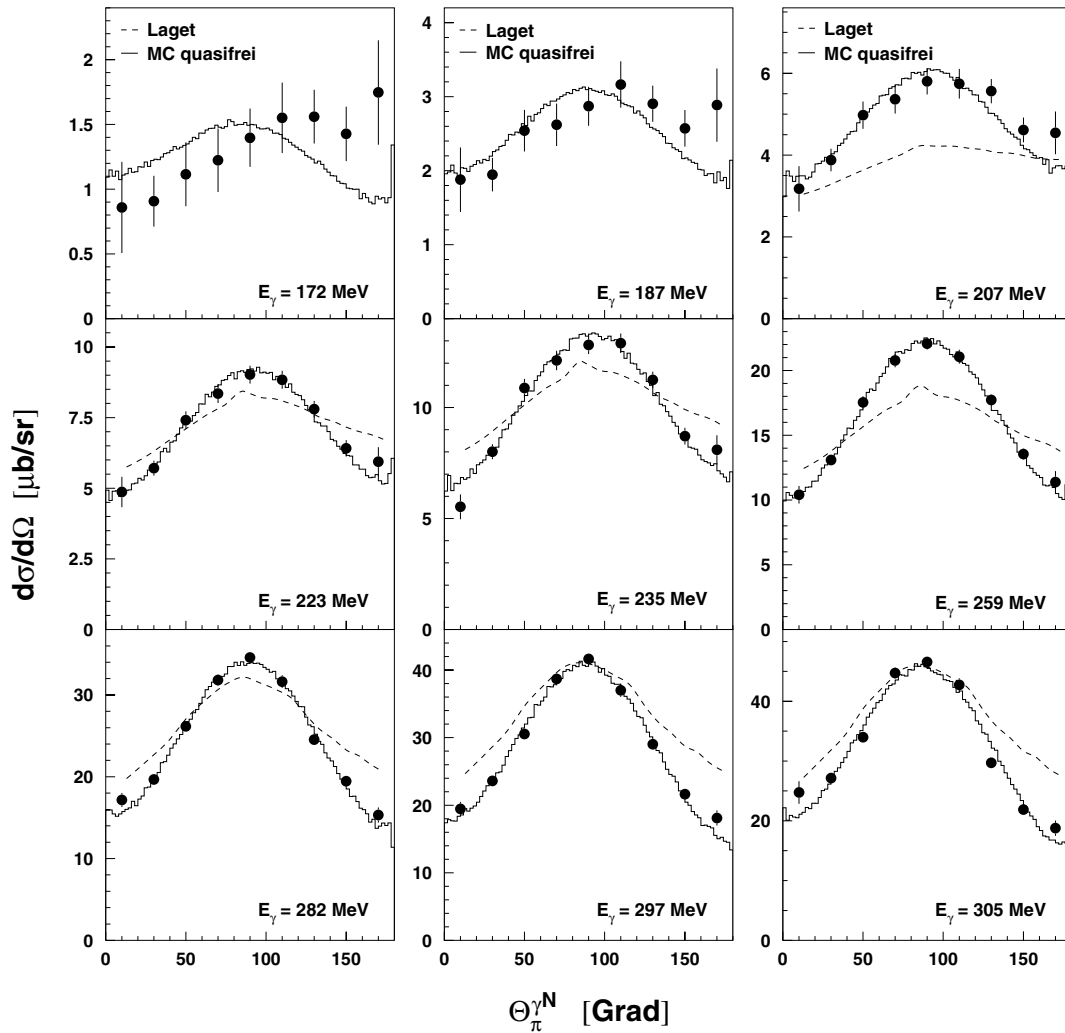


Abbildung 6.13: Die Winkelverteilung des totalen Wirkungsquerschnittes lässt sich gut mit dem quasi-freien Modell beschreiben. Dies gilt sowohl für die Rechnung von Laget [Lag 81] (gestrichelte Kurve) als auch für die Monte-Carlo Simulationen (durchgezogene Kurve). Die Kurven von Laget wurden durch Interpolation von drei Rechnungen bei den Energien von 200 MeV, 260 MeV und 300 MeV gewonnen worden. Zur Normierung der MC-Simulation siehe Text.

am Nukleon die experimentellen Amplituden verwendet. Für die Darstellung in Abbildung 6.13 wurden die simulierten Ergebnisse pro Energiebin auf die experimentellen Werte normiert.

Die gute Übereinstimmung des quasi-freien Modells, sowohl im Rahmen der Simulation als auch im Rahmen der theoretischen Rechnung, stützt das Ergebnis von Kolybasov und Ksenzov [Kol 76], die unter Benutzung der Vollständigkeitsrelation zeigen, dass der totale Wirkungsquerschnitt beim Deuteron durch den quasi-freien Ansatz gegeben ist (ausführlicher in Kap. 5.4 dargestellt).

Ab einer Primärenenergie von 200 MeV besteht ein Überlapp mit einem früheren TAPS-Experiment. Damals wurde ein anderer Aufbau von TAPS (nur fünf Blöcke und keine Vorwärtswand) verwendet und bis zu einer Photonenenergie von $E_\gamma = 790$ MeV gemessen [Kru 99]. Der Vergleich der Winkelverteilungen von beiden Experimenten ist in Abbildung 6.14 gezeigt. In weiten Bereichen stimmen die Experimente gut überein. Systematische Abweichungen gibt es vor allem unter Rückwärtswinkeln bei ungefähr 100° ($\cos \Theta \approx -0.2$). Diese sind darauf zurückzuführen, dass mit dem alten TAPS-Aufbau die Nachweiseffizienzen der Pionen in manchen Winkelbereichen sehr klein waren und damit zu diesen „Einbrüchen“ in der Winkelverteilung führten.

6.5.2 Integraler Wirkungsquerschnitt

Die Anregungsfunktion der photoinduzierten π^0 -Produktion am Deuteron ist in Abbildung 6.15a dargestellt. Hier besteht eine gute Übereinstimmung mit dem früheren TAPS-Experiment von Krusche [Kru 99] und Mitarbeitern (offene Quadrate).

Zusätzlich wurden in die Abbildung die Ergebnisse der quasi-freien Rechnungen von Laget [Lag 81] (gestrichelt), Arenhövel [Are 96] (gepunktet) und der Monte-Carlo Simulation eingetragen. Hier sieht man ebenso, dass diese quasifreien Rechnungen besser den totalen als den inkohärenten Wirkungsquerschnitt beschreiben. Alle gezeigten Modelle überschätzen den Wirkungsquerschnitt bei hohen Photonenenergien deutlich. Die Normierung des Koaleszenz-Modells wurde dabei wieder aus der Simulation übernommen.

Ein weiteres Experiment, das die Anregungsfunktion mit sehr hoher Statistik direkt

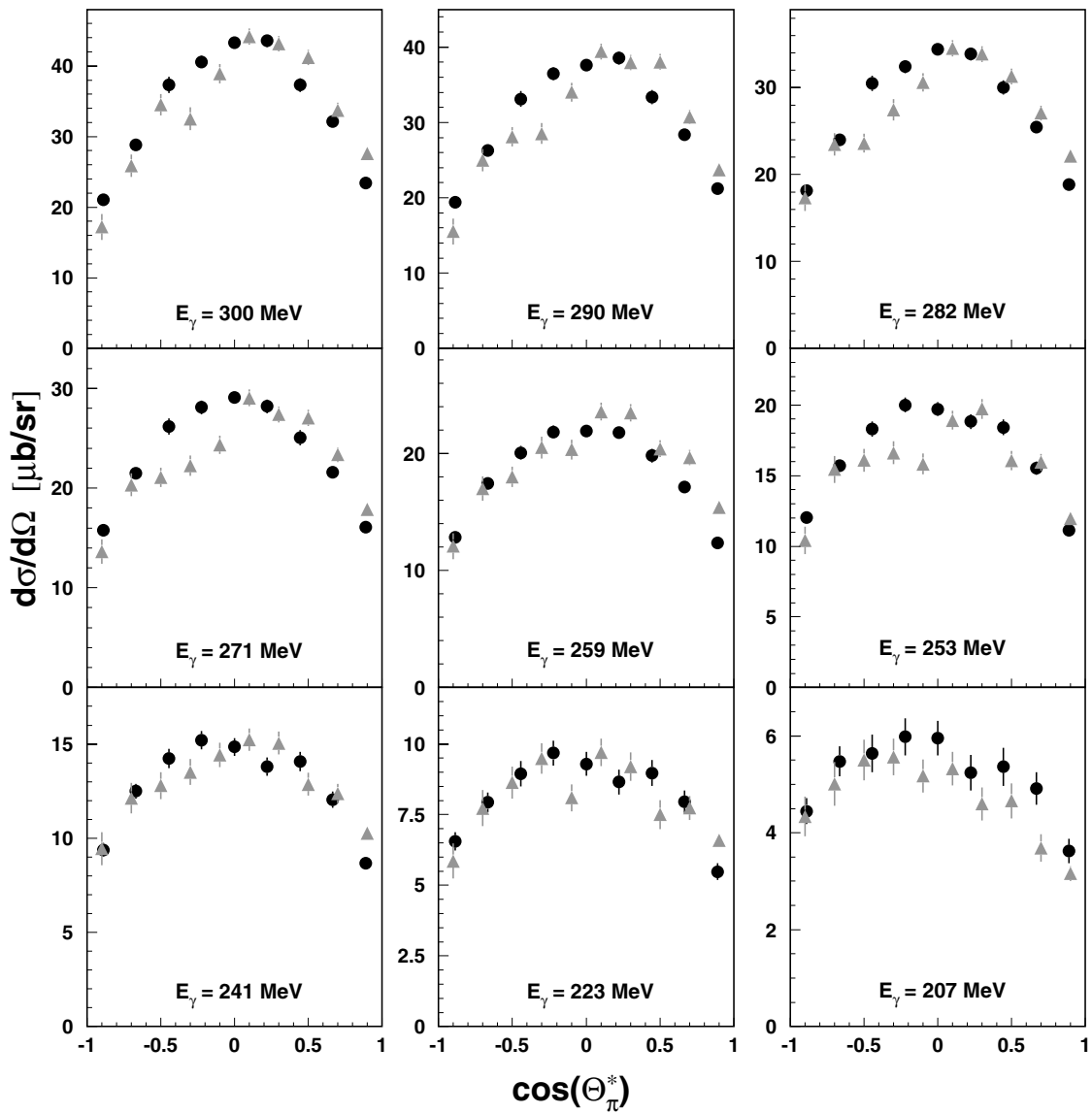


Abbildung 6.14: Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte mit einer Messung von Krusche [Kru 99] (graue Dreiecke). Beide Messungen stimmen in weiten Bereichen gut überein. Systematische Abweichungen gibt es vor allem unter Rückwärtswinkeln bei ungefähr 100° ($\cos \Theta \approx -0.2$).

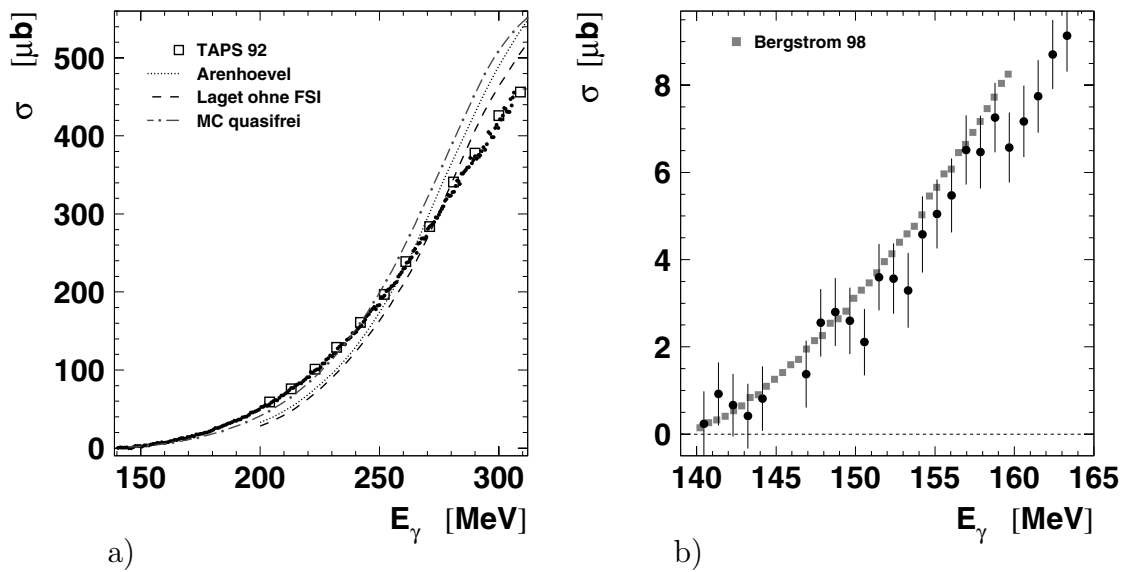


Abbildung 6.15: Vergleich des totalen Wirkungsquerschnittes mit anderen Messungen. Die Datenpunkte enthalten jeweils den statistischen Fehler.

In Diagramm a) sieht man die gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Kruische [Kru 99] (offene Quadrate).

In Diagramm b) ist der Vergleich mit einer Messung von Bergstrom [Ber 98] (quadratische Datenpunkte) dargestellt. Innerhalb der statistischen Fehler sind beide Experimente kompatibel. Die Daten von Bergstrom liegen jedoch systematisch höher.

an der Schwelle gemessen hat, wurde am SAL² mit dem π^0 -Spektrometer IGLOO durchgeführt [Ber 98]. Dieser Detektor deckt fast den gesamten Raumwinkel von 4π ab. Die Anregungsfunktion wurde damit bis zu einer Photonenenergie von 20 MeV oberhalb der Produktionsschwelle für neutrale Pionen gemessen. Innerhalb der statistischen Fehler sind beide Messungen kompatibel. Jedoch liegen die Ergebnisse von Bergstrom (quadratische Datenpunkte) systematisch etwas höher (Abb. 6.15b).

6.6 Elementarer Wirkungsquerschnitt am Neutron

Ausgehend von dem Ergebnis aus Kapitel 5.4 und 6.5.1, nämlich dass das reine quasi-freie Zuschauer-Modell den totalen Wirkungsquerschnitt beschreiben soll, kann damit der elementare Wirkungsquerschnitt am Neutron extrahiert werden. Denn das reine Zuschauer-Modell, wie es in Kapitel 5.3 beschrieben wurde,

²Saskatchewan Accelerator Laboratory

benötigt als Eingabe nur die elementaren Amplituden der photoinduzierten π^0 -Produktion an den Nukleonen und die Fermi-Bewegung dieser im Deuteron. Weil die Wellenfunktion des Deuterons experimentell gut bekannt ist und somit auch die Impulsverteilung der Nukleonen, ergibt sich durch den Zusammenhang mit dem totalen Wirkungsquerschnitt eine einfache Möglichkeit, die elementaren π^0 -Produktionsamplituden am Nukleon zu untersuchen.

Dabei verwendet man für die π^0 -Produktion am Proton die aus Daten extrahierte Amplitude und variiert die Amplitude am Neutron so lange, bis sich eine möglichst gute Übereinstimmung des totalen Wirkungsquerschnittes aus der Simulation mit dem experimentell bestimmten Querschnitt ergibt.

Ausgangspunkt für diese Simulation sind die Amplituden, wie sie durch die Partialwellenanalyse MAID [Tia 99] wiedergegeben werden. Abbildung 6.16a zeigt den elementaren Produktionsquerschnitt am Proton (gestrichelt) und Neutron (gepunktet). Beide Wirkungsquerschnitte sind im Bereich der Delta-Resonanz fast gleich, da diese eine reine Isospinanregung ist und hier $I = 3/2$ dominiert.

Mit dieser Startverteilung erhält man die in Abbildung 6.16b gestrichelte Kurve, die die Daten [Kru 99] deutlich überschätzt. Eine Variation des Neutronenquerschnittes, führt in der quasi-freien Simulationen zu der durchgezogenen Kurve, die die Daten wesentlich besser beschreibt. Den Vergleich zwischen dem angepassten (durchgezogene Linie) und dem unverändertem Wirkungsquerschnitt am Neutron ist linear in Abbildung 6.16c und logarithmisch in 6.16d dargestellt.

Der Fit an die experimentellen Daten führt im Maximum der Delta-Resonanz zu einer Reduktion des Neutronenquerschnittes von ca. 20%. Dies hat zur Folge, dass die Wirkungsquerschnitte von Proton und Neutron gerade im Bereich der Delta-Resonanz auch um 20% verschieden wären. Da der Isospin nicht in dieser Größenordnung verletzt sein kann, sollte es nicht resonante Beiträge zur π^0 -Produktion in dieser Größe geben. Hierzu gibt es aber noch keine Vorstellungen, welcher Art diese sein könnten.

Ein weiterer Prozess, der zu einer Reduktion des Wirkungsquerschnittes am Deuteron führen könnte, wäre die Absorption des erzeugten Pions am Deuteron. Dieser für vernachlässigbar gehaltene Prozess, ist z. B. auch nicht in den Rechnungen von [Kol 76] berücksichtigt. Da die elementaren Wirkungsquerschnitte an den Nukleonen gleich sein sollen, wie es die Überlegungen zur Isospinerhaltung in der

starken Wechselwirkung und die Ergebnisse aus Phasenanalysen (siehe Abb. 6.16a) zeigen, würde sich auch dieser Effekt gleichstark auf die einzelnen Beiträge von Proton und Neutron auswirken. Um ein in sich konsistentes Bild zu erhalten, müsste für die quasi-freie Simulation damit auch der elementare Wirkungsquerschnitt am Proton reduziert werden.

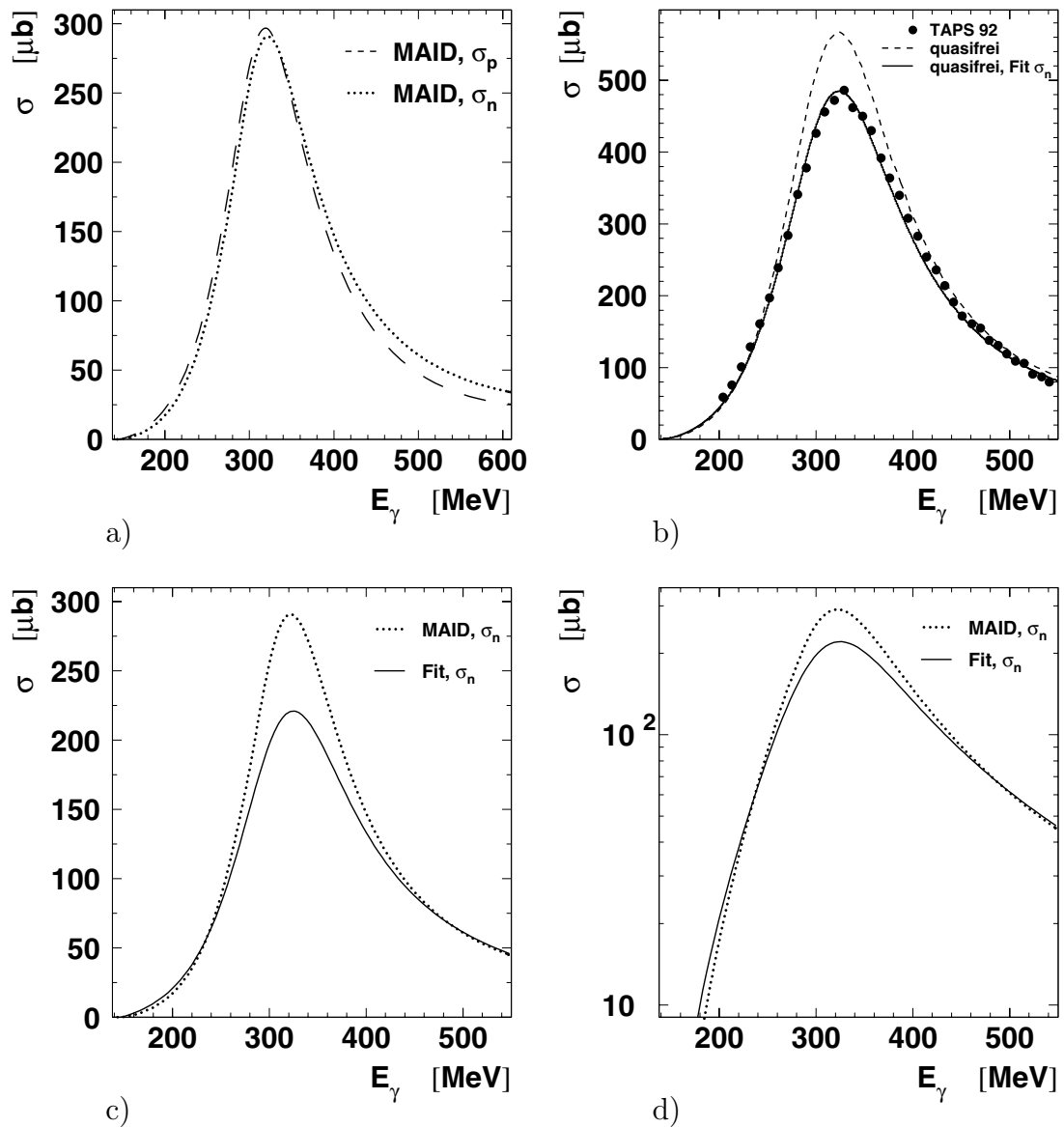


Abbildung 6.16: a) zeigt die elementaren π^0 -Wirkungsquerschnitte am Proton (gestrichelt) und am Neutron (gepunktet), wie sie durch die MAID-Partialwellenanalyse [Tia 99] wiedergegeben werden.

b) stellt die π^0 -Produktion am Deuteron dar. Das Ergebnis der quasi-freien Simulation (gestrichelt) wird mit den experimentellen Daten [Kru 99] verglichen. Durch Variation des elementaren Neutronen-Wirkungsquerschnittes erhält man in b) die durchgezogene Kurve.

Das Ergebnis der Variation wird in Abb. c) (linear) und in Abb. d) (logarithmisch) mit dem ursprünglichen Wirkungsquerschnitt am Neutron verglichen. Deutliche Abweichungen treten erst ab einer Photonenenergie von 250 MeV auf und betragen im Maximum der Delta-Resonanz ca. 20 %.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit stellt die Ergebnisse eines Experimentes zur photoinduzierten π^0 -Produktion am Deuteron vor. Das Experiment wurde am Mainzer Elektronenbeschleuniger MAMI durchgeführt. Mit dem sog. Glasgow-Tagger wurden die Bremsstrahlungsphotonen energiemarkiert und der untersuchte Energiebereich erstreckte sich von der Schwelle bis zu einer Einschussenergie von $E_\gamma \approx 300$ MeV. Die neutralen Pionen wurden mit dem TAPS-Spektrometer über den Zerfall in zwei Photonen nachgewiesen. Auf der gesamten Energieskala wurde die Anregungsfunktion und die Winkelverteilungen bestimmt. In zwei Energiebereichen besteht dabei ein Überlapp mit anderen Experimenten:

Ein Experiment, das in Saskatoon am SAL von Bergstrom durchgeführt wurde, hat die Anregungsfunktion bis zu einer Photonenenergie von 20 MeV oberhalb der Produktionsschwelle gemessen [Ber 98]. Innerhalb der statistischen Fehler stimmen die Ergebnisse beider Experimente überein. Jedoch liegen die Datenpunkte von Bergstrom et al. systematisch etwas höher (Abb. 6.15b in Kap. 6.5).

Ab einer Photonenenergie von $E_\gamma = 200$ MeV wurde die π^0 -Produktion am Deuteron schon mit einem früheren TAPS-Experiment¹ von Krusche und seinen Mitarbeitern [Kru 99] untersucht. Die Ergebnisse zeigen sowohl für die Anregungsfunktion als auch in den Winkelverteilungen gute Übereinstimmung (Abb. 6.15a und Abb. 6.14 in Kap. 6.5). Im Vergleich zu dem früheren Experiment konnte die Anregungsfunktion mit einer deutlich besseren Energieauflösung und kleineren statistischen Fehlern vermessen werden.

Im Mittelpunkt der Auswertung steht die Trennung der verschiedenen Produktionsmechanismen am Deuteron (Kap. 6.2). Prinzipiell kann die π^0 -Produktion

¹Der Aufbau des TAPS-Detektors bestand damals aus 5 Blöcken mit jeweils 64 BaF₂-Modulen.

am Deuteron über zwei verschiedene Prozesse ablaufen: Zum einen über einen kohärenten Prozess, bei dem das Deuteron im Grundzustand, d. h. gebunden bleibt, und zum anderen über einen inkohärenten Prozess, der sich durch den Aufbruch in zwei Nukleonen auszeichnet.

Im besonderen wurde der Frage nachgegangen, ob ein zusätzlicher Beitrag zum Wirkungsquerschnitt aus der Anregung einer schmalen Dibaryonen-Resonanz im πNN -System existiert (Kap. 1.2). Hier wurde im Rahmen der erzielten Statistik für den Energiebereich von $140 \text{ MeV} \leq E_\gamma \leq 240 \text{ MeV}$ eine obere Schranke von $\int_{\Delta E} \sigma dE \approx 5 \mu\text{b} \cdot \text{MeV}$ bei $\Delta E \approx 0.8 \text{ MeV}$ in einem Vertrauensintervall (C. L.) von 90 % gefunden (Kap. 6.2.1). Dieses Ergebnis liegt deutlich über der theoretischen Vorhersage für die d' -Resonanz von $\leq 1 \mu\text{b}$ [Bil 96]. Um dieses Ergebnis mit dem verwendeten TAPS-Aufbau zu verbessern, müsste der erreichte statistische Fehler des Wirkungsquerschnittes von ca. $1 \mu\text{b}$ deutlich reduziert werden. Dies hätte eine wesentlich längere Messzeit zur Folge.

Dagegen würde ein deutlicher Fortschritt erzielt werden, wenn eine Trennung zwischen kohärenter und inkohärenter π^0 -Produktion auf Eventbasis, z. B. durch den Nachweis eines der Nukleonen, möglich wäre. Die d' -Resonanz kann nur einen Beitrag zum inkohärenten Produktionskanal liefern, der bei einer Resonanzenergie von $E_\gamma \approx 200 \text{ MeV}$ nur 1/4 am gesamten Wirkungsquerschnittes ausmacht. Damit hätte man eine deutliche Unterdrückung des konventionellen Beitrages und somit eine Verbesserung des Verhältnisses von Signal zu Untergrund erreicht.

Eine weitere Möglichkeit, die d' -Resonanz elektromagnetisch anzuregen, besteht in der Elektro-Produktion: $ed \rightarrow e'd'$. Da in diesem Fall die Anregung über den Austausch von virtuellen Photonen erfolgt, bestehen in der Wahl des kinematischen Bereiches größere Freiheiten. Somit können Bereiche ausgewählt werden, bei denen die konventionellen Prozesse unterdrückt sind. Durchgeführte Modell-Rechnungen zeigen in der *missing mass* bei Impulsüberträgen von $t = -q^2 > 2 \text{ GeV}$ bei der angenommenen d' -Masse über dem konventionellen Untergrund eine deutliche resonanzartige Erhöhung [Bil 96]. Ein solches Experiment könnte z. B. am Jefferson Laboratory in Newport News, Virginia, USA durchgeführt werden.

Die Trennung der kohärenten (Kap. 6.3) und inkohärenten (Kap. 6.4) π^0 -Produktion wurde durch die Analyse der *missing energy* (Kap.6.2.3) des π^0 durchgeführt:

$$\text{Kohärent: } \gamma d \rightarrow \pi^0 d$$

Die differentiellen und integralen Wirkungsquerschnitte stimmen mit den theo-

retischen Vorhersagen von Kamalov [Kam 97] gut überein (Abb. 6.7 und 6.9). Ab einer primären Photonenenergie von $E_\gamma \approx 250$ MeV werden die Daten jedoch leicht unterschätzt.

Eine ähnlich gute Übereinstimmung besteht zwischen dem kohärentem integralen Wirkungsquerschnitt und den Rechnungen von Laget [Lag 81] (Abb. 6.9). Die Vorhersagen von Arenhövel [Are 95] sind nicht in der Lage, die experimentellen Ergebnisse zu beschreiben (Abb. 6.9).

Mit der Monte-Carlo-Simulation zum Koaleszenz-Modell werden die Winkelverteilungen gut reproduziert, aber der absolute Querschnitt wird bei den hohen Energien deutlich überschätzt (Abb. 6.8).

Inkohärent: $\gamma d \rightarrow \pi^0 np$

Der inkohärente Prozess lässt sich nicht mit dem reinen quasi-freien Modell beschreiben. Dies ergibt sich sowohl aus dem Vergleich der Daten mit den Rechnungen von Laget [Lag 81] und Arenhövel [Are 96], die mit diesem Ansatz einen fast doppelt so großen integralen Wirkungsquerschnitt vorhersagen (Abb. 6.10 und 6.12), als auch der Vergleich mit den eigenen Monte-Carlo-Simulationen.

Eine bessere Beschreibung gelingt erst durch Berücksichtigung von Endzustandswechselwirkungen der auslaufenden Teilchen (Abb. 6.10, 6.11 und 6.12).

Im Gegensatz dazu passen sowohl die quasi-freien Rechnungen als auch die eigenen quasi-freien Monte-Carlo-Simulationen zum totalen differentiellen und integralen Wirkungsquerschnitt (Abb. 6.13 und 6.15a). Sowohl die theoretischen Untersuchungen von Laget zur π^0 -Produktion am Deuteron [Lag 81] als auch die Untersuchungen von Kolybasov and Ksenzov zur π^- -Streuung am Deuteron [Kol 76] zeigen, dass die Reduktion im inkohärenten (quasi-freien) Kanal durch die NN-Endzustandswechselwirkung nahezu exakt von dem kohärenten Beitrag ausgeglichen wird (siehe auch Kap. 5.4).

Unter der Voraussetzung, dass der totale π^0 -Wirkungsquerschnitt am Deuteron exakt durch das reine quasi-freie Modell beschrieben wird, ergibt sich daraus eine einfache Möglichkeit, den elementaren Wirkungsquerschnitt am Neutron zu bestimmen. Für die Simulation des reinen quasi-freien Modells werden nur die elementaren Wirkungsquerschnitte am Nukleon und die Impulsverteilungen dieser im Deuteron benötigt. Sowohl die Impulsverteilungen, als auch der elementare π^0 -Wirkungsquerschnitt am Proton sind experimentell gut bekannt. Damit kann der elementare Wirkungsquerschnitt am Neutron durch Anpassen des totalen Wirkungsquerschnittes der Simulation ans Experiment bestimmt

werden (Kap. 6.6). Dieses Verfahrens liefert im Vergleich zu dem Ergebnis der MAID-Partialwellenanalyse einen kleineren Neutronen-Wirkungsquerschnitt. Im Maximum der Δ -Resonanz betragen die Unterschiede ca. 20% (Abb. 6.16). Ein Verständnis dieser Beobachtung steht z. Z. noch aus.

In der Zwischenzeit wurde ein weiteres TAPS-Experiment zur photoinduzierten π^0 -Produktion am Deuteron durchgeführt. Dieses Experiment untersucht besonders den Energiebereich nahe der Reaktionsschwelle ($139.8 \text{ MeV} \leq E_\gamma \leq 190 \text{ MeV}$). Die grundlegende Idee dieses Experimentes ist es, den Energiebereich von 2.2 MeV oberhalb der Produktionsschwelle, in dem nur kohärente Produktion statt finden kann, sehr genau zu vermessen. Dazu wurde eine neue Tagger-Lupe eingesetzt, die die Auflösung des Taggers auf ca. 100 keV verbessern soll. Die gemessenen kohärenten und inkohärenten Wirkungsquerschnitte sollen dann dazu benutzt werden, Informationen über die Photoproduktionsamplituden am Neutron nahe der Schwelle zu gewinnen.

Anhang A

Photo-Produktionsamplituden

Der differentielle photoinduzierte Wirkungsquerschnitt am Nukleon kann in verschiedene Amplituden zerlegt werden. Die wichtigsten sind die Multipolamplituden und die Isospinamplituden. Der Wirkungsquerschnitt $\gamma N \rightarrow \pi N$ ist im Schwerpunktsystem von πN gegeben durch [Eri 88]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{k}{q} |\chi_f^\dagger F \chi_i|^2 \quad (\text{A.1})$$

dabei ist

$$\begin{aligned} (\omega, \vec{q}), (\omega_\pi, \vec{k}) & \text{ Vierervektor des Photons bzw. des Pions} \\ \chi_{i,f} & \text{ Paulispinoren des Nukleons im Anfangs- und Endzustand und} \\ F & \text{ Übergangsoperator} \end{aligned}$$

Dieser Übergangsoperator lässt sich als Linearkombination aller unabhängiger Lorentzinvarianten Kombinationen aus Skalar- und Vektorprodukt der Impulse von Pion und Photon, des Polarisationsvektors $\vec{\epsilon}$ vom Photon und der Pauli-Matrix $\vec{\sigma}$ darstellen. Fordert man zusätzlich Eichinvarianz, Paritäts- und Impulserhaltung so gibt es nur noch vier Kombinationen und der Übergangsoperator F kann damit über die vier CGLN-Amplituden F_i [Che 57] ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned} F &= i \vec{\sigma} \cdot \vec{\epsilon} F_1 + \\ & (\vec{\sigma} \cdot \hat{k}) (\vec{\sigma} \cdot (\hat{q} \times \vec{\epsilon})) F_2 + \\ & i (\vec{\sigma} \cdot \hat{q}) (\hat{k} \cdot \vec{\epsilon}) F_3 + \\ & i (\vec{\sigma} \cdot \hat{k}) (\hat{k} \cdot \vec{\epsilon}) F_4 \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

dabei sind $\hat{q} = \vec{q}/|\vec{q}|$, $\hat{k} = \vec{k}/|\vec{k}|$ die Einheitsvektoren in Richtung des Photon- und Pionimpulses.

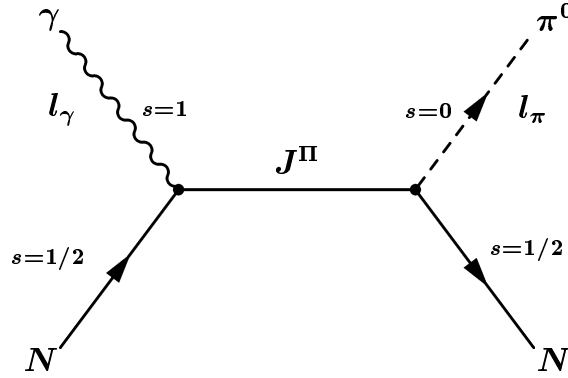


Abbildung A.1: Photoproduktion des Pions am Nukleon.

Das Photon mit Spin $s = 1$ und dem Bahndrehimpuls l_γ bildet mit dem Nukleon $s = 1/2$ einen Zwischenzustand mit definierten Quantenzahlen (Gesamtdrehimpuls J und Parität Π), der anschließend wieder in ein Nukleon mit $s = 1/2$ und ein Pion mit Spin $s = 0$ und Bahndrehimpuls l_π zerfällt.

A.1 Multipol-Darstellung

Zur Analyse von experimentellen Daten, sowie bei der Untersuchung einzelner Baryonenresonanzen werden diese Amplituden in zwei Arten von Multipole, den elektrischen ($E_{l\pm}$) und magnetischen ($M_{l\pm}$) Multipol, zerlegt [Dre 99]. Die Entwicklung geschieht nach den Ableitungen der Legendre-Polynome $P_i(x)$:

$$\begin{aligned}
 F_1 &= \sum_{l \geq 0} \{ [lM_{l+} + E_{l+}] P'_{l+1}(x) + [(l+1)M_{l-} + E_{l-}] P'_{l-1}(x) \} \\
 F_2 &= \sum_{l \geq 1} [(l+1)M_{l+} + lM_{l-}] P'_l(x) \\
 F_3 &= \sum_{l \geq 1} \{ [E_{l+} - M_{l+}] P''_{l+1}(x) + [E_{l-} + M_{l-}] P''_{l-1}(x) \} \\
 F_4 &= \sum_{l \geq 2} [M_{l+} - E_{l+} - M_{l-} - E_{l-}] P''_l(x).
 \end{aligned} \tag{A.3}$$

mit $x \equiv \cos \theta = \hat{k} \cdot \hat{q}$. Dabei gibt l den Bahndrehimpuls des Pions an und mit \pm ist der Gesamtdrehimpuls des πN -Systems entsprechend $j_f = l_\pi \pm 1/2$ kodiert. Der Gesamtdrehimpuls des Eingangszustandes (Abb. A.1) berechnet sich aus dem Gesamtimpuls des Photons $j_\gamma = l_\gamma + 1$ und dem Nukleonenspin $s_N = 1/2$ zu $j_i = j_\gamma \pm 1/2$. Da Drehimpulserhaltung gilt, folgt:

$$j_\gamma \pm 1/2 = l \pm 1/2$$

In der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung ist die Parität Π ebenfalls erhalten. Diese ist im Eingangskanal durch das Photon bestimmt, da das Nukleon

eine positive Parität hat:

$$\Pi_i = (-)^{j_\gamma}, \quad \text{für ein elektrischen Multipol } Ej \text{ und}$$

$$\Pi_i = (-)^{j_\gamma+1}, \quad \text{für ein magnetischen Multipol } Mj.$$

Das Pion hat eine negative intrinsische Parität, so dass für den Ausgangskanal gilt: $\Pi_f = (-)^{l_\pi+1}$.

Aus der Erhaltung der Parität folgt damit

$$\begin{aligned} \Pi(Ej) : \quad (-)^{j_\gamma} &= (-)^{l_\pi+1} \quad \Rightarrow \quad |j_\gamma - l_\pi| = 1 \\ \Pi(Mj) : \quad (-)^{j_\gamma+1} &= (-)^{l_\pi+1} \quad \Rightarrow \quad j_\gamma = l_\pi. \end{aligned} \tag{A.4}$$

Für die niedrigsten Multipole ist dieser Zusammenhang in Tabelle A.1 explizit aufgelistet.

Photon j_γ	Multipol Photon	gesamt j	gesamt Π	Pion l_π	Multipol- Amplitude
1	E1	1/2	−	0	E_{0+}
		3/2	−	2	E_{2-}
	M1	1/2	+	1	M_{1-}
		3/2	+	1	M_{1+}
2	E2	3/2	+	1	E_{1+}
		5/2	+	3	E_{3-}
	M2	3/2	−	2	M_{2-}
		5/2	−	2	M_{2+}

Tabelle A.1: Tabelle mit den niedrigsten Multipolen.

A.2 Isospin-Zerlegung

Aus der Erhaltung des gesamten Isospins im πN -Systems folgt, dass die Amplituden F_i bzw. die Multipole in drei unabhängige Isospinamplituden, A^0 , $A^{(1/2)}$ und $A^{(3/2)}$ zerlegt werden können. Dabei beschreiben die Amplituden $A^{(1/2)}$ und $A^{(3/2)}$ den Übergang mit dem isosvektoriellen Photon zum πN -Systems mit einem gesamt Isospin von $I = 1/2$ und $I = 3/2$. Der isoskalare Übergang führt zu der Isospinamplitude A^0 . Für die Beschreibung der physikalischen Amplituden ist es vorteilhaft zwei weitere Amplituden, die Protonen-Amplitude ${}_p A^{(1/2)}$ und die Neutronen-Amplituden ${}_n A^{(1/2)}$, mit dem gesamt Isospin $I = 1/2$ einzuführen. Diese definieren

sich wie folgt:

$$\begin{aligned} {}_p A^{(1/2)} &= A^0 + \frac{1}{3} A^{(1/2)} \quad \text{und} \\ {}_n A^{(1/2)} &= A^0 - \frac{1}{3} A^{(1/2)} \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Mit den physikalischen Amplituden besteht damit der folgende Zusammenhang [Dre 99]:

$$\begin{aligned} A(\gamma p \rightarrow n\pi^+) &= \sqrt{2} \left[{}_p A^{(1/2)} - \frac{1}{3} A^{(3/2)} \right] \\ A(\gamma n \rightarrow p\pi^-) &= \sqrt{2} \left[{}_n A^{(1/2)} + \frac{1}{3} A^{(3/2)} \right] \\ A(\gamma p \rightarrow p\pi^0) &= {}_p A^{(1/2)} + \frac{2}{3} A^{(3/2)} \\ A(\gamma n \rightarrow p\pi^0) &= -{}_n A^{(1/2)} + \frac{2}{3} A^{(3/2)} \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Die vier physikalischen Produktions-Amplituden sind somit nicht voneinander unabhängig und führen dazu, dass das gesamte Gleichungssystem überbestimmt ist. Dies könnte einerseits dazu benutzt werden, die Isospin-Erhaltung in der starken Wechselwirkung zu überprüfen oder andererseits den experimentell schwer zugänglichen Wirkungsquerschnitt der π^0 -Produktion am Neutron zu bestimmen.

Anhang B

Tabellen

B.1 Energiekalibrierung des Taggers

Kanal	Energie [MeV]	Breite [MeV]	Kanal	Energie [MeV]	Breite [MeV]	Kanal	Energie [MeV]	Breite [MeV]
1	306.336	0.437	22	293.470	0.714	43	279.961	0.631
2	305.890	0.456	23	292.759	0.708	44	279.329	0.633
3	305.425	0.474	24	292.054	0.703	45	278.695	0.635
4	304.941	0.493	25	291.356	0.693	46	278.058	0.638
5	304.440	0.511	26	290.668	0.684	47	277.419	0.640
6	303.919	0.531	27	289.990	0.672	48	276.779	0.641
7	303.378	0.551	28	289.323	0.661	49	276.136	0.645
8	302.818	0.570	29	288.668	0.649	50	275.490	0.646
9	302.238	0.589	30	288.025	0.637	51	274.843	0.649
10	301.641	0.606	31	287.392	0.628	52	274.193	0.651
11	301.026	0.624	32	286.769	0.619	53	273.541	0.654
12	300.394	0.640	33	286.153	0.613	54	272.886	0.657
13	299.746	0.655	34	285.541	0.611	55	272.228	0.659
14	299.084	0.669	35	284.932	0.608	56	271.569	0.659
15	298.409	0.682	36	284.322	0.611	57	270.908	0.664
16	297.722	0.692	37	283.708	0.616	58	270.244	0.664
17	297.026	0.701	38	283.089	0.621	59	269.577	0.669
18	296.322	0.707	39	282.467	0.623	60	268.908	0.670
19	295.613	0.712	40	281.844	0.624	61	268.237	0.673
20	294.899	0.715	41	281.218	0.627	62	267.563	0.675
21	294.184	0.715	42	280.591	0.628	63	266.887	0.677

Kanal	Energie [MeV]	Breite [MeV]	Kanal	Energie [MeV]	Breite [MeV]	Kanal	Energie [MeV]	Breite [MeV]
64	266.209	0.679	100	240.212	0.763	136	211.394	0.835
65	265.529	0.683	101	239.448	0.766	137	210.559	0.836
66	264.845	0.684	102	238.681	0.768	138	209.721	0.838
67	264.160	0.687	103	237.912	0.770	139	208.882	0.840
68	263.472	0.689	104	237.141	0.773	140	208.042	0.842
69	262.782	0.691	105	236.367	0.774	141	207.200	0.843
70	262.089	0.694	106	235.592	0.777	142	206.356	0.845
71	261.394	0.696	107	234.813	0.779	143	205.510	0.846
72	260.696	0.699	108	234.033	0.780	144	204.663	0.848
73	259.996	0.701	109	233.252	0.783	145	203.814	0.849
74	259.294	0.703	110	232.468	0.785	146	202.964	0.851
75	258.589	0.706	111	231.682	0.787	147	202.112	0.853
76	257.882	0.709	112	230.894	0.789	148	201.258	0.854
77	257.173	0.711	113	230.104	0.791	149	200.404	0.856
78	256.461	0.713	114	229.312	0.793	150	199.547	0.857
79	255.747	0.715	115	228.518	0.797	151	198.689	0.859
80	255.030	0.717	116	227.721	0.797	152	197.830	0.860
81	254.311	0.722	117	226.923	0.799	153	196.969	0.862
82	253.589	0.722	118	226.123	0.802	154	196.107	0.863
83	252.866	0.725	119	225.321	0.803	155	195.243	0.864
84	252.140	0.727	120	224.517	0.805	156	194.377	0.866
85	251.412	0.730	121	223.710	0.807	157	193.511	0.867
86	250.681	0.732	122	222.903	0.809	158	192.643	0.869
87	249.948	0.734	123	222.093	0.811	159	191.773	0.870
88	249.213	0.737	124	221.281	0.813	160	190.902	0.872
89	248.475	0.738	125	220.467	0.816	161	190.030	0.873
90	247.736	0.741	126	219.650	0.816	162	189.156	0.874
91	246.993	0.743	127	218.833	0.818	163	188.282	0.875
92	246.249	0.746	128	218.014	0.819	164	187.406	0.877
93	245.502	0.748	129	217.193	0.823	165	186.528	0.878
94	244.753	0.750	130	216.370	0.824	166	185.649	0.880
95	244.002	0.752	131	215.545	0.826	167	184.769	0.881
96	243.249	0.755	132	214.718	0.828	168	183.888	0.882
97	242.493	0.757	133	213.890	0.829	169	183.006	0.883
98	241.735	0.759	134	213.060	0.831	170	182.122	0.884
99	240.975	0.761	135	212.228	0.833	171	181.237	0.885

Kanal	Energie [MeV]	Breite [MeV]	Kanal	Energie [MeV]	Breite [MeV]	Kanal	Energie [MeV]	Breite [MeV]
172	180.352	0.886	187	166.934	0.902	202	153.309	0.914
173	179.465	0.888	188	166.032	0.903	203	152.395	0.915
174	178.576	0.889	189	165.129	0.904	204	151.480	0.915
175	177.687	0.890	190	164.224	0.904	205	150.564	0.916
176	176.797	0.891	191	163.319	0.906	206	149.648	0.916
177	175.905	0.892	192	162.413	0.906	207	148.731	0.917
178	175.012	0.893	193	161.507	0.907	208	147.814	0.918
179	174.119	0.894	194	160.599	0.908	209	146.896	0.918
180	173.224	0.895	195	159.691	0.909	210	145.978	0.919
181	172.329	0.896	196	158.781	0.910	211	145.059	0.919
182	171.432	0.897	197	157.871	0.910	212	144.139	0.920
183	170.534	0.898	198	156.960	0.912	213	143.219	0.920
184	169.636	0.899	199	156.049	0.911	214	142.298	0.921
185	168.736	0.900	200	155.137	0.914	215	141.377	0.921
186	167.836	0.901	201	154.223	0.914	216	140.455	0.922

B.2 Totaler Wirkungsquerschnitt

Energie [MeV]	Querschnitt [μb]
140.46	0.23 ± 0.75
141.38	0.92 ± 0.72
142.30	0.66 ± 0.72
143.22	0.41 ± 0.74
144.14	0.82 ± 0.74
145.06	defekt
145.98	defekt
146.90	1.37 ± 0.77
147.81	2.55 ± 0.78
148.73	2.80 ± 0.78
149.65	2.60 ± 0.76
150.56	2.11 ± 0.76

Energie [MeV]	Querschnitt [μb]
151.48	3.60 ± 0.76
152.40	3.57 ± 0.80
153.31	3.30 ± 0.86
154.22	4.58 ± 0.88
155.14	5.05 ± 0.79
156.05	5.47 ± 0.85
156.96	6.51 ± 0.79
157.87	6.47 ± 0.83
158.78	7.26 ± 0.79
159.69	6.57 ± 0.81
160.60	7.17 ± 0.82
161.51	7.74 ± 0.83

Energie [MeV]	Querschnitt [μb]
162.41	8.70 ± 0.79
163.32	9.13 ± 0.82
164.22	10.47 ± 0.83
165.13	10.25 ± 0.83
166.03	11.84 ± 0.83
166.93	12.65 ± 0.88
167.84	12.60 ± 0.83
168.74	11.85 ± 0.83
169.64	14.36 ± 0.84
170.53	14.29 ± 0.87
171.43	15.47 ± 0.86
172.33	14.90 ± 0.85

Energie [MeV]	Querschnitt [μb]	Energie [MeV]	Querschnitt [μb]	Energie [MeV]	Querschnitt [μb]
173.22	17.40 \pm 0.85	204.66	58.43 \pm 0.99	234.03	132.88 \pm 1.20
174.12	17.47 \pm 0.89	205.51	60.28 \pm 1.03	234.81	133.33 \pm 1.17
175.01	17.97 \pm 0.86	206.35	61.59 \pm 1.01	235.59	133.08 \pm 1.20
175.91	18.39 \pm 0.85	207.20	61.21 \pm 1.01	236.37	138.61 \pm 1.18
176.80	19.62 \pm 0.86	208.04	64.37 \pm 1.05	237.14	140.24 \pm 1.22
177.69	20.03 \pm 0.86	208.88	67.16 \pm 1.03	237.91	142.09 \pm 1.22
178.58	20.85 \pm 0.86	209.72	67.57 \pm 1.05	238.68	147.48 \pm 1.25
179.47	21.98 \pm 0.91	210.56	70.01 \pm 1.05	239.45	147.14 \pm 1.24
180.35	23.63 \pm 0.87	211.39	71.81 \pm 1.09	240.21	148.80 \pm 1.23
181.24	25.61 \pm 0.89	212.23	74.33 \pm 1.04	240.98	152.61 \pm 1.24
182.12	25.56 \pm 0.93	213.06	77.15 \pm 1.05	241.74	155.13 \pm 1.23
183.01	26.25 \pm 0.92	213.89	77.11 \pm 1.07	242.49	157.22 \pm 1.24
183.89	27.87 \pm 0.92	214.72	80.21 \pm 1.07	243.25	161.84 \pm 1.27
184.77	28.78 \pm 0.88	215.54	81.45 \pm 1.07	244.00	164.70 \pm 1.29
185.65	30.06 \pm 0.93	216.37	83.30 \pm 1.06	244.75	169.32 \pm 1.28
186.53	31.27 \pm 0.99	217.19	83.28 \pm 1.06	245.50	171.29 \pm 1.36
187.41	32.26 \pm 0.90	218.01	86.03 \pm 1.07	246.25	175.54 \pm 1.32
188.28	33.07 \pm 0.90	218.83	88.08 \pm 1.07	246.99	178.10 \pm 1.33
189.16	34.88 \pm 0.95	219.65	90.51 \pm 1.15	247.74	180.95 \pm 1.29
190.03	35.03 \pm 0.93	220.47	91.05 \pm 1.10	248.48	177.92 \pm 1.28
190.90	36.55 \pm 0.91	221.28	97.58 \pm 1.12	249.21	182.64 \pm 1.29
191.77	36.76 \pm 0.97	222.09	96.95 \pm 1.15	249.95	183.25 \pm 1.31
192.64	39.36 \pm 0.94	222.90	99.46 \pm 1.12	250.68	193.28 \pm 1.34
193.51	39.97 \pm 0.97	223.71	100.85 \pm 1.11	251.41	193.30 \pm 1.32
194.38	40.26 \pm 0.95	224.52	101.21 \pm 1.16	252.14	195.55 \pm 1.30
195.24	42.72 \pm 0.92	225.32	103.59 \pm 1.17	252.87	201.25 \pm 1.32
196.11	45.42 \pm 0.95	226.12	108.21 \pm 1.16	253.59	203.05 \pm 1.32
196.97	45.63 \pm 1.04	226.92	108.72 \pm 1.16	254.31	204.18 \pm 1.33
197.83	46.93 \pm 0.96	227.72	113.16 \pm 1.13	255.03	207.38 \pm 1.34
198.69	48.11 \pm 1.01	228.52	115.02 \pm 1.15	255.75	208.43 \pm 1.36
199.55	49.31 \pm 1.01	229.31	118.78 \pm 1.19	256.46	211.41 \pm 1.37
200.40	52.44 \pm 1.01	230.10	117.45 \pm 1.18	257.17	212.73 \pm 1.36
201.26	53.07 \pm 1.02	230.90	121.08 \pm 1.20	257.88	219.97 \pm 1.39
202.11	54.98 \pm 1.03	231.68	121.56 \pm 1.20	258.59	222.28 \pm 1.39
202.96	54.30 \pm 0.99	232.47	127.76 \pm 1.21	259.29	225.28 \pm 1.36
203.81	55.87 \pm 1.00	233.25	129.69 \pm 1.21	260.00	229.68 \pm 1.42

Energie [MeV]	Querschnitt [μb]	Energie [MeV]	Querschnitt [μb]	Energie [MeV]	Querschnitt [μb]
260.70	230.67 \pm 1.41	276.78	309.83 \pm 1.54	292.05	374.91 \pm 1.62
261.39	237.49 \pm 1.40	277.42	316.99 \pm 1.57	292.76	380.27 \pm 1.59
262.09	238.13 \pm 1.40	278.06	318.98 \pm 1.54	293.47	385.37 \pm 1.65
262.78	242.29 \pm 1.42	278.70	324.34 \pm 1.58	294.18	382.08 \pm 1.64
263.47	244.24 \pm 1.42	279.33	322.97 \pm 1.55	294.90	389.41 \pm 1.61
264.16	252.49 \pm 1.44	279.96	323.55 \pm 1.57	295.61	404.71 \pm 1.61
264.85	255.13 \pm 1.41	280.59	328.11 \pm 1.57	296.32	402.64 \pm 1.57
265.53	250.14 \pm 1.41	281.22	328.45 \pm 1.59	297.03	398.42 \pm 1.67
266.21	261.77 \pm 1.43	281.84	335.82 \pm 1.60	297.72	398.32 \pm 1.69
266.89	262.86 \pm 1.42	282.47	342.71 \pm 1.62	298.41	410.05 \pm 1.63
267.56	268.38 \pm 1.45	283.09	341.99 \pm 1.63	299.08	414.21 \pm 1.66
268.24	268.90 \pm 1.46	283.71	338.48 \pm 1.59	299.75	410.35 \pm 1.66
268.91	267.91 \pm 1.43	284.32	351.55 \pm 1.63	300.39	421.46 \pm 1.67
269.58	270.87 \pm 1.42	284.93	351.67 \pm 1.63	301.03	421.05 \pm 1.79
270.24	281.04 \pm 1.49	285.54	354.21 \pm 1.62	301.64	426.15 \pm 1.72
270.91	283.61 \pm 1.49	286.15	356.27 \pm 1.58	302.24	435.53 \pm 1.68
271.57	285.14 \pm 1.46	286.77	359.22 \pm 1.59	302.82	434.54 \pm 1.71
272.23	287.28 \pm 1.47	287.39	360.01 \pm 1.58	303.38	430.94 \pm 1.77
272.89	289.60 \pm 1.48	288.02	371.96 \pm 1.59	303.92	431.11 \pm 1.75
273.54	295.75 \pm 1.51	288.67	364.81 \pm 1.59	304.44	430.63 \pm 1.88
274.19	295.12 \pm 1.51	289.32	368.89 \pm 1.61	304.94	447.08 \pm 1.80
274.84	298.90 \pm 1.53	289.99	373.81 \pm 1.58	305.42	438.76 \pm 1.83
275.49	302.79 \pm 1.52	290.67	370.65 \pm 1.61	305.89	449.18 \pm 1.98
276.14	306.28 \pm 1.52	291.36	375.21 \pm 1.64	306.34	455.58 \pm 2.22

B.3 Winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte im CM¹(γd)

B.3.1 Totaler Wirkungsquerschnitt CM(γd)

	E_γ [MeV] 151.40±11.40	E_γ [MeV] 171.80±9.00	E_γ [MeV] 187.40±6.60	E_γ [MeV] 198.20±4.30
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
10°	0.19±0.39	1.14±0.37	2.39±0.46	3.79±0.61
30°	0.20±0.18	1.16±0.21	2.57±0.25	3.92±0.29
50°	0.21±0.23	1.39±0.27	3.00±0.31	4.51±0.36
70°	0.36±0.21	1.34±0.24	2.83±0.28	4.63±0.33
90°	0.38±0.20	1.48±0.23	3.04±0.27	4.48±0.32
110°	0.31±0.22	1.39±0.26	2.82±0.30	4.01±0.34
130°	0.33±0.16	1.28±0.20	2.40±0.23	3.46±0.27
150°	0.34±0.16	1.11±0.19	2.01±0.23	2.84±0.27
170°	0.38±0.29	1.38±0.38	2.28±0.46	3.10±0.57

	E_γ [MeV] 206.80±4.20	E_γ [MeV] 215.10±4.10	E_γ [MeV] 222.50±3.20	E_γ [MeV] 228.90±3.20
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
10°	4.07±0.59	5.13±0.63	6.25±0.73	6.70±0.67
30°	5.06±0.30	6.39±0.31	7.72±0.35	9.06±0.36
50°	6.02±0.37	7.95±0.38	9.75±0.43	11.36±0.45
70°	5.74±0.34	7.78±0.36	9.58±0.41	11.18±0.42
90°	5.87±0.32	7.69±0.34	9.38±0.38	11.29±0.40
110°	5.24±0.35	6.63±0.35	8.17±0.40	9.67±0.41
130°	4.55±0.28	5.46±0.29	6.58±0.32	7.83±0.33
150°	3.52±0.28	4.26±0.29	5.31±0.33	5.96±0.34
170°	3.61±0.49	4.18±0.75	4.77±0.56	6.16±0.72

¹engl. center of mass: Schwerpunktsystem

	E_γ [MeV] 235.20±3.10	E_γ [MeV] 241.30±3.00	E_γ [MeV] 247.30±3.00	E_γ [MeV] 253.20±2.90
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]
10°	7.23±0.59	8.91±0.63	10.88±0.84	12.72±0.80
30°	10.49±0.37	12.05±0.38	13.92±0.40	15.35±0.40
50°	13.28±0.46	15.23±0.48	17.36±0.51	19.84±0.52
70°	13.10±0.44	15.07±0.45	17.18±0.48	20.40±0.49
90°	13.08±0.41	15.00±0.42	17.34±0.44	19.51±0.45
110°	11.16±0.42	12.90±0.44	14.71±0.48	16.75±0.48
130°	9.10±0.34	10.16±0.35	11.61±0.37	12.84±0.38
150°	6.64±0.35	7.54±0.36	8.49±0.38	9.67±0.39
170°	6.37±0.61	6.74±0.57	7.86±0.68	8.40±0.66

	E_γ [MeV] 258.90±2.80	E_γ [MeV] 264.50±2.70	E_γ [MeV] 268.60±1.30	E_γ [MeV] 271.20±1.30
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]
10°	13.44±0.73	15.30±0.75	16.38±0.79	18.02±0.88
30°	17.18±0.42	19.40±0.43	20.68±0.51	22.12±0.53
50°	21.66±0.54	24.05±0.55	25.78±0.66	27.12±0.68
70°	22.93±0.51	26.23±0.52	28.12±0.62	30.38±0.64
90°	21.96±0.46	24.33±0.47	26.45±0.57	27.77±0.58
110°	18.17±0.52	20.29±0.52	21.04±0.63	23.70±0.69
130°	14.00±0.39	15.57±0.40	16.28±0.48	17.23±0.50
150°	10.31±0.41	11.53±0.42	12.03±0.50	12.59±0.52
170°	8.77±0.80	9.96±0.70	10.29±0.78	9.99±0.77

	E_γ [MeV] 273.90±1.30	E_γ [MeV] 276.50±1.30	E_γ [MeV] 279.00±1.30	E_γ [MeV] 281.50±1.30
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]
10°	18.52±0.91	23.03±1.34	18.93±0.82	22.19±0.92
30°	22.29±0.54	23.85±0.55	24.95±0.56	26.13±0.57
50°	28.61±0.69	30.34±0.71	31.33±0.71	31.97±0.73
70°	31.61±0.65	32.68±0.66	34.75±0.67	36.47±0.69
90°	29.35±0.59	30.51±0.61	32.06±0.61	32.92±0.63
110°	23.20±0.67	24.50±0.70	25.83±0.71	27.00±0.76
130°	17.71±0.51	18.37±0.52	19.29±0.53	19.35±0.54
150°	12.72±0.53	13.29±0.54	13.77±0.55	14.62±0.56
170°	11.33±0.79	11.18±0.85	12.28±0.98	11.76±0.85

	E_γ [MeV] 284.00±1.20	E_γ [MeV] 286.50±1.20	E_γ [MeV] 288.40±0.60	E_γ [MeV] 289.70±0.70
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
10°	22.82±0.99	25.70±1.45	24.05±1.12	24.57±0.99
30°	26.69±0.57	28.15±0.56	27.89±0.66	29.35±0.67
50°	33.25±0.74	34.25±0.72	34.09±0.86	35.67±0.86
70°	38.12±0.70	39.45±0.68	40.74±0.81	41.07±0.81
90°	33.63±0.63	34.91±0.62	37.24±0.74	36.36±0.74
110°	26.84±0.77	28.41±0.74	29.67±0.93	29.60±0.89
130°	19.90±0.54	20.55±0.53	21.73±0.64	21.16±0.64
150°	14.46±0.57	14.81±0.56	14.66±0.66	15.52±0.67
170°	13.66±1.06	12.43±0.84	11.81±0.87	13.69±1.06

	E_γ [MeV] 291.00±0.70	E_γ [MeV] 292.40±0.70	E_γ [MeV] 293.80±0.70	E_γ [MeV] 295.30±0.70
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
10°	25.03±1.17	28.96±1.62	24.30±1.05	27.24±1.23
30°	29.36±0.68	29.02±0.67	29.03±0.69	31.53±0.67
50°	36.04±0.88	36.75±0.87	35.92±0.88	38.17±0.87
70°	40.78±0.83	42.49±0.82	43.72±0.84	44.76±0.82
90°	37.50±0.76	37.75±0.74	38.41±0.77	39.34±0.74
110°	30.38±0.98	28.80±0.90	29.43±0.94	30.31±0.91
130°	21.23±0.65	21.46±0.64	22.15±0.66	22.76±0.65
150°	14.75±0.68	15.26±0.68	15.50±0.69	15.85±0.68
170°	13.62±1.44	11.24±1.00	12.47±1.20	12.85±0.89

	E_γ [MeV] 296.70±0.70	E_γ [MeV] 298.10±0.70	E_γ [MeV] 299.40±0.70	E_γ [MeV] 300.70±0.60
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
10°	25.56±1.13	28.43±1.27	26.94±1.20	26.86±1.05
30°	31.09±0.68	32.17±0.70	32.86±0.70	33.04±0.72
50°	36.72±0.86	38.94±0.89	40.15±0.90	40.46±0.93
70°	45.33±0.83	45.03±0.84	46.51±0.84	47.55±0.88
90°	40.42±0.75	40.27±0.77	41.12±0.77	43.33±0.81
110°	30.42±0.96	32.89±1.07	33.08±0.97	32.19±0.99
130°	22.90±0.66	23.28±0.67	23.04±0.67	23.52±0.70
150°	15.83±0.68	15.74±0.70	16.73±0.71	15.78±0.73
170°	13.96±1.03	13.76±0.97	13.18±0.97	13.27±1.00

	E_γ [MeV] 301.90 \pm 0.60	E_γ [MeV] 303.10 \pm 0.60	E_γ [MeV] 304.20 \pm 0.50	E_γ [MeV] 305.20 \pm 0.50
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [μ b/sr]	$d\sigma/d\Omega$ [μ b/sr]	$d\sigma/d\Omega$ [μ b/sr]	$d\sigma/d\Omega$ [μ b/sr]
10°	31.75 \pm 1.75	29.10 \pm 1.16	29.71 \pm 1.46	31.66 \pm 2.03
30°	34.15 \pm 0.71	33.41 \pm 0.72	33.72 \pm 0.76	35.70 \pm 0.76
50°	42.43 \pm 0.92	43.24 \pm 0.94	42.23 \pm 0.98	43.74 \pm 0.98
70°	49.39 \pm 0.86	48.16 \pm 0.88	48.87 \pm 0.92	50.49 \pm 0.92
90°	42.89 \pm 0.78	42.91 \pm 0.80	43.22 \pm 0.84	44.64 \pm 0.84
110°	33.10 \pm 1.00	33.08 \pm 1.00	34.16 \pm 1.04	34.13 \pm 1.07
130°	24.27 \pm 0.69	22.99 \pm 0.70	23.82 \pm 0.73	23.76 \pm 0.73
150°	16.42 \pm 0.72	17.31 \pm 0.74	16.53 \pm 0.77	16.07 \pm 0.76
170°	14.19 \pm 1.27	14.26 \pm 0.99	12.07 \pm 1.05	14.27 \pm 1.18

	E_γ [MeV] 306.10 \pm 0.40
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [μ b/sr]
10°	27.02 \pm 1.45
30°	35.72 \pm 0.88
50°	43.97 \pm 1.13
70°	51.56 \pm 1.06
90°	46.03 \pm 0.98
110°	34.14 \pm 1.18
130°	24.63 \pm 0.85
150°	16.56 \pm 0.88
170°	15.27 \pm 1.65

B.3.2 Kohärenter Wirkungsquerschnitt $CM(\gamma d)$

	E_γ [MeV] 151.40±11.40	E_γ [MeV] 171.80±9.00	E_γ [MeV] 187.40±6.60	E_γ [MeV] 198.20±4.30
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
10°	0.17±0.34	1.09±0.36	2.27±0.44	3.61±0.58
30°	0.18±0.16	1.08±0.20	2.45±0.23	3.80±0.28
50°	0.18±0.20	1.26±0.24	2.83±0.29	4.23±0.33
70°	0.31±0.17	1.14±0.21	2.38±0.24	3.86±0.28
90°	0.32±0.17	1.18±0.18	2.31±0.20	3.23±0.23
110°	0.26±0.18	1.04±0.19	1.90±0.20	2.46±0.21
130°	0.26±0.13	0.83±0.13	1.39±0.13	1.93±0.15
150°	0.27±0.13	0.68±0.12	1.03±0.12	1.31±0.13
170°	0.32±0.24	0.85±0.23	1.13±0.23	1.36±0.25

	E_γ [MeV] 206.80±4.20	E_γ [MeV] 215.10±4.10	E_γ [MeV] 222.50±3.20	E_γ [MeV] 228.90±3.20
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
10°	3.74±0.54	4.88±0.60	6.04±0.71	6.19±0.62
30°	4.92±0.29	6.24±0.30	7.47±0.34	8.58±0.34
50°	5.64±0.34	7.22±0.35	8.88±0.39	10.06±0.40
70°	4.71±0.28	6.32±0.29	7.67±0.33	8.80±0.33
90°	4.00±0.22	5.09±0.23	6.08±0.25	7.16±0.25
110°	3.02±0.20	3.57±0.19	4.37±0.21	4.95±0.21
130°	2.34±0.14	2.72±0.14	3.10±0.15	3.57±0.15
150°	1.56±0.12	1.83±0.13	2.16±0.14	2.34±0.13
170°	1.46±0.20	1.52±0.27	1.74±0.21	2.00±0.24

	E_γ [MeV] 235.20±3.10	E_γ [MeV] 241.30±3.00	E_γ [MeV] 247.30±3.00	E_γ [MeV] 253.20±2.90
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
10°	6.30±0.52	7.82±0.56	9.21±0.71	12.09±0.76
30°	9.65±0.34	11.30±0.36	12.54±0.36	13.89±0.37
50°	11.64±0.40	13.50±0.43	14.65±0.43	16.67±0.44
70°	10.10±0.34	11.60±0.35	13.02±0.36	14.77±0.35
90°	7.98±0.25	9.01±0.26	10.18±0.26	10.81±0.25
110°	5.42±0.20	6.04±0.21	6.65±0.22	7.25±0.21
130°	3.87±0.15	4.10±0.15	4.32±0.14	4.35±0.13
150°	2.44±0.13	2.64±0.13	2.65±0.12	2.78±0.12
170°	1.97±0.19	1.91±0.16	2.09±0.18	2.00±0.16

	E_γ [MeV] 258.90±2.80	E_γ [MeV] 264.50±2.70	E_γ [MeV] 268.60±1.30	E_γ [MeV] 271.20±1.30
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
10°	12.23±0.66	15.30±0.75	14.34±0.69	16.67±0.82
30°	14.77±0.36	17.38±0.39	17.85±0.45	18.96±0.46
50°	17.07±0.43	19.64±0.45	19.74±0.52	21.37±0.54
70°	16.46±0.37	18.49±0.37	18.81±0.43	20.38±0.44
90°	11.53±0.25	12.41±0.25	12.67±0.28	13.22±0.28
110°	7.14±0.21	7.49±0.20	7.09±0.22	7.87±0.24
130°	4.41±0.13	4.36±0.12	4.43±0.14	4.41±0.13
150°	2.80±0.11	2.80±0.11	2.71±0.12	2.78±0.12
170°	1.91±0.18	2.03±0.15	1.74±0.14	1.73±0.14

	E_γ [MeV] 273.90±1.30	E_γ [MeV] 276.50±1.30	E_γ [MeV] 279.00±1.30	E_γ [MeV] 281.50±1.30
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
10°	17.07±0.85	21.44±1.25	17.34±0.76	19.93±0.84
30°	19.88±0.48	20.24±0.47	22.38±0.50	22.49±0.49
50°	20.83±0.52	23.54±0.55	23.56±0.55	26.18±0.61
70°	21.02±0.44	21.53±0.44	22.34±0.44	23.23±0.44
90°	13.47±0.28	13.82±0.28	13.66±0.27	13.66±0.27
110°	7.26±0.22	7.55±0.23	7.46±0.22	7.69±0.23
130°	4.20±0.12	3.91±0.12	4.03±0.12	3.99±0.12
150°	2.39±0.11	2.43±0.11	2.52±0.11	2.59±0.11
170°	1.80±0.13	1.58±0.12	1.71±0.14	1.61±0.12

	E_γ [MeV] 284.00±1.20	E_γ [MeV] 286.50±1.20	E_γ [MeV] 288.40±0.60	E_γ [MeV] 289.70±0.70
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
10°	19.87±0.88	24.05±1.36	21.40±1.01	22.80±0.93
30°	23.92±0.52	22.60±0.46	22.81±0.56	23.92±0.56
50°	24.04±0.54	25.24±0.54	25.63±0.66	24.79±0.61
70°	22.91±0.43	23.75±0.42	23.18±0.48	23.82±0.49
90°	13.86±0.27	13.55±0.25	14.11±0.29	13.67±0.29
110°	7.35±0.23	7.27±0.20	7.39±0.25	7.13±0.23
130°	3.84±0.11	3.66±0.10	3.85±0.13	3.53±0.11
150°	2.28±0.10	2.12±0.09	1.83±0.10	1.82±0.09
170°	1.78±0.14	1.45±0.11	1.04±0.08	1.38±0.11

	E_γ [MeV] 291.00±0.70	E_γ [MeV] 292.40±0.70	E_γ [MeV] 293.80±0.70	E_γ [MeV] 295.30±0.70
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
10°	22.87±1.08	28.20±1.58	19.66±0.87	24.52±1.12
30°	24.02±0.57	25.05±0.59	24.12±0.58	24.85±0.55
50°	24.76±0.62	27.04±0.66	25.11±0.63	27.44±0.64
70°	23.61±0.49	23.58±0.47	23.78±0.48	23.32±0.45
90°	13.91±0.29	13.74±0.28	13.37±0.28	13.30±0.26
110°	7.44±0.26	7.20±0.24	6.68±0.23	6.70±0.22
130°	3.46±0.11	3.30±0.11	3.34±0.11	3.28±0.10
150°	1.71±0.09	1.68±0.09	1.53±0.08	1.57±0.08
170°	1.39±0.15	1.15±0.11	1.00±0.10	0.99±0.08

	E_γ [MeV] 296.70±0.70	E_γ [MeV] 298.10±0.70	E_γ [MeV] 299.40±0.70	E_γ [MeV] 300.70±0.60
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
10°	19.68±0.89	27.04±1.21	21.47±0.98	23.77±0.95
30°	25.09±0.56	26.16±0.58	28.03±0.61	26.77±0.60
50°	27.06±0.65	27.45±0.65	30.71±0.70	27.31±0.65
70°	24.84±0.47	23.73±0.46	24.51±0.47	23.21±0.45
90°	13.91±0.27	13.61±0.27	13.65±0.27	14.21±0.28
110°	6.39±0.22	7.24±0.25	7.28±0.23	6.15±0.21
130°	3.25±0.10	3.05±0.10	3.16±0.10	3.06±0.10
150°	1.71±0.09	1.75±0.09	1.72±0.09	1.67±0.09
170°	0.85±0.08	1.17±0.09	1.07±0.09	0.89±0.08

	E_γ [MeV] 301.90 \pm 0.60	E_γ [MeV] 303.10 \pm 0.60	E_γ [MeV] 304.20 \pm 0.50	E_γ [MeV] 305.20 \pm 0.50
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [μ b/sr]	$d\sigma/d\Omega$ [μ b/sr]	$d\sigma/d\Omega$ [μ b/sr]	$d\sigma/d\Omega$ [μ b/sr]
10°	28.86 \pm 1.60	24.91 \pm 1.02	22.70 \pm 1.15	28.08 \pm 1.82
30°	25.75 \pm 0.56	26.53 \pm 0.59	24.45 \pm 0.57	30.31 \pm 0.66
50°	28.94 \pm 0.65	29.92 \pm 0.67	28.25 \pm 0.68	29.92 \pm 0.69
70°	23.91 \pm 0.44	22.97 \pm 0.44	23.75 \pm 0.47	23.43 \pm 0.45
90°	13.77 \pm 0.27	13.82 \pm 0.27	12.96 \pm 0.27	13.21 \pm 0.26
110°	5.86 \pm 0.20	6.55 \pm 0.22	6.59 \pm 0.23	6.35 \pm 0.22
130°	2.99 \pm 0.10	2.69 \pm 0.09	2.86 \pm 0.10	2.85 \pm 0.10
150°	1.46 \pm 0.08	1.30 \pm 0.08	1.11 \pm 0.07	1.06 \pm 0.07
170°	0.98 \pm 0.10	1.04 \pm 0.08	0.83 \pm 0.08	0.78 \pm 0.08

	E_γ [MeV] 306.10 \pm 0.40
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [μ b/sr]
10°	23.78 \pm 1.29
30°	25.58 \pm 0.65
50°	29.72 \pm 0.79
70°	25.26 \pm 0.54
90°	13.99 \pm 0.31
110°	6.32 \pm 0.24
130°	2.49 \pm 0.10
150°	0.86 \pm 0.07
170°	0.66 \pm 0.08

B.3.3 Inkohärenter Wirkungsquerschnitt $CM(\gamma d)$

	E_γ [MeV] 151.40±11.40	E_γ [MeV] 171.80±9.00	E_γ [MeV] 187.40±6.60	E_γ [MeV] 198.20±4.30
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
10°	0.03±0.05	0.05±0.02	0.12±0.02	0.18±0.03
30°	0.02±0.02	0.08±0.01	0.12±0.01	0.11±0.01
50°	0.03±0.03	0.13±0.02	0.17±0.02	0.28±0.02
70°	0.06±0.03	0.19±0.04	0.44±0.04	0.77±0.06
90°	0.06±0.03	0.30±0.05	0.73±0.07	1.25±0.09
110°	0.06±0.04	0.36±0.07	0.92±0.10	1.55±0.13
130°	0.07±0.03	0.45±0.07	1.01±0.10	1.53±0.12
150°	0.07±0.04	0.44±0.08	0.98±0.11	1.53±0.15
170°	0.06±0.04	0.53±0.15	1.14±0.23	1.74±0.32

	E_γ [MeV] 206.80±4.20	E_γ [MeV] 215.10±4.10	E_γ [MeV] 222.50±3.20	E_γ [MeV] 228.90±3.20
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
10°	0.33±0.05	0.26±0.04	0.22±0.03	0.51±0.06
30°	0.13±0.01	0.15±0.01	0.25±0.01	0.48±0.03
50°	0.38±0.02	0.73±0.04	0.87±0.04	1.31±0.06
70°	1.02±0.06	1.46±0.07	1.91±0.08	2.38±0.09
90°	1.87±0.10	2.60±0.12	3.30±0.14	4.13±0.15
110°	2.22±0.15	3.06±0.16	3.80±0.19	4.72±0.20
130°	2.20±0.14	2.73±0.14	3.48±0.17	4.26±0.18
150°	1.96±0.16	2.43±0.17	3.15±0.20	3.62±0.21
170°	2.16±0.29	2.67±0.48	3.03±0.36	4.16±0.49

	E_γ [MeV] 235.20 \pm 3.10	E_γ [MeV] 241.30 \pm 3.00	E_γ [MeV] 247.30 \pm 3.00	E_γ [MeV] 253.20 \pm 2.90
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [μ b/sr]	$d\sigma/d\Omega$ [μ b/sr]	$d\sigma/d\Omega$ [μ b/sr]	$d\sigma/d\Omega$ [μ b/sr]
10°	0.93 \pm 0.09	1.09 \pm 0.09	1.68 \pm 0.14	0.64 \pm 0.06
30°	0.84 \pm 0.04	0.75 \pm 0.03	1.38 \pm 0.05	1.46 \pm 0.05
50°	1.63 \pm 0.06	1.74 \pm 0.06	2.71 \pm 0.09	3.17 \pm 0.09
70°	3.00 \pm 0.10	3.47 \pm 0.11	4.16 \pm 0.12	5.63 \pm 0.14
90°	5.10 \pm 0.16	5.98 \pm 0.17	7.16 \pm 0.19	8.70 \pm 0.20
110°	5.74 \pm 0.22	6.86 \pm 0.24	8.06 \pm 0.26	9.50 \pm 0.27
130°	5.23 \pm 0.20	6.05 \pm 0.21	7.29 \pm 0.23	8.49 \pm 0.25
150°	4.20 \pm 0.22	4.90 \pm 0.24	5.84 \pm 0.26	6.90 \pm 0.28
170°	4.40 \pm 0.42	4.82 \pm 0.41	5.77 \pm 0.50	6.40 \pm 0.50

	E_γ [MeV] 258.90 \pm 2.80	E_γ [MeV] 264.50 \pm 2.70	E_γ [MeV] 268.60 \pm 1.30	E_γ [MeV] 271.20 \pm 1.30
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [μ b/sr]	$d\sigma/d\Omega$ [μ b/sr]	$d\sigma/d\Omega$ [μ b/sr]	$d\sigma/d\Omega$ [μ b/sr]
10°	1.21 \pm 0.08	0.00 \pm 0.00	2.03 \pm 0.14	1.35 \pm 0.11
30°	2.40 \pm 0.07	2.02 \pm 0.06	2.83 \pm 0.09	3.16 \pm 0.10
50°	4.59 \pm 0.12	4.40 \pm 0.11	6.03 \pm 0.17	5.75 \pm 0.17
70°	6.47 \pm 0.15	7.74 \pm 0.16	9.31 \pm 0.21	9.99 \pm 0.22
90°	10.43 \pm 0.22	11.92 \pm 0.24	13.78 \pm 0.30	14.55 \pm 0.31
110°	11.03 \pm 0.32	12.80 \pm 0.33	13.95 \pm 0.42	15.83 \pm 0.47
130°	9.59 \pm 0.27	11.21 \pm 0.29	11.85 \pm 0.35	12.82 \pm 0.37
150°	7.51 \pm 0.30	8.73 \pm 0.32	9.32 \pm 0.39	9.81 \pm 0.41
170°	6.86 \pm 0.63	7.93 \pm 0.56	8.55 \pm 0.65	8.27 \pm 0.64

	E_γ [MeV] 273.90 \pm 1.30	E_γ [MeV] 276.50 \pm 1.30	E_γ [MeV] 279.00 \pm 1.30	E_γ [MeV] 281.50 \pm 1.30
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [μ b/sr]	$d\sigma/d\Omega$ [μ b/sr]	$d\sigma/d\Omega$ [μ b/sr]	$d\sigma/d\Omega$ [μ b/sr]
10°	1.44 \pm 0.10	1.59 \pm 0.13	1.59 \pm 0.12	2.26 \pm 0.15
30°	2.41 \pm 0.09	3.60 \pm 0.11	2.57 \pm 0.08	3.63 \pm 0.11
50°	7.78 \pm 0.21	6.80 \pm 0.18	7.77 \pm 0.20	5.79 \pm 0.16
70°	10.59 \pm 0.23	11.14 \pm 0.24	12.41 \pm 0.25	13.24 \pm 0.26
90°	15.88 \pm 0.33	16.69 \pm 0.34	18.40 \pm 0.36	19.26 \pm 0.37
110°	15.94 \pm 0.47	16.96 \pm 0.49	18.36 \pm 0.51	19.30 \pm 0.55
130°	13.51 \pm 0.39	14.46 \pm 0.41	15.26 \pm 0.42	15.36 \pm 0.43
150°	10.33 \pm 0.43	10.86 \pm 0.44	11.25 \pm 0.45	12.03 \pm 0.47
170°	9.53 \pm 0.67	9.61 \pm 0.73	10.57 \pm 0.84	10.15 \pm 0.74

	E_γ [MeV] 284.00±1.20	E_γ [MeV] 286.50±1.20	E_γ [MeV] 288.40±0.60	E_γ [MeV] 289.70±0.70
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
10°	2.94±0.19	1.64±0.14	2.65±0.21	1.77±0.16
30°	2.78±0.10	5.55±0.14	5.08±0.16	5.43±0.17
50°	9.21±0.23	9.01±0.22	8.45±0.25	10.88±0.30
70°	15.21±0.29	15.70±0.28	17.56±0.37	17.25±0.36
90°	19.78±0.38	21.37±0.39	23.13±0.47	22.69±0.47
110°	19.49±0.56	21.14±0.56	22.28±0.71	22.47±0.68
130°	16.06±0.45	16.90±0.45	17.89±0.54	17.63±0.54
150°	12.17±0.48	12.70±0.49	12.83±0.59	13.70±0.60
170°	11.88±0.92	10.98±0.75	10.77±0.80	12.31±0.96

	E_γ [MeV] 291.00±0.70	E_γ [MeV] 292.40±0.70	E_γ [MeV] 293.80±0.70	E_γ [MeV] 295.30±0.70
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
10°	2.15±0.18	0.75±0.12	4.64±0.28	2.72±0.20
30°	5.34±0.17	3.98±0.13	4.91±0.16	6.68±0.19
50°	11.28±0.31	9.70±0.27	10.81±0.30	10.72±0.29
70°	17.17±0.37	18.91±0.39	19.94±0.41	21.44±0.41
90°	23.59±0.49	24.01±0.49	25.05±0.51	26.04±0.51
110°	22.94±0.75	21.60±0.68	22.75±0.74	23.61±0.72
130°	17.77±0.56	18.16±0.55	18.81±0.57	19.48±0.57
150°	13.04±0.61	13.58±0.61	13.97±0.63	14.28±0.62
170°	12.23±1.30	10.09±0.90	11.47±1.11	11.86±0.83

	E_γ [MeV] 296.70±0.70	E_γ [MeV] 298.10±0.70	E_γ [MeV] 299.40±0.70	E_γ [MeV] 300.70±0.60
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
10°	5.88±0.33	1.39±0.16	5.47±0.33	3.09±0.22
30°	6.00±0.18	6.02±0.18	4.83±0.17	6.28±0.19
50°	9.66±0.25	11.49±0.31	9.43±0.24	13.15±0.34
70°	20.49±0.40	21.30±0.42	22.00±0.42	24.35±0.47
90°	26.52±0.51	26.66±0.52	27.47±0.53	29.12±0.56
110°	24.03±0.77	25.65±0.84	25.80±0.77	26.04±0.81
130°	19.65±0.57	20.23±0.59	19.88±0.59	20.46±0.62
150°	14.12±0.62	13.99±0.63	15.00±0.65	14.10±0.66
170°	13.11±0.98	12.59±0.89	12.11±0.90	12.38±0.94

	E_γ [MeV] 301.90 \pm 0.60	E_γ [MeV] 303.10 \pm 0.60	E_γ [MeV] 304.20 \pm 0.50	E_γ [MeV] 305.20 \pm 0.50
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [μ b/sr]	$d\sigma/d\Omega$ [μ b/sr]	$d\sigma/d\Omega$ [μ b/sr]	$d\sigma/d\Omega$ [μ b/sr]
10°	2.89 \pm 0.25	4.19 \pm 0.29	7.01 \pm 0.45	3.58 \pm 0.34
30°	8.40 \pm 0.22	6.88 \pm 0.20	9.27 \pm 0.27	5.39 \pm 0.18
50°	13.49 \pm 0.34	13.32 \pm 0.34	13.98 \pm 0.37	13.82 \pm 0.36
70°	25.49 \pm 0.47	25.19 \pm 0.50	25.12 \pm 0.51	27.06 \pm 0.53
90°	29.12 \pm 0.55	29.09 \pm 0.56	30.25 \pm 0.61	31.43 \pm 0.62
110°	27.24 \pm 0.84	26.53 \pm 0.82	27.57 \pm 0.86	27.78 \pm 0.89
130°	21.28 \pm 0.61	20.30 \pm 0.63	20.96 \pm 0.66	20.91 \pm 0.66
150°	14.96 \pm 0.66	16.01 \pm 0.70	15.43 \pm 0.73	15.01 \pm 0.72
170°	13.22 \pm 1.19	13.22 \pm 0.93	11.24 \pm 0.98	13.49 \pm 1.13

	E_γ [MeV] 306.10 \pm 0.40
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [μ b/sr]
10°	3.24 \pm 0.28
30°	10.15 \pm 0.31
50°	14.25 \pm 0.43
70°	26.30 \pm 0.58
90°	32.03 \pm 0.70
110°	27.83 \pm 0.98
130°	22.14 \pm 0.78
150°	15.70 \pm 0.85
170°	14.62 \pm 1.59

B.4 Winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte im CM(γN)

B.4.1 Totaler Wirkungsquerschnitt CM(γN)

	E_γ [MeV] 151.40±11.40	E_γ [MeV] 171.80±9.00	E_γ [MeV] 187.40±6.60	E_γ [MeV] 198.20±4.30
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
10°	0.14±0.38	0.86±0.35	1.88±0.43	3.01±0.58
30°	0.15±0.17	0.91±0.20	1.95±0.23	2.97±0.27
50°	0.12±0.22	1.11±0.25	2.54±0.28	3.90±0.33
70°	0.29±0.21	1.22±0.25	2.62±0.29	4.05±0.34
90°	0.39±0.19	1.40±0.22	2.87±0.26	4.55±0.31
110°	0.34±0.23	1.55±0.27	3.16±0.31	4.50±0.36
130°	0.42±0.17	1.56±0.21	2.91±0.24	4.20±0.29
150°	0.46±0.18	1.43±0.21	2.57±0.25	3.63±0.29
170°	0.51±0.31	1.75±0.40	2.89±0.50	3.87±0.61

	E_γ [MeV] 206.80±4.20	E_γ [MeV] 215.10±4.10	E_γ [MeV] 222.50±3.20	E_γ [MeV] 228.90±3.20
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
10°	3.18±0.56	4.05±0.59	4.88±0.69	5.18±0.62
30°	3.88±0.27	4.86±0.29	5.84±0.32	6.90±0.33
50°	4.98±0.33	6.51±0.35	8.16±0.39	9.29±0.40
70°	5.36±0.35	7.27±0.36	8.73±0.41	10.42±0.43
90°	5.80±0.32	7.56±0.34	9.34±0.38	11.03±0.39
110°	5.74±0.36	7.58±0.37	9.36±0.42	11.24±0.43
130°	5.56±0.30	6.69±0.31	8.04±0.34	9.61±0.36
150°	4.61±0.30	5.57±0.32	6.83±0.36	7.69±0.37
170°	4.54±0.52	5.31±0.80	6.13±0.60	7.79±0.77

	E_γ [MeV] 235.20±3.10	E_γ [MeV] 241.30±3.00	E_γ [MeV] 247.30±3.00	E_γ [MeV] 253.20±2.90
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]
10°	5.53±0.56	6.86±0.59	8.48±0.78	9.93±0.75
30°	8.01±0.34	9.22±0.35	10.61±0.37	11.77±0.37
50°	10.88±0.41	12.39±0.43	14.07±0.45	15.95±0.46
70°	12.12±0.44	13.88±0.46	15.93±0.49	18.68±0.50
90°	12.81±0.40	14.90±0.42	16.98±0.44	19.68±0.44
110°	12.89±0.44	14.76±0.46	17.22±0.50	19.35±0.50
130°	11.25±0.37	12.74±0.38	14.35±0.40	15.90±0.41
150°	8.71±0.38	9.89±0.40	11.17±0.41	12.70±0.42
170°	8.10±0.65	8.61±0.61	10.02±0.73	10.82±0.70

	E_γ [MeV] 258.90±2.80	E_γ [MeV] 264.50±2.70	E_γ [MeV] 268.60±1.30	E_γ [MeV] 271.20±1.30
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]
10°	10.41±0.68	11.87±0.71	12.66±0.73	13.84±0.82
30°	13.08±0.38	14.66±0.39	15.68±0.47	16.90±0.48
50°	17.54±0.47	19.69±0.48	20.94±0.58	22.17±0.59
70°	20.77±0.52	23.31±0.53	24.91±0.64	26.57±0.66
90°	22.08±0.46	25.00±0.47	27.38±0.56	28.99±0.58
110°	21.07±0.54	23.50±0.54	24.50±0.66	27.48±0.72
130°	17.72±0.43	19.60±0.44	20.61±0.54	21.82±0.55
150°	13.55±0.44	15.12±0.45	15.83±0.55	16.53±0.56
170°	11.38±0.85	12.91±0.75	13.34±0.84	13.15±0.83

	E_γ [MeV] 273.90±1.30	E_γ [MeV] 276.50±1.30	E_γ [MeV] 279.00±1.30	E_γ [MeV] 281.50±1.30
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]
10°	14.27±0.85	18.06±1.25	14.41±0.77	17.17±0.86
30°	16.90±0.49	18.17±0.49	18.93±0.50	19.68±0.51
50°	23.24±0.61	24.22±0.61	25.16±0.62	26.18±0.63
70°	27.77±0.67	29.84±0.69	30.96±0.70	31.84±0.71
90°	30.45±0.59	30.96±0.59	33.11±0.60	34.58±0.62
110°	26.97±0.70	29.05±0.72	30.18±0.74	31.63±0.78
130°	22.70±0.57	23.04±0.58	24.74±0.59	24.53±0.61
150°	17.05±0.57	17.75±0.58	18.44±0.60	19.47±0.61
170°	14.64±0.86	14.50±0.91	15.73±1.05	15.33±0.93

	E_γ [MeV] 284.00±1.20	E_γ [MeV] 286.50±1.20	E_γ [MeV] 288.40±0.60	E_γ [MeV] 289.70±0.70
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
10°	17.72±0.93	20.00±1.36	18.61±1.04	18.88±0.92
30°	20.22±0.52	21.58±0.51	21.20±0.60	22.13±0.60
50°	26.77±0.64	27.62±0.63	27.38±0.74	28.99±0.74
70°	33.31±0.72	34.20±0.71	35.51±0.84	36.26±0.84
90°	35.55±0.62	36.83±0.61	38.89±0.73	37.69±0.72
110°	31.44±0.79	33.78±0.76	34.97±0.95	35.33±0.91
130°	25.52±0.62	26.11±0.60	27.51±0.73	26.75±0.73
150°	19.21±0.62	19.75±0.61	19.86±0.72	20.77±0.73
170°	17.60±1.13	16.19±0.91	15.58±0.94	17.86±1.14

	E_γ [MeV] 291.00±0.70	E_γ [MeV] 292.40±0.70	E_γ [MeV] 293.80±0.70	E_γ [MeV] 295.30±0.70
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
10°	19.43±1.09	22.67±1.51	18.50±0.97	20.84±1.15
30°	22.19±0.62	22.20±0.61	22.35±0.62	24.00±0.61
50°	29.19±0.76	29.18±0.75	28.95±0.76	31.11±0.75
70°	35.60±0.86	37.47±0.85	37.41±0.87	38.65±0.85
90°	38.50±0.74	39.44±0.73	40.19±0.75	41.47±0.73
110°	36.40±1.00	34.80±0.92	36.21±0.97	36.25±0.94
130°	27.52±0.75	26.91±0.73	27.77±0.76	29.37±0.74
150°	19.73±0.74	20.86±0.74	20.91±0.75	21.28±0.73
170°	17.62±1.54	14.79±1.07	16.15±1.29	16.74±0.96

	E_γ [MeV] 296.70±0.70	E_γ [MeV] 298.10±0.70	E_γ [MeV] 299.40±0.70	E_γ [MeV] 300.70±0.60
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
10°	19.45±1.05	22.07±1.19	20.55±1.12	20.47±0.98
30°	23.59±0.61	24.42±0.63	24.66±0.63	25.02±0.65
50°	30.54±0.75	31.45±0.77	32.73±0.77	32.64±0.80
70°	38.67±0.85	39.79±0.88	40.51±0.88	41.19±0.92
90°	41.65±0.74	42.23±0.75	43.11±0.75	44.82±0.79
110°	37.01±0.98	38.35±1.09	39.85±0.99	39.60±1.02
130°	29.03±0.75	29.81±0.77	29.25±0.77	29.76±0.80
150°	21.63±0.74	21.44±0.76	22.62±0.77	21.76±0.79
170°	18.11±1.11	17.83±1.04	17.20±1.05	17.46±1.08

	E_γ [MeV] 301.90 \pm 0.60	E_γ [MeV] 303.10 \pm 0.60	E_γ [MeV] 304.20 \pm 0.50	E_γ [MeV] 305.20 \pm 0.50
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]
10°	24.76 \pm 1.64	22.24 \pm 1.08	22.76 \pm 1.36	24.73 \pm 1.90
30°	25.58 \pm 0.64	25.49 \pm 0.65	25.43 \pm 0.68	27.14 \pm 0.69
50°	34.21 \pm 0.79	34.36 \pm 0.81	34.19 \pm 0.84	33.98 \pm 0.83
70°	42.84 \pm 0.90	42.19 \pm 0.91	42.42 \pm 0.96	44.74 \pm 0.96
90°	45.51 \pm 0.77	45.62 \pm 0.79	45.41 \pm 0.82	46.58 \pm 0.82
110°	40.00 \pm 1.02	39.80 \pm 1.03	41.02 \pm 1.06	42.75 \pm 1.10
130°	30.67 \pm 0.79	29.72 \pm 0.80	30.74 \pm 0.86	29.71 \pm 0.84
150°	23.06 \pm 0.78	22.72 \pm 0.80	22.55 \pm 0.83	21.88 \pm 0.82
170°	18.18 \pm 1.37	18.83 \pm 1.07	15.88 \pm 1.14	18.77 \pm 1.27

	E_γ [MeV] 306.10 \pm 0.40
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]
10°	20.68 \pm 1.34
30°	26.70 \pm 0.79
50°	35.37 \pm 0.97
70°	44.33 \pm 1.10
90°	48.01 \pm 0.95
110°	42.26 \pm 1.21
130°	31.26 \pm 0.99
150°	23.22 \pm 0.96
170°	19.88 \pm 1.81

B.4.2 Kohärenter Wirkungsquerschnitt $CM(\gamma N)$

	E_γ [MeV] 151.40±11.40	E_γ [MeV] 171.80±9.00	E_γ [MeV] 187.40±6.60	E_γ [MeV] 198.20±4.30
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
10°	0.12±0.33	0.82±0.34	1.79±0.41	2.87±0.55
30°	0.13±0.15	0.85±0.18	1.86±0.22	2.89±0.26
50°	0.10±0.19	1.01±0.22	2.40±0.27	3.66±0.31
70°	0.24±0.18	1.05±0.21	2.21±0.24	3.37±0.28
90°	0.33±0.16	1.11±0.18	2.18±0.20	3.28±0.22
110°	0.27±0.19	1.15±0.20	2.13±0.21	2.77±0.22
130°	0.33±0.14	1.01±0.13	1.69±0.14	2.34±0.16
150°	0.36±0.14	0.87±0.13	1.32±0.13	1.68±0.14
170°	0.44±0.26	1.08±0.25	1.43±0.25	1.70±0.27

	E_γ [MeV] 206.80±4.20	E_γ [MeV] 215.10±4.10	E_γ [MeV] 222.50±3.20	E_γ [MeV] 228.90±3.20
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
10°	2.92±0.51	3.84±0.56	4.71±0.66	4.79±0.58
30°	3.78±0.27	4.74±0.28	5.65±0.31	6.54±0.31
50°	4.66±0.31	5.91±0.31	7.44±0.36	8.22±0.36
70°	4.41±0.29	5.90±0.29	6.99±0.33	8.20±0.34
90°	3.95±0.22	5.00±0.22	6.05±0.25	6.99±0.25
110°	3.31±0.21	4.08±0.20	5.01±0.22	5.75±0.22
130°	2.86±0.15	3.34±0.15	3.79±0.16	4.38±0.16
150°	2.05±0.14	2.39±0.14	2.78±0.15	3.01±0.15
170°	1.83±0.21	1.93±0.29	2.24±0.22	2.53±0.25

	E_γ [MeV] 235.20±3.10	E_γ [MeV] 241.30±3.00	E_γ [MeV] 247.30±3.00	E_γ [MeV] 253.20±2.90
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]
10°	4.81±0.49	6.02±0.52	7.17±0.66	9.43±0.72
30°	7.37±0.31	8.65±0.33	9.56±0.33	10.65±0.33
50°	9.54±0.36	10.97±0.38	11.87±0.38	13.40±0.39
70°	9.34±0.34	10.68±0.36	12.07±0.37	13.53±0.36
90°	7.82±0.25	8.95±0.25	9.97±0.26	10.90±0.25
110°	6.27±0.22	6.91±0.22	7.78±0.23	8.38±0.22
130°	4.78±0.16	5.15±0.16	5.34±0.15	5.39±0.14
150°	3.20±0.14	3.46±0.14	3.48±0.13	3.65±0.13
170°	2.50±0.20	2.44±0.18	2.67±0.20	2.58±0.17

	E_γ [MeV] 258.90±2.80	E_γ [MeV] 264.50±2.70	E_γ [MeV] 268.60±1.30	E_γ [MeV] 271.20±1.30
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]
10°	9.47±0.62	11.87±0.71	11.09±0.65	12.80±0.77
30°	11.25±0.33	13.14±0.35	13.53±0.41	14.48±0.41
50°	13.82±0.38	16.09±0.40	16.04±0.45	17.47±0.47
70°	14.92±0.38	16.43±0.38	16.66±0.44	17.83±0.45
90°	11.59±0.25	12.75±0.24	13.12±0.28	13.80±0.28
110°	8.28±0.22	8.67±0.21	8.26±0.23	9.12±0.25
130°	5.58±0.14	5.49±0.13	5.61±0.15	5.59±0.15
150°	3.69±0.13	3.68±0.12	3.56±0.14	3.65±0.14
170°	2.48±0.19	2.63±0.16	2.25±0.15	2.27±0.15

	E_γ [MeV] 273.90±1.30	E_γ [MeV] 276.50±1.30	E_γ [MeV] 279.00±1.30	E_γ [MeV] 281.50±1.30
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]
10°	13.16±0.79	16.82±1.17	13.20±0.71	15.41±0.78
30°	15.08±0.44	15.43±0.42	16.98±0.45	16.94±0.44
50°	16.92±0.45	18.80±0.48	18.92±0.47	21.44±0.53
70°	18.47±0.45	19.66±0.46	19.91±0.45	20.28±0.46
90°	13.97±0.28	14.02±0.28	14.10±0.27	14.35±0.27
110°	8.44±0.23	8.95±0.24	8.72±0.23	9.02±0.24
130°	5.38±0.14	4.91±0.13	5.17±0.13	5.05±0.13
150°	3.21±0.12	3.25±0.12	3.37±0.12	3.45±0.12
170°	2.33±0.14	2.04±0.14	2.19±0.15	2.10±0.14

	E_γ [MeV] 284.00±1.20	E_γ [MeV] 286.50±1.20	E_γ [MeV] 288.40±0.60	E_γ [MeV] 289.70±0.70
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
10°	15.44±0.81	18.72±1.27	16.56±0.94	17.52±0.86
30°	18.12±0.47	17.33±0.41	17.34±0.50	18.03±0.50
50°	19.36±0.47	20.36±0.47	20.59±0.57	20.15±0.53
70°	20.02±0.44	20.59±0.43	20.20±0.49	21.03±0.50
90°	14.65±0.27	14.29±0.25	14.74±0.29	14.17±0.28
110°	8.61±0.24	8.65±0.21	8.71±0.26	8.51±0.24
130°	4.93±0.13	4.65±0.12	4.87±0.15	4.47±0.13
150°	3.03±0.11	2.82±0.11	2.48±0.12	2.43±0.11
170°	2.29±0.16	1.89±0.12	1.37±0.10	1.80±0.13

	E_γ [MeV] 291.00±0.70	E_γ [MeV] 292.40±0.70	E_γ [MeV] 293.80±0.70	E_γ [MeV] 295.30±0.70
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
10°	17.76±1.01	22.08±1.48	14.96±0.80	18.75±1.04
30°	18.15±0.51	19.16±0.53	18.57±0.52	18.91±0.49
50°	20.05±0.54	21.47±0.56	20.24±0.55	22.36±0.55
70°	20.61±0.51	20.79±0.49	20.35±0.49	20.14±0.46
90°	14.28±0.28	14.36±0.28	13.98±0.27	14.02±0.26
110°	8.92±0.27	8.70±0.25	8.22±0.24	8.01±0.23
130°	4.49±0.13	4.14±0.13	4.19±0.13	4.23±0.12
150°	2.29±0.10	2.29±0.10	2.07±0.10	2.11±0.10
170°	1.80±0.17	1.51±0.12	1.29±0.11	1.29±0.09

	E_γ [MeV] 296.70±0.70	E_γ [MeV] 298.10±0.70	E_γ [MeV] 299.40±0.70	E_γ [MeV] 300.70±0.60
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
10°	14.97±0.82	20.99±1.14	16.38±0.91	18.12±0.88
30°	19.04±0.50	19.85±0.52	21.03±0.54	20.27±0.54
50°	22.51±0.56	22.17±0.56	25.04±0.60	22.03±0.56
70°	21.19±0.48	20.97±0.48	21.35±0.48	20.10±0.46
90°	14.33±0.27	14.27±0.27	14.31±0.26	14.70±0.27
110°	7.77±0.23	8.44±0.27	8.77±0.25	7.56±0.23
130°	4.12±0.12	3.90±0.12	4.01±0.12	3.87±0.12
150°	2.34±0.10	2.38±0.11	2.33±0.10	2.31±0.11
170°	1.10±0.09	1.52±0.10	1.39±0.10	1.17±0.09

	E_γ [MeV] 301.90±0.60	E_γ [MeV] 303.10±0.60	E_γ [MeV] 304.20±0.50	E_γ [MeV] 305.20±0.50
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]
10°	22.51±1.49	19.04±0.94	17.39±1.06	21.94±1.69
30°	19.29±0.50	20.24±0.53	18.44±0.51	23.04±0.59
50°	23.33±0.56	23.78±0.57	22.87±0.58	23.24±0.59
70°	20.73±0.45	20.13±0.45	20.62±0.48	20.76±0.47
90°	14.61±0.26	14.69±0.27	13.62±0.26	13.79±0.26
110°	7.08±0.22	7.88±0.24	7.92±0.24	7.95±0.24
130°	3.77±0.11	3.48±0.11	3.69±0.12	3.57±0.12
150°	2.05±0.10	1.70±0.09	1.51±0.09	1.44±0.09
170°	1.25±0.11	1.37±0.10	1.10±0.09	1.03±0.09

	E_γ [MeV] 306.10±0.40
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b/sr}$]
10°	18.20±1.19
30°	19.12±0.58
50°	23.91±0.68
70°	21.72±0.56
90°	14.60±0.31
110°	7.82±0.26
130°	3.16±0.12
150°	1.21±0.09
170°	0.85±0.10

B.4.3 Inkohärenter Wirkungsquerschnitt $CM(\gamma N)$

	E_γ [MeV] 151.40±11.40	E_γ [MeV] 171.80±9.00	E_γ [MeV] 187.40±6.60	E_γ [MeV] 198.20±4.30
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
10°	0.02±0.05	0.04±0.01	0.09±0.02	0.14±0.03
30°	0.02±0.02	0.06±0.01	0.09±0.01	0.09±0.01
50°	0.01±0.03	0.10±0.02	0.14±0.02	0.24±0.02
70°	0.04±0.03	0.18±0.04	0.41±0.05	0.68±0.06
90°	0.06±0.03	0.28±0.05	0.69±0.06	1.27±0.09
110°	0.06±0.04	0.40±0.07	1.03±0.10	1.74±0.14
130°	0.09±0.04	0.55±0.07	1.22±0.10	1.86±0.13
150°	0.10±0.04	0.56±0.08	1.26±0.12	1.95±0.16
170°	0.08±0.04	0.67±0.15	1.45±0.25	2.17±0.34

	E_γ [MeV] 206.80±4.20	E_γ [MeV] 215.10±4.10	E_γ [MeV] 222.50±3.20	E_γ [MeV] 228.90±3.20
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
10°	0.26±0.05	0.20±0.03	0.17±0.03	0.39±0.05
30°	0.10±0.01	0.12±0.01	0.19±0.01	0.37±0.02
50°	0.31±0.02	0.60±0.03	0.73±0.04	1.07±0.05
70°	0.95±0.06	1.37±0.07	1.74±0.08	2.22±0.09
90°	1.85±0.10	2.55±0.11	3.29±0.14	4.04±0.15
110°	2.43±0.15	3.50±0.17	4.35±0.19	5.48±0.21
130°	2.70±0.14	3.35±0.15	4.25±0.18	5.23±0.20
150°	2.57±0.17	3.18±0.18	4.05±0.21	4.68±0.22
170°	2.71±0.31	3.38±0.51	3.90±0.38	5.26±0.52

	E_γ [MeV] 235.20±3.10	E_γ [MeV] 241.30±3.00	E_γ [MeV] 247.30±3.00	E_γ [MeV] 253.20±2.90
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
10°	0.71±0.08	0.84±0.08	1.31±0.13	0.50±0.05
30°	0.64±0.03	0.57±0.03	1.05±0.04	1.12±0.04
50°	1.34±0.06	1.41±0.06	2.19±0.08	2.55±0.08
70°	2.78±0.10	3.19±0.11	3.85±0.12	5.16±0.14
90°	5.00±0.16	5.94±0.17	7.01±0.18	8.78±0.20
110°	6.63±0.23	7.85±0.25	9.44±0.28	10.97±0.29
130°	6.47±0.21	7.59±0.23	9.01±0.25	10.51±0.27
150°	5.50±0.24	6.43±0.26	7.68±0.29	9.06±0.30
170°	5.59±0.45	6.16±0.44	7.36±0.53	8.25±0.54

	E_γ [MeV] 258.90±2.80	E_γ [MeV] 264.50±2.70	E_γ [MeV] 268.60±1.30	E_γ [MeV] 271.20±1.30
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
10°	0.94±0.07	0.00±0.00	1.57±0.12	1.04±0.09
30°	1.83±0.06	1.52±0.05	2.15±0.08	2.42±0.09
50°	3.72±0.11	3.60±0.10	4.90±0.15	4.70±0.14
70°	5.86±0.15	6.88±0.16	8.24±0.22	8.74±0.22
90°	10.49±0.22	12.25±0.23	14.26±0.30	15.19±0.31
110°	12.79±0.33	14.83±0.35	16.24±0.44	18.35±0.49
130°	12.13±0.30	14.11±0.32	15.00±0.39	16.24±0.41
150°	9.87±0.32	11.45±0.35	12.27±0.43	12.88±0.44
170°	8.90±0.67	10.28±0.60	11.09±0.70	10.87±0.69

	E_γ [MeV] 273.90±1.30	E_γ [MeV] 276.50±1.30	E_γ [MeV] 279.00±1.30	E_γ [MeV] 281.50±1.30
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
10°	1.11±0.09	1.25±0.11	1.21±0.10	1.75±0.12
30°	1.83±0.07	2.74±0.09	1.95±0.06	2.73±0.09
50°	6.32±0.18	5.43±0.16	6.24±0.17	4.74±0.14
70°	9.30±0.23	10.17±0.24	11.05±0.26	11.56±0.27
90°	16.47±0.32	16.93±0.33	19.00±0.35	20.23±0.37
110°	18.53±0.49	20.10±0.51	21.46±0.53	22.62±0.57
130°	17.32±0.44	18.13±0.46	19.57±0.48	19.48±0.49
150°	13.85±0.47	14.50±0.48	15.06±0.50	16.02±0.51
170°	12.31±0.73	12.45±0.79	13.54±0.91	13.23±0.81

	E_γ [MeV] 284.00±1.20	E_γ [MeV] 286.50±1.20	E_γ [MeV] 288.40±0.60	E_γ [MeV] 289.70±0.70
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
10°	2.29±0.16	1.28±0.12	2.05±0.17	1.36±0.13
30°	2.10±0.08	4.25±0.12	3.86±0.14	4.09±0.14
50°	7.42±0.19	7.26±0.18	6.79±0.21	8.84±0.26
70°	13.29±0.30	13.61±0.29	15.30±0.38	15.23±0.37
90°	20.90±0.37	22.54±0.38	24.15±0.47	23.52±0.47
110°	22.83±0.58	25.13±0.58	26.26±0.73	26.81±0.71
130°	20.60±0.51	21.46±0.51	22.64±0.61	22.29±0.62
150°	16.17±0.53	16.93±0.53	17.38±0.64	18.34±0.66
170°	15.31±0.99	14.30±0.81	14.21±0.87	16.06±1.04

	E_γ [MeV] 291.00±0.70	E_γ [MeV] 292.40±0.70	E_γ [MeV] 293.80±0.70	E_γ [MeV] 295.30±0.70
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
10°	1.67±0.15	0.59±0.10	3.53±0.24	2.08±0.17
30°	4.04±0.14	3.04±0.11	3.78±0.14	5.09±0.16
50°	9.14±0.27	7.70±0.23	8.72±0.26	8.74±0.24
70°	14.99±0.38	16.67±0.40	17.06±0.41	18.51±0.42
90°	24.22±0.48	25.08±0.48	26.20±0.50	27.45±0.50
110°	27.49±0.77	26.10±0.70	27.99±0.76	28.24±0.74
130°	23.04±0.65	22.76±0.64	23.58±0.66	25.14±0.65
150°	17.44±0.67	18.57±0.67	18.84±0.69	19.17±0.68
170°	15.82±1.39	13.28±0.97	14.86±1.20	15.45±0.90

	E_γ [MeV] 296.70±0.70	E_γ [MeV] 298.10±0.70	E_γ [MeV] 299.40±0.70	E_γ [MeV] 300.70±0.60
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
10°	4.47±0.29	1.08±0.12	4.17±0.28	2.35±0.18
30°	4.55±0.15	4.57±0.15	3.62±0.13	4.75±0.16
50°	8.03±0.22	9.28±0.26	7.69±0.21	10.61±0.29
70°	17.48±0.40	18.82±0.43	19.16±0.43	21.09±0.48
90°	27.32±0.50	27.96±0.51	28.80±0.52	30.12±0.55
110°	29.24±0.79	29.91±0.87	31.08±0.79	32.04±0.84
130°	24.90±0.66	25.90±0.69	25.24±0.68	25.89±0.71
150°	19.29±0.68	19.06±0.69	20.29±0.71	19.45±0.72
170°	17.00±1.06	16.32±0.96	15.81±0.97	16.29±1.02

	E_γ [MeV] 301.90±0.60	E_γ [MeV] 303.10±0.60	E_γ [MeV] 304.20±0.50	E_γ [MeV] 305.20±0.50
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
10°	2.25±0.21	3.20±0.24	5.37±0.39	2.79±0.29
30°	6.29±0.19	5.25±0.17	6.99±0.23	4.10±0.15
50°	10.88±0.29	10.58±0.28	11.32±0.31	10.74±0.30
70°	22.10±0.48	22.07±0.51	21.80±0.52	23.98±0.55
90°	30.90±0.54	30.93±0.55	31.79±0.60	32.79±0.61
110°	32.92±0.87	31.92±0.85	33.11±0.88	34.80±0.92
130°	26.90±0.71	26.24±0.73	27.06±0.78	26.15±0.76
150°	21.01±0.73	21.02±0.76	21.04±0.80	20.44±0.79
170°	16.93±1.28	17.45±1.01	14.79±1.07	17.73±1.22

	E_γ [MeV] 306.10±0.40
Θ	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
10°	2.48±0.23
30°	7.58±0.26
50°	11.46±0.36
70°	22.61±0.59
90°	33.42±0.69
110°	34.44±1.01
130°	28.11±0.91
150°	22.02±0.94
170°	19.02±1.75

Literaturverzeichnis

- [Ach 96] Patrick Achenbach. *Entwicklung und Erprobung eines segmentierten Elektronen—Detektors aus szintillierenden Fasern für photonukleare Experimente*. Diplomarbeit, Justus-Liebig-Universität Gießen, Juli 1996.
- [Ada 69] M. I. Adamovich, V. G. Larionova, S. P. Kharlamov, und F. R. Yagudina. Total cross sections for photoproduction of charged pions from nucleons near threshold. *Sov. J. Nucl. Phys.* **9**, 496 (1969).
- [Ahr 94] J. Ahrens et al. The Mainz Microtron MAMI: A Facility with a Glimpse at First Results. *Nucl. Phys. News Europe* , **4:5**, 1994.
- [Ake 92] E. Aker et al. *Nucl. Instr. Methods* **A321**, 69 (1992).
- [App 91] M. Appenheimer. *Test einer TAPS-Untereinheit mit monochromatischen Photonen*. Diplomarbeit, II Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, 1991.
- [Are 95] H. Arenhövel und P. Wilhelm. Coherent pion photoproduction on the deuteron in the Δ resonance region. *Nucl. Phys.* **A 593**, 435 (1995).
- [Are 96] H. Arenhövel, R. Schmidt, und P. Wilhelm. Quasifree pion photoproduction on the deuteron in the Δ resonance region. *Z. Phys.* **A 355**, 421 (1996).
- [Arn 87] R. A. Arndt. SAID—*Scattering Analysis Interactive Dial-In*, 1987. Über Internet erreichbares, interaktives Programm zur Simulation zahlreicher Reaktionen. Adresse: vtinte.phys.vt.edu. Siehe auch *Phys. Rev.* **D28**(1983), 97.
- [Awe 92] T. C. Awes et al. A Simple Method of Shower Localisation and Identification in Laterally Segmented Calorimeters. *Nucl. Instr. Methods* **A311**, 130 (1992).
- [Beb 88] C. Bebek. *Nucl. Instr. Methods* **A265**, 258 (1988).

- [Ber 98] J. C. Bergstrom, R. Igarashi, J. M. Vogt, N. Kolb, R. E. Pywell, D. M. Skopik, und E. Korkmaz. Measurement of the ${}^2\text{H}(\gamma, \pi^0)$ reaction near threshold. Phys. Rev. **C 57**, 3203 (1998). and SAL webpage at <http://sal.usask.ca>.
- [Bil 93] R. Bilger, H. Clement, und M. Schepkin. Signature of a πNN -Resonance in the Pionic Double Charge Exchange at Low Energies. Phys. Rev. Lett. **71**, 42 (1993).
- [Bil 96] R. Bilger, H. Clement, T. Czarnecki, K. Föhl, B. Martemyanov, M. Schepkin, L. Vorobyev, und G. J. Wagner. On the electromagnetic production of the proposed πNN resonance d' . Nucl. Phys. **A 596**, 586 (1996).
- [Bil 99] Ralph Bilger. *Suche nach einer schmalen Resonanz im πNN -System sowie nach exotischen π - und μ -Zerfällen*. Habilitationsschrift, Universität Tübingen, Januar 1999.
- [Blo 83] E. D. Bloom und Ch. W. Peck. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **33**, 143 (1983).
- [Boo 90] A. Boonstra et al. *Optical Gain Monitoring and Calibration System for TAPS*. GSI mbH Darmstadt, 1990. GSI Scientific Report, 313.
- [Bou 74] B. Bouquet, J. Buon, B. Grelaud, H. N'Guyen'Ngoc, P. Petroff, R. Riskalla, und R. Tchapoutian. Coherent Photoproduction of the π^0 Meson on Deuterium. Nucl. Phys. **B 79**, 45 (1974).
- [Bro 96] W. Brodowski, R. Bilger, H. Calén, H. Clement, C. Ekström, K. Föhl, K. Fransson, L. Gustafsson, S. Häggström, B. Höistad, A. Johansson, T. Johansson, K. Kilian, S. Kullander, A. Kupść, G. Kurz, P. Marciniwski, B. Morosov, J. Moehn, A. Mörtsell, W. Oelert, V. Renken, R. Rüber, M. G. Schepkin, U. Siodlaczek, J. Stepaniak, A. Sukhanov, A. Turowiecki, G. J. Wagner, Z. Wilhelmi, J. Zabierowski, A. Zernov, und J. Złomańczuk. A Signal of a Narrow πNN -Resonance in $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$. Z. Phys. **A 355** Nr. 1, 5–8 (1996).
- [Bro 00] W. Brodowski. *Exclusive Measurement of the Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ at CELSIUS and the Search for d'* . Doktorarbeit, Universität Tübingen, 2000.
- [Buc 79] W. W. Buck und F. Gross. Family of relativistic deuteron wave functions. Phys. Rev. **D 20**, 2361 (1979).

- [Bur 63] J. P. Burq und J. K. Walker. Photoproduction of Low-Energy charged Pions from Deuterium. *Phys. Rev.* **132**, 447 (1963).
- [But 61] S. T. Butler und C. A. Pearson. Deuterons from High-Energy Proton Bombardment of Matter. *Phys. Rev. Lett.* **7**, 69 (1961).
- [But 62] S. T. Butler und C. A. Pearson. Deuterons from High-Energy Proton Bombardment of Matter. *Phys. Lett.* **1**, 77 (1962).
- [But 63] S. T. Butler und C. A. Pearson. Deuterons from High-Energy Proton Bombardment of Matter. *Phys. Rev.* **129**, 836 (1963).
- [Cas 98] C. Caso et al. Review of Particle Physics. *The European Physical Journal* **C3**, 1 (1998).
- [CER 94] CERN. *GEANT - Detector Description and Simulation Tool, Version 3.21, CERN Program Library entry W5013*. CERN, Geneva, Switzerland, 1994.
- [CER 95a] CERN. *CERNLIB - CERN Program Library Short writeup*. CERN, Geneva, Switzerland, 1995.
- [CER 95b] CERN. *HBOOK - Statistical Analysis and Histogramming, Version 4.22, CERN Program Library entry Y250*. CERN, Geneva, Switzerland, 1995.
- [CER 98] CERN. *PAW - Physics Analysis Workstation, Version 2.09, CERN Program Library entry Q121*. CERN, Geneva, Switzerland, 1998.
- [Che 57] G. F. Chew, M. L. Goldberger, F. E. Low, und Y. Nambu. Relativistic Dispersion Relation Approach to Photomeson Production. *Phys. Rev.* **106**, 1345 (1957).
- [Dre 92] D. Drechsel und L. Tiator. Threshold pion photoproduction on nucleons. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **18**, 449 (1992).
- [Dre 99] D. Drechsel, O. Hanstein, S. S. Kamalov, und L. Tiator. A Unitary Isobar Model for Pion Photo- and Electroproduction on the Proton up to 1 GeV. *Nucl. Phys.* **A 645**, 145 (1999).
- [Eri 88] T. Ericson und W. Weise. *Pions and Nuclei*. Clarendon Press, Oxford, 1988.

- [Fö 97] K. Föhl, R. Bilger, H. Clement, J. Gräter, R. Meier, J. Pätzold, D. Schapler, G. J. Wagner, O. Wilhelm, W. Kluge, R. Wieser, M. Schepkin, R. Abela, F. Foroughi, und D. Renker. Pionic Double Charge Exchange on $N = Z$ Doubly Closed Shell Nuclei. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3849 (1997).
- [Fri 77] J. L. Friar. Pion-Exchange Contributions to Nuclear Charge, Current, and Hamiltonian Operators. *Ann. d. Phys.* **104**, 380 (1977).
- [Fri 91] J. Friedrich et al. MAMI geht in Betrieb: Das Mainzer Mikrotron und das Forschungsprogramm. *Physikalische Blätter* **47**, 291 (1991).
- [Fuc 95] Michael Fuchs. *Photoproduktion von neutralen Pionen am Wasserstoff nahe der Schwelle*. Doktorarbeit, Justus-Liebig-Universität Gießen, Dezember 1995.
- [Gab 94] A. R. Gabler et al. Response of TAPS to Monochromatic Photons with Energies between 45 and 790 MeV. *Nucl. Instr. Methods* **A346**, 168 (1994).
- [Gar 95] H. Garcilazo und E. Moya de Guerra. Pion photoproduction on the deuteron: The reaction $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$. *Phys. Rev.* **C 52**, 49 (1995).
- [Grä 98] Jan Gräter. *Inclusive Pionic Double Charge Exchange Reaktionen on ^3He and ^4He* . Doktorarbeit, Universität Tübingen, November 1998.
- [Gro 98] Particle Data Group. *Particle Physics Booklet*. Available from LBNL and CERN, 1998. Extractes from [Cas 98].
- [Gut 76] H. H. Gutbrod, A. Sandoval, P. J. Johansen, A. M. Poskanzer, J. Gosset, W. G. Meyer, G. D. Westfall, und R. Stock. Final-State Interactions in Production of Hydrogen and Helium Isotopes by Relativistic Heavy Ions on Uranium. *Phys. Rev. Lett.* **37**, 667 (1976).
- [Här 91] Friedhelm Härter. *Aufbau eines Kryo-Target-Systems*, August 1991.
- [Här 96] Friedhelm Härter. *Photoproduktion neutraler Pionen am Proton im ersten und zweiten Resonanzgebiet*. Doktorarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, August 1996.
- [Hej 95] Volker Hejny. *Analysis Support Library*. II Physikalische Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, 1995.

- [Hej 98] Volker Hejny. *Photoproduktion von η -Mesonen an Helium 4*. Doktorarbeit, Justus-Liebig-Universität Gießen, Oktober 1998.
- [Her 86] H. Herminghaus. Das Mainzer Mikrotron. Forschungsmagazin der Johannes Gutenberg Universität Mainz (1986).
- [Kam 97] S. S. Kamalov, L. Tiator, und C. Bennhold. Coherent π^0 and η photoproduction on the deuteron. *Phys. Rev. C* **55**, 98 (1997).
- [Kol 76] V. M. Kolybasov und V. G. Ksenzov. Role of secondary rescattering in the reaction $D(\pi^-, \pi^- p)n$ at high energies. *Sov. J. Nucl. Phys.* **22**, 372 (1976).
- [Kot 97] Martin Kotulla. Neutronenansprechverhalten von TAPS Plastik-BaF₂-Phoswich-Detektormodulen, Februar 1997.
- [Kru 95] Bernd Krusche. *Photoproduction of π^0 and η mesons from nucleons and nuclei in the second resonance region*. Habilitationsschrift, Justus-Liebig-Universität Gießen, Oktober 1995.
- [Kru 99] B. Krusche, J. Ahrens, R. Beck, M. Fuchs, S. J. Hall, F. Härter, J. D. Kellie, V. Metag, M. Röbig-Landau, und H. Ströher. Single and double π^0 -photoproduction from the deuteron. *Eur. Phys. J.* **A6**, 309 (1999). and private communication.
- [Lag 77] J. M. Laget und I. Blomquist. A non-relativistic operator convenient for analysis of pion photoproduction on nuclei in the $\Delta(1236)$ region. *Nucl. Phys.* **A 280**, 405 (1977).
- [Lag 78a] J. M. Laget. Electromagnetic properties of the πNN system (I). The reaction $\gamma D \rightarrow NN\pi$. *Nucl. Phys.* **A 296**, 388 (1978).
- [Lag 78b] J. M. Laget und P. Bosted. Electromagnetic properties of the πNN system (II). The $\gamma D \rightarrow D\pi^0$ reaction. *Nucl. Phys.* **A 296**, 413 (1978).
- [Lag 81] J. M. Laget. Pion photoproduction on few body systems. *Phys. Rep.* **69**, 1 (1981). and private communication.
- [Leo 92] William R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, New York, Berlin, Heidelberg, 2. Auflage, 1992.
- [Mac 85] H. Machner. Fast Particle Emission from Nuclear Reactions. *Phys. Rep.* **127**, 309 (1985).

- [Mol 92] K. Molenaar. Performance of TAPS in the Tagged Photon Beam of MAMI, 1992.
- [Mul 78] P.J.G. Mulders, A.Th.M. Aerts, und J.J. de Swart. Phys. Rev. Lett. **40**, 1543 (1978).
- [Mul 80] P.J.G. Mulders, A.Th.M. Aerts, und J.J. de Swart. Phys. Rev. **D 21**, 2653 (1980).
- [Nat 00] Frank A. Natter. *Arbeitstitel: Study of Reaction Mechanisms and Short Range Correlations in Two Nukleon Emission off ^4He Using Polarized Photons*. Doktorarbeit, Universität Tübingen, voraussichtlich 2000.
- [Nov 87] R. Novotny et al. Detection of Hard Photons with BaF_2 -Scintillators. Nucl. Instr. and Meth. **A262**, 340 (1987).
- [Nov 91] R. Novotny et al. The BaF_2 Photon Spectrometer TAPS. IEEE Trans. on Nucl. Science **A262**, 38 (1991).
- [Nov 96] R. Novotny et al. A Plastic- BaF_2 Phoswich Telescope for Charged/Neutral Particle and Photon Detection. IEEE Trans. on Nucl. Science **43**, 1260 (1996).
- [Pät 98a] J. Pätzold, R. Bilger, H. Clement, A. Denig, K. Föhl, J. Gräter, W. Kluge, R. Meier, M. Schepkin, G. J. Wagner, und O. Wilhelm. Pionic Double Charge Exchange on ^{93}Nb at low energies. Phys. Lett. **B 428**, 18 (1998).
- [Pät 98b] J. Pätzold, R. Bilger, H. Clement, K. Föhl, J. Gräter, R. Meier, D. Schapler, G. J. Wagner, A. Denig, W. Kluge, und M. Schepkin. The reaction $^7\text{Li}(\pi^+, \pi^-)^7\text{B}$ and its implications for $^7\text{B}^1$. Phys. Lett. **B 443**, 77 (1998).
- [Per 87] Donald H. Perkins. *Introduction To High Energy Physics*. Addison-Wesley Publishing Company Inc., 3. Auflage, 1987.
- [Pla 90] S. Platchkov et al. The deuteron $A(Q^2)$ structure funktion and the neutron electric form factor. Nucl. Phys. **A 510**, 740 (1990).
- [Ram 98] Frak Rambo. *Kohärente π^0 -Produktion an ^4He und Bestimmung des Grades der Linearpolarisation kohärenter Bremsstrahlung*. Doktorarbeit, Georg-August-Universität Göttingen, 1998. ISBN 3-89712-355-X.
- [Röb 91] Matthias E. Röbig. Eichung des TAPS-Detektorsystems mit Höhenstrahlung, 1991.

- [Sch 63] A. Schwarzschild und Č. Zupančič. Production of Tritons, Deuterons, Nucleons, and Mesons by 30-GeV Protons on Al, Be, and Fe Targets. *Phys. Rev.* **129**, 854 (1963).
- [Sch 89] O. Schwalb. *Test der ersten TAPS-Untereinheit mit Elektronen*. Diplomarbeit, II Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, 1989.
- [Sch 90] O. Schwalb et al. Test of a TAPS-Sub-Array with Electrons. *Nucl. Instr. Methods* **A295**, 191 (1990).
- [Sch 93] M. Schepkin, O. Zaboronsky, und H. Clement. Estimate of d' -Production in proton-proton collisions. *Z. Phys.* **A 345**, 407 (1993).
- [Sch 99] M. G. Schepkin. Private Mitteilung, 1999.
- [Set 88] K. K. Seth. *Dibaryons in theory and practice*. Proceedings of the International Conference on Medium and High Energy Nuclear Physics, Taipei, editiert von W. Y. P. Hwang et al., Singapore, 1988.
- [TC 87] TAPS-Collaboration. *Technical Proposal for a Two Arm Photon Spectrometer (TAPS)*. GSI mbH Darmstadt, 1987. GSI-Report 87-19.
- [Tia 99] L. Tiator. MAID, 1999. <http://www.kph.uni-mainz.de/MAID>, and [Dre 99].
- [Ven 93] L. Venema. *The Study of Hadron Dynamics in Relativistic Heavy Ion Collisions*. Doktorarbeit, Rijksuniversität Groningen (Niederlande), 1993.
- [vHol 73] G. von Holtey, G. Knop, H. Stein, J. Stümpfig, und H. Wahlen. Coherent π^0 -Photoproduction on Deuterium in the First Resonance Region. *Z. Phys.* **259**, 51 (1973).
- [Wal 90] Th. Walcher. The Mainz Microtron Facility MAMI. *Prog. Part. and Nucl. Phys.* **24**, 189 (1990).
- [Wan 95] F. Wang, J. Ping, G. Wu, L. Teng, und T. Goldman. Quark delocalization, color screening, and dibaryons. *Phys. Rev.* **C 51**, 3411 (1995).
- [Wiß 98] M. E. Wißkirchen. Photoinduzierte Pionproduktion am Deuteron. Staatsexamensarbeit, März 1998. Universität Tübingen.

Danksagung

Besonders bedanken möchte ich mich bei Prof. Heinz Clement für die gute Betreuung dieser Arbeit. Die hilfreichen Diskussionen und Anregungen haben wesentlich zum Gelingen der Dissertation beigetragen. Herrn Prof. Gerhard J. Wagner danke ich für wohlwollendes Interesse und Förderung. Ebenso bedanke ich mich bei Dr. Rudolf Meier, der mir vor allem in letzter Zeit mit Rat und Tat zur Seite stand.

Ohne die gute Zusammenarbeit mit der TAPS-Kollaboration wäre dieses Experiment nie zustande gekommen. Dafür richtet sich mein Dank an Prof. Hans Ströher und Prof. Bernd Krusche, die diese Zusammenarbeit stets gefördert und mich unterstützt haben. Ebenso danke ich allen Kollegen, die an dieser Experimentierphase beteiligt waren für die freundschaftliche und kollegiale Zusammenarbeit.

Den Mitgliedern unserer Arbeitsgruppe danke ich für das gute Arbeitsklima. Über das reine Arbeiten hinaus sind dabei Freundschaften entstanden, die ich nicht missen möchte.

Weiterhin danke ich meinen Eltern für die Unterstützung während des Studiums und das Begleiten auf dem Weg zur Promotion. Mein Dank gilt auch meinen Kindern für die vielen Stunden der Entspannung. Herzlich bedanken möchte ich mich bei meiner Frau für das liebevolle Mittragen und entgegengebrachte Verständnis.