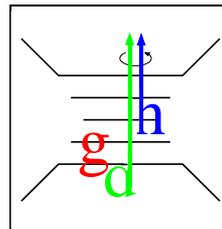




Johannes Gutenberg–Universität
Mainz

Institut für Kernphysik



Erste Untersuchungen zur Messung helizitätsabhängiger (γN)-Wirkungsquerschnitte für das GDH–Experiment am MAMI

Dissertation

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

Erik Heid
geboren in Frankfurt/Main

Institut für Kernphysik
Johannes Gutenberg-Universität Mainz
Mai 2000

The scientist does not study nature because it is useful; he studies it because he delights in it, and he delights in it because it is beautiful.

If nature were not beautiful, it would not be worth knowing, and if nature were not worth knowing, life would not be worth living.

- *Henri Poincaré.*

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physikalischer Hintergrund	7
2.1	Die Spinstruktur der Nukleonen	7
2.1.1	Kinematik der tiefinelastischen Streuung	8
2.1.2	Summenregeln im Partonmodell	9
2.2	Die GDH-Summenregel	11
2.2.1	Variablen und Observablen	12
2.2.2	Die Verbindung zur Hochenergiephysik und das verallgemeinerte GDH-Integral	15
2.2.3	Probleme einer experimentellen Überprüfung	19
2.3	Partialwellenanalysen	21
2.3.1	Abschätzungen des GDH-Integrals aus Multipolanalysen	24
2.3.2	Konvergenz der Summenregel	25
3	Der experimentelle Aufbau	27
3.1	Experimentelle Einrichtungen	27
3.2	Erzeugung zirkular polarisierter Photonen	28
3.2.1	Erzeugung spinpolarisierter Elektronen an MAMI	28
3.2.2	Das Taggingssystem	29
3.2.3	Zirkular polarisierte Photonen an MAMI	31
3.2.4	Messung des Polarisationsgrades des Elektronstrahles	31
3.3	Das Detektorsystem zur Messung der Photoabsorption	36
3.3.1	Der DAPHNE-Detektor	37
3.3.2	Die Drahtkammern	38
3.3.3	Die Szintillationszähler	39
3.3.4	Der Paar- und der Bleiglas-Detektor	40
3.3.5	Der MIDAS-Detektor	40

3.3.6	Der Čerenkov-Detektor	42
3.3.7	Der STAR-Detektor	43
3.3.8	Der Schauer-Detektor	43
3.4	Das Frozen-Spin-Target	44
3.4.1	Das Targetmaterial	45
4	Analyse der Meßdaten	49
4.1	Vorbereitende Maßnahmen	49
4.1.1	Eichung der Szintillationsdetektoren	50
4.2	Ereignisstruktur und globale Schnitte	54
4.2.1	Prozeßidentifikation	54
4.2.2	Triggerbedingungen	56
4.2.3	Rekonstruktion von Trajektorien geladener Spuren	58
4.2.4	Der Beitrag durch Untergrundereignisse	59
4.2.5	Die Behandlung neutraler Ereignisse	60
4.3	Die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$	61
4.4	Methoden zur Selektion von Protonen und Pionen	65
4.4.1	Einfache Separationsmethode	65
4.4.2	Spezielle Behandlung der ersten Szintillatorebene im Detektorsystem DAPHNE	68
4.4.3	Verbesserte Separation für die Lagen $C-F$	72
4.4.4	Die Energie-Reichweiten-Methode	73
4.4.5	Kinematische Identifizierung	77
4.4.6	Alternative Methode der Selektion von Pionen	82
4.4.7	Anteil des Kohlenstoffuntergrundes	83
5	Reproduktion von Wirkungsquerschnitten der Ein-Pion-Photoproduktion	85
5.1	Differentielle Wirkungsquerschnitte	85
5.1.1	Das Programm-Paket GEANT	86
5.1.2	Die Bestimmung des Photonenflusses	89
5.1.3	Geometrische Korrekturen	91
5.2	Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$	93
5.3	Der Wirkungsquerschnitt des Ein-Pion-Photoproduktionskanals $\gamma p \rightarrow n\pi^+$	96
5.4	Bestimmung totaler Wirkungsquerschnitte	97
5.4.1	Extrapolation in den nicht erfaßten Phasenraum	99
5.4.2	Der totale Wirkungsquerschnitt für den Kanal $\gamma p \rightarrow n\pi^+$	101

6	Analyse der Daten an polarisiertem Butanol	103
6.1	Helizitätsabhängige Wirkungsquerschnitte	103
6.2	Beitrag zur GDH-Summenregel	106
6.3	Die Spin-Polarisierbarkeit	108
7	Zusammenfassung und Ausblick	111

Kapitel 1

Einleitung

Jahrzehntelanges Studium und die Durchführung einer großen Anzahl verschiedenartiger Experimente haben zu unserem heutigen Bild der Materie und ihrer Wechselwirkungen, bekannt unter dem Schlagwort *Standardmodell*, geführt. Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik umfaßt die vereinheitlichte Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung und der Quantenchromodynamik (QCD). Mit Hilfe der tiefinelastischen

Elektronen-Streuung konnte gezeigt werden, daß die Nukleonen aus elektrisch geladenen, punktförmigen Teilchen bestehen, den Quarks¹, und elektrisch neutralen Teilchen, den Gluonen. Die Wechselwirkung, die die Quarks in Form der Nukleonen zusammenhält, ist die starke Wechselwirkung. Entsprechend unserer Vorstellung von fundamentalen Wechselwirkungen ist jede Wechselwirkung mit einem Austauschteilchen verbunden. Im Falle der starken Wechselwirkung sind dies die Gluonen. Sie koppeln an die Farbladung der Quarks und bilden aufgrund des „confinements“ (von engl. *to confine* = einsperren) farbneutrale Teilchen. Die Details dieser Zusammensetzung

sind seit Jahrzehnten das Objekt experimenteller Untersuchungen und führten anfänglich zum theoretischen Bild des Konstituenten-Quark-Konzepts. Theoretiker entwickelten dieses Modell aus einer einfachen übersichtlichen Klassifizierung der Vielzahl neuer Hadronen, die man in den fünfziger und sechziger Jahren entdeckte. Dieser „Teilchen-Zoo“ ließ sich nach Mustern ordnen, die nahelegten, daß die Hadronen aus drei Arten von Quarks (oder ihren Antiteilchen) aufgebaut sind, dem „up“(u)-Quark, dem „down“(d)-Quark und dem „strange“(s)-Quark. Diese als Konstituentenquarks bezeichneten Objekte werden als

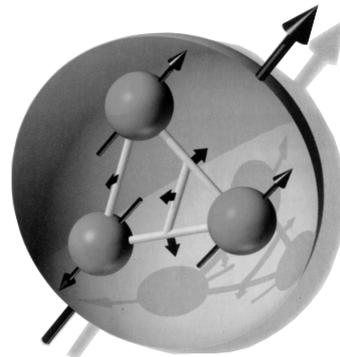


Abbildung 1.1: Das Nukleon, aufgebaut aus Valenzquarks und Gluonen, illustriert durch weiße Bänder. Die Bewegung der Gluonen und Quarks im Innern des Nukleons erzeugt zusätzlich Bahndrehimpulse, die zum Gesamtspin des Nukleons beitragen.

¹genauer Valenz- und See-Quarks

die effektiven Bausteine der Hadronen in diesem Modell angesehen. Hieraus folgt, daß sich die Eigenschaften des Nukleons (Ladung, Masse, magnetisches Moment, Spin, Isospin, etc.) aus deren Eigenschaften aufbauen und erklären lassen sollten. Von theoretischer Seite war dieses naive Quarkmodell zunächst sehr erfolgreich in der Vorhersage einer Vielzahl von Eigenschaften des Nukleons, wie Ladung, Parität, Isospin und Symmetrieeigenschaften. Außerdem ermöglichte es das qualitative Verständnis einiger Merkmale der Dynamik der Teilchenwechselwirkung. Die Grenzen des Konstituenten-Quark-Modells wurden allerdings sehr schnell sichtbar. Bei allen Phänomenen, bei denen der Spin eine Rolle spielt, macht sich die „Struktur“ der Konstituentenquarks mehr oder weniger bemerkbar. Bei dem Versuch, Spineigenschaften der Hadronen bezüglich ihrer Konstituenten im Rahmen des naiven Quarkmodells zu erklären, mußte man feststellen, daß dieses Modell hier versagt. Nach unserer heutigen Vorstellung sind die Konstituentenquarks jedoch nicht die fundamentalen Elementarteilchen, sondern „nackte“ Valenzquarks, die von einer Wolke aus virtuellen Gluonen und Quark-Antiquark-Paaren umgeben sind.

Während der letzten 20 Jahre war der Nukleonenspin bevorzugtes Untersuchungsobjekt. Dieses Interesse resultierte unter anderem daraus, daß man sich erhoffte, mit Hilfe der Beschäftigung mit der Physik von Spinphänomenen in der Teilchenwechselwirkung neue Informationen über die Eigenschaften der Teilchen zu erhalten. Unter diesen seien nur ihre Wellenfunktionen, die kurz- und langreichweitige Dynamik der Quark- und Gluonwechselwirkung und die Mechanismen der chiralen Symmetriebrechung und des „confinements“ genannt. Da das Konzept einer Beschreibung der Hadronen mittels Konstituentenquarks als Dirac-Teilchen in Bezug auf Spinphänomene und bei allen Prozessen mit höherem Impulsübertrag nicht mehr adäquat erschien, suchte man von theoretischer Seite nach weiteren Modellansätzen. Sehr erfolgreich schien hier die „perturbative“ QCD (pQCD) zu sein, die eine störungstheoretische Entwicklung der QCD darstellt. Sie konnte asymptotische Eigenschaften der hadronischen Dynamik im Grenzwert kurzreichweitiger Wechselwirkung vorhersagen. Allerdings versagte sie ebenso, einige Ergebnisse bezüglich des Spins in Übereinstimmung mit experimentellen Daten wiederzugeben, sogar in kinematischen Bereichen, von denen man angenommen hatte, daß gerade hier die pQCD gültig sei.

Mit der Weiterentwicklung von Elektronenbeschleunigern, die hohe Ströme liefern konnten und die hohe Tastverhältnisse aufwiesen, wurde eine Klasse neuer Experimente möglich, da nun auch Polarisationsfreiheitsgrade miteinbezogen werden können. Infolgedessen wurden gerade im Bereich der Hochenergiephysik eine Vielzahl von Versuchen unternommen, die hadronische Materie mit besonderem Augenmerk auf Spinphänomene zu untersuchen. Die Ergebnisse führten zu der Einsicht, daß bestehende Modelle modifiziert werden mußten, um die hadronische Materie exakter beschreiben zu können. So gaben Messungen der polarisierten Proton-Strukturfunktion von der Europäischen Muon Kollaboration (EMC) [Ashm88] Anlaß zu verschiedenartigen Vermutungen darüber, ob der Spin des Protons im tiefinelastischen Bereich durch die Quarks getragen wird oder nicht. So haben im Bereich der Hochenergiephysik neben der Entdeckung neuer Teilchen auch die Spinphänomene dazu beigetragen, unser bisheriges Bild der elementaren Materie zu revidieren.

Aber nicht nur in der Hochenergiephysik gab es einen Aufschwung infolge des neuen, nun auch experimentell zugänglichen Spinfreiheitsgrads. Auch in der Niederenergiephysik wurde nun eine Fülle neuer Experimente möglich, unter anderem auch in-

ziiert durch die Weiterentwicklung in der Bereitstellung hochpolarisierter Elektronen- und Photonenstrahlen sowie hochpolarisierter Targets. Derartige Experimente reichen von der Schwellenproduktion von Mesonen bis zu detaillierten Studien der Helizitätsstruktur innerhalb des ersten Resonanzbereichs. Die Gerasimov-Drell-Hearn (GDH) und die Burkhardt-Cottingham (BC) Summenregel verbinden beide die Helizitätsstruktur von Wirkungsquerschnitten mit Grundzustandseigenschaften des Nukleons. Erstere liefert das erstaunliche Ergebnis, daß das anomale magnetische Moment κ_N des Nukleons in einer einfachen Beziehung zum Photoabsorptionswirkungsquerschnitt für die parallele und antiparallele Spinausrichtung zwischen Photon und Proton ($\sigma_{3/2}$ und $\sigma_{1/2}$) steht. Explizit angegeben, lautet die GDH-Summenregel

$$\frac{M^2}{8\pi^2\alpha} \int_{\omega_0}^{\infty} \frac{\sigma_{1/2}(\omega) - \sigma_{3/2}(\omega)}{\omega} d\omega = -\frac{\kappa_N^2}{4} = -204,5\mu b, \quad (1.1)$$

wobei ω_0 die Schwellenenergie für die Photoproduktion von Mesonen im Laborsystem, $\alpha = e^2/4\pi = 1/137$ die Feinstrukturkonstante und M die Nukleonenmasse sind. Die Wichtigkeit dieser Summenregel liegt in der Tatsache begründet, daß sie auf allgemeinen physikalischen Prinzipien wie der Lorentz- und Eichinvarianz, der Kreuzungssymmetrie, der Kausalität, der Unitarität, dem Niederenergietheorem für die Comptonvorwärtsstreuamplitude und der „No-Subtraction“-Hypothese beruht (siehe Abschnitt 2.2). Das bedeutet, daß zu ihrer Herleitung keine Modellannahmen verwendet werden mußten. Da dasselbe für die Herleitung der BC-Summenregel gilt, ist zu erwarten, daß nach unserem heutigen Verständnis der Struktur der Hadronen beide Summenregeln erfüllt werden.

Bis vor kurzem gab es allerdings keine experimentelle Überprüfung der GDH-Summenregel, und es existierten nur Abschätzungen von $\sigma_{3/2}$ und $\sigma_{1/2}$ aus der Analyse experimenteller Daten unpolarisierter Wirkungsquerschnitte mittels Multipolanalysen von Photoproduktionsamplituden. Der Wichtungsfaktor $1/\omega$ zeigt, daß insbesondere der Niederenergiebereich empfindlich zum Integral beiträgt. Es wird daher erwartet, daß schon ein großer Anteil der Summenregel durch den Beitrag der s - und p -Wellen-Pionproduktion nahe der Schwelle und durch den Beitrag der $\Delta(1232)$ -Resonanz abgedeckt wird [Azna66, Clos72]. Da der Wichtungsfaktor aber relativ schwach ist, stellt sich die Frage, ob und wie schnell die GDH-Summenregel als Funktion der Anregungsenergie konvergiert. Die Analyse der Pion-Photoproduktion zeigte, daß es zwar näherungsweise möglich ist, den Wert der GDH-Summenregel für das Proton alleine zu reproduzieren, daß aber Probleme auftreten, wenn man versucht, den Wert der GDH-Summenregel für die Differenz von Proton und Neutron zu erhalten [Sand94], da hier zudem das Vorzeichen unterschiedlich ist. Rechnungen im Rahmen der erweiterten Strom-Algebra [Chan93] zeigen, daß der absolute Wert des GDH-Integrals größer als $-0,524 \text{ GeV}^2$ sein sollte. Auf der anderen Seite führte die Interpretation der EMC-Resultate für die tiefinelastischen polarisierten Proton-Strukturfunktionen zu der Einführung eines verallgemeinerten GDH-Integrals für beliebige Impulsüberträge Q^2 , das im Limes $Q^2 \rightarrow 0$ in die GDH-Summenregel übergeht. Das Interesse an der GDH-Summenregel war von hochenergetischer Seite aufgenommen, da von verschiedenen Theoretikern [Anse89, Burk92, Dre94] vermutet wurde, daß eine Verbindung zwischen der GDH-Summenregel und der Spin-Strukturfunktion g_1 des Nukleons bestehe. Man erhoffte sich damit, die Nukleon-„Spinkrise“, die ein Resultat des EMC-Experimentes [Ashm89] in Verbindung mit früheren SLAC-Experimenten [Baum80] war, zu verstehen. Außerdem ergaben Messungen der Spin-Strukturfunktion bei hohen Q^2 ($>2 \text{ GeV}^2$) von SMC [Adev95, Adev97], SLAC E142, E143, E154 und

E155 [Anth93, Abe95, Abe97] und Hermes [Acke98], daß auch andere Freiheitsgrade neben den Valenzquarks wichtige Beiträge zum Protonspin liefern. Die EMC-Daten können im Bereich um $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ sehr gut durch den funktionalen Zusammenhang

$$\int_{\omega_0}^{\infty} \frac{\sigma_{1/2}(\omega, Q^2) - \sigma_{3/2}(\omega, Q^2)}{\omega} d\omega = \frac{0,141 \pm 0,035}{Q^2} \quad (1.2)$$

beschrieben werden, wobei $\sigma_{1/2}$ und $\sigma_{3/2}$ transversale Wirkungsquerschnitte sind. Ein Vergleich beider Werte von Glg.1.1 und 1.2 läßt vermuten, daß eine Bestätigung der GDH-Summenregel eine dramatische Änderung in der Helizitätsstruktur der (γp) -Kopplung zwischen dem tiefinelastischen Bereich und $Q^2 = 0$ zur Folge hat. Mit anderen Worten ausgedrückt muß das verallgemeinerte GDH-Integral für das Proton sein Vorzeichen bei einem bestimmten Wert von Q^2 ändern.

Neue Experimente haben zum Ziel, diese offenen Fragen zu klären. Die ersten direkten experimentellen Daten wurden kürzlich an MAMI [Aren95] im Energiebereich von $200 \text{ MeV} < \nu < 800 \text{ MeV}$ aufgenommen und sollen durch Datennahme bei höheren Photonenergien an ELSA [Elsa92] in Kürze ergänzt werden. Der Elektronenbeschleuniger MAMI besitzt ein Tastverhältnis (engl. *duty factor*) von 1. Dies ermöglicht die Durchführung von Koinzidenzexperimenten und somit die Messung sowohl totaler helizitätsabhängiger Wirkungsquerschnitte als auch von Partialquerschnitten, wodurch ein intensiver Test theoretischer Modelle möglich wird. Durch diese Experimente wird ein Bereich zugänglich, der bisher von theoretischer Seite nicht zufriedenstellend beschrieben werden konnte. Denn gerade das Gebiet der ersten Nukleonresonanzen ist bisher bis auf einige Erfolge durch die chirale Störungstheorie und effektive Potentialmodelle weitgehend nur phänomenologisch zu beschreiben. Zwar sagt die chirale Störungstheorie (ChPT) die Steigung des verallgemeinerten GDH-Integrals am Photonenpunkt ($Q^2 = 0$) voraus. Allerdings versagt die Schleifenentwicklung der ChPT im Bereich der Vektormeson-Resonanzen, wo sich die Helizitätsstruktur sehr stark ändert. Ähnliches gilt für den Bereich sehr großer Impulsüberträge ($Q^2 \rightarrow \infty$). Hier kann das verallgemeinerte GDH-Integral direkt durch Spinverteilungsfunktionen der Quarks ausgedrückt werden, dem Objekt der tiefinelastischen Streuung. Allerdings versagt hier wieder die pQCD, wenn man sich dem Bereich der Vektormeson-Massen nähert. Das Ergebnis des Experiments der Messung der GDH-Summenregel innerhalb der A2-Kollaboration in Mainz und Bonn wird somit erste Aufschlüsse über offene Fragen des Helizitätstransfers bei kleinen und mittleren Energien und über die Gültigkeit der GDH-Summenregel liefern.

Diese Arbeit beschreibt den Aufbau und die Studien im Vorfeld eines Experiments zur Messung helizitätsabhängiger Wirkungsquerschnitte. Für dieses Experiment stehen erstmalig gleichzeitig ein zirkular polarisierter Photonenstrahl und ein Target zur Verfügung, dessen Wasserstoff-Nukleonen polarisiert sind. Hier sollen die beiden Ein-Pion-Photoproduktionskanäle am Wasserstoff betrachtet werden. Für diese ist es aufgrund der Kinematik hinreichend, jeweils nur das geladene Teilchen nachzuweisen und zu identifizieren. Da für die Überprüfung der GDH-Summenregel am Proton dieses im hochpolarisierten Zustand vorliegen muß und dies im Falle des reinen Wasserstoffs nicht experimentell erreichbar ist, mußte auf Targetmaterialien zurückgegriffen werden, die neben dem Wasserstoffatom andere Atome enthalten, die einen hohen Polarisationstransfer auf den Wasserstoff ermöglichen. Der Beitrag dieser zusätzlichen Atome zu den Meßdaten ist ein unerwünschter Untergrund.

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Entwicklung von Separationsmethoden, die es ermöglichen sollen, diesen störenden Untergrund abzutrennen oder wenigstens zu unterdrücken. Hierzu wurden im Vorfeld Testexperimente am selben Experimentaufbau mit reinem Wasserstoff und, um die Separationsmethode zu entwickeln, mit Polyethylen, Butanol und Kohlenstoff durchgeführt. Die Messungen an diesen unpolarisierten Targetmaterialien dienten dazu, die entwickelten Analysemethoden durch einen Vergleich mit bestehenden Resultaten von Wirkungsquerschnitten zu überprüfen, um sie dann auch auf Daten anwenden zu können, die an einem polarisierten Target aufgenommen wurden. Eine vollständige Auswertung der Daten an polarisiertem Butanol erfolgt im Rahmen anderer Dissertationen innerhalb dieses Experiments an den Universitäten Gent, Glasgow, Göttingen, Mainz und Pavia, die sich jeweils mit dem Studium eines einzelnen Partialkanals beschäftigen. Je nachdem, ob man totale oder partielle Wirkungsquerschnitte bestimmen will, werden verschiedene Analysetechniken angewendet. Da die Summe der Partialquerschnitte den totalen Querschnitt ergeben muß, kann dies im Rahmen der Fehler als Überprüfung der erhaltenen Resultate verwendet werden. Die in dieser Arbeit gezeigten Spektren stammen sowohl aus den Test- und Eichmessungen, welche im Vorfeld dieses Experiments im Rahmen dieser Arbeit stattfanden, als auch aus vorläufigen Analyseergebnissen von Daten, die mit einem polarisierten Target aufgenommen wurden. Dieser Schritt erfolgte, um erste Resultate aufzeigen zu können und den Beginn einer Diskussion mit bestehenden theoretischen Modellen zu ermöglichen.

Das zweite Kapitel vertieft die in diesem Abschnitt angeführten Motivationen und beschreibt die Einbettung der GDH-Summenregel in den theoretischen Kontext. Außerdem wird hier schon auf die Probleme einer experimentellen Überprüfung der GDH-Summenregel eingegangen und es werden die zur Interpretation der Daten notwendigen Grundlagen geschaffen. Das dritte Kapitel beschreibt den experimentellen Aufbau mit allen Detektorkomponenten. Danach wird im vierten Kapitel die Entwicklung eines Analysealgorithmus für die beiden Ein-Pion-Photoproduktionsquerschnitte am Wasserstoff vorgestellt. Diese Ergebnisse, die mit Hilfe der Auswertung von Daten gewonnen wurden, die an unpolarisierten Targetmaterialien aufgenommen wurden, stellen die Grundlage für die Analyse der Messung mit polarisiertem Butanol dar. Das abschließende Kapitel stellt dann eine Anwendung der entwickelten Analysemethoden auf die Daten dar, die mit polarisiertem Butanol aufgenommen wurden. Es wird eine Zusammenstellung der Ergebnisse und deren Interpretation gegeben.

„It will be of great interest if experiment can verify directly the validity of the sumrule by proving that the difference $\sigma_P(\nu) - \sigma_A(\nu)$ either drops smoothly to zero or has big contributions of different signs and compensating magnitudes before settling down to zero as predicted by Regge pole analyses.“

S. D. Drell and A. C. Hearn, Phys. Rev. Lett. **16**(1966)908

Kapitel 2

Physikalischer Hintergrund

Über Jahre verschaffte das Studium der Pion-Photoproduktion wichtige Informationen und Einsichten über die Struktur des Nukleons. Um hieraus jedoch auch Aussagen über die Spinstruktur des Nukleons zu machen, fehlte es bisher an der Möglichkeit, auf experimentelle Daten helizitätsabhängiger Wirkungsquerschnitte zurückgreifen zu können, da zu deren Messung hoch polarisierte, kontinuierliche Photonenstrahlen und Targets notwendig sind. Deren Entwicklung ist jedoch erst in den letzten Jahren so weit gediehen, daß Experimente zur Untersuchung von spinabhängigen Parametern bei der Photoproduktion mit vernünftigem Zeitaufwand möglich sind. In diesem Zusammenhang stellt der experimentelle Test der Gerasimov-Drell-Hearn-Summenregel (GDH) ein faszinierendes Objekt dar.

2.1 Die Spinstruktur der Nukleonen

Die Spinstruktur des Nukleons wurde seit Ende der 70er Jahre mit immer genaueren Messungen untersucht. Durch Streuung polarisierter Leptonenstrahlen an polarisierten Targets wurde es möglich, die Spinstrukturfunktionen $g_1(x, Q^2)$ und $g_2(x, Q^2)$ zu messen. Diese Funktionen hängen von der Björken-Skalenvariablen $x = Q^2/(2M\nu)$ des Protons ab, wobei $Q^2 = -q^2$ das Quadrat des Viererimpulsübertrags, ν der Energieübertrag im Laborsystem und M die Nukleonenmasse angeben. Die ersten Resultate von Experimenten am CERN [Ashm89] und SLAC [Abe97] erregten große Aufmerksamkeit, da das erste Moment von g_1 für das Proton, Γ_1^p , sehr viel kleiner war, als man aus Quarkmodellen erwarten würde, die über die Ellis-Jaffe-Summenregel [Elli74] eine theoretische Vorhersage dieses Wertes machen. Dieser allgemein als „Spinkrise“ bezeichnete Effekt führte zu der Einsicht, daß sich der Nukleonenspin nicht, wie es das naive Partonmodell nahelegt, nur aus den Spins der Valenzquarks zusammensetzt, sondern daß der hauptsächliche Anteil am Nukleonenspin von den „Sea“-Quarks, dem Drehimpuls der Quarks und den Gluonen herrührt. Demnach wird nur ein Bruchteil (etwa 25%) des Nukleonspins von den Valenzquarks selbst getragen. Allerdings fand man als weiteres Resultat dieser Experimente, daß die Differenz zwischen Proton- und Neutronmoment, $\Gamma_1^p - \Gamma_1^n$, sehr gut durch die Björken-Summenregel [Bjor66] beschrieben wird, welche eine reine QCD-Vorhersage darstellt. Interessant sind diese Messungen der tiefinelastischen Leptonenstreuung im Zusammenhang mit der GDH-Summenregel durch den Grenzwert der Größe Γ_p für $Q^2 \rightarrow 0$. Im

folgenden soll kurz auf den Formalismus der tiefinelastischen Streuung polarisierter Elektronen an einem polarisierten Proton eingegangen werden. Als Anwendung sollen dann Strukturfunktionen und Summenregeln behandelt werden.

2.1.1 Kinematik der tiefinelastischen Streuung

Im Falle sehr hoher Energien und Impulsüberträge kann davon ausgegangen werden, daß das einlaufende Lepton, wenn es das Nukleon trifft, mit einem einzelnen Quark wechselwirkt. In Abb. 2.1 ist die Kinematik dieses Prozesses dargestellt. Im Eingangskanal besitzen das Proton (oder das hadronische Target) und das Lepton die Viererimpulse p^μ und k^μ . Das virtuelle Photon (γ_ν), welches bei der Streuung ausgetauscht wird, hat den Impuls q , und im Ausgangskanal seien die Impulse des herausgestoßenen Quarks und des Leptons mit p_x^μ und k'^μ bezeichnet. Der Wirkungsquerschnitt wird normalerweise als Funktion der Invarianten $Q^2 = -q^2$, $\nu = E - E'$ und $x = Q^2/(2M\nu)$ geschrieben. Hierbei ist Q^2 das vom Lepton auf das Nukleon übertragene Vierer-Impulsquadrat, M die Masse des Nukleons, ν der vom Lepton in der Kollision erfasene Energieverlust im Laborsystem, x eine dimensionslose Variable, die sogenannte „Björken-Skalenvariable“, die ein Maß für den Anteil des Impulses ist, mit dem das Quark im Proton angetroffen wird, und s ist die Mandelstam-Variable, als Ausdruck für die Gesamtenergie im Schwerpunktsystem (CM). Der Wirkungsquerschnitt der Lepton-Nukleon-Streuung kann dann mit Hilfe eines sogenannten Leptontensors $L^{\mu\nu}$ und eines Hadrontensors $W_{\mu\nu}$ geschrieben werden als

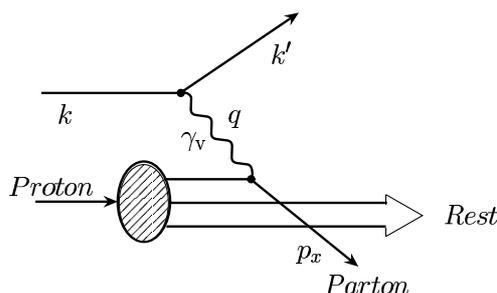


Abbildung 2.1: Die Kinematik der tiefinelastischen Proton-Elektron-Streuung im Partonmodell.

Der Wirkungsquerschnitt der Lepton-Nukleon-Streuung kann dann mit Hilfe eines sogenannten Leptontensors $L^{\mu\nu}$ und eines Hadrontensors $W_{\mu\nu}$ geschrieben werden als

$$\frac{d^2\sigma}{d\nu dQ^2} = \frac{4\pi\alpha M^2}{(s - M^2)^2 Q^4} \cdot L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}.$$

Der Leptontensor kann als Quadrat des elementaren Spin- $\frac{1}{2}$ -Stroms mit dem Spinvektor s berechnet werden und ist somit vollständig bekannt [Jaff92]:

$$L^{\mu\nu} = \sum_{s'} \bar{u}(k, s) \gamma^\mu u(k', s') \bar{u}(k', s') \gamma^\nu u(k, s)$$

Der hadronische Tensor trägt die gesamte Information über den Targetkern. Dieser Tensor hängt von den Impulsen p und q und dem kovarianten Pseudovektor des Protonenspins s ab. Unter Einbeziehung der Bewegungsinvarianz kann er geschrieben werden als Fourier-Transformierte des Kommutators zweier Ströme, die die Dynamik der Wechselwirkung repräsentieren:

$$W_{\mu\nu}(p, q, s) = \frac{1}{4M} \int \frac{d^4\xi}{2\pi} e^{iq\xi} \langle p, s | [J_\mu(\xi), J_\nu(0)] | p, s \rangle = W_{\mu\nu}^{[S]} + iW_{\mu\nu}^{[A]},$$

wobei $|p, s\rangle$ den Protonenzustand mit Impuls p und Spin s symbolisiert. Um polarisierte und unpolarisierte Informationen zu trennen, kann dieser Tensor in einen symmetrischen $[S]$ und einen antisymmetrischen $[A]$ Anteil aufgespalten werden. Beide Anteile sind über $W_{\mu\nu}^{[S,A]} = \frac{1}{\pi} \Im T_{\mu\nu}^{[S,A]}$ mit der Vorwärtsstreuamplitude der doppelt virtuellen Comptonstreuung $T_{\mu\nu}$ verbunden. Unter Verwendung von Lorentz-Kovarianz, Ladungskonjugations- (C), Paritäts- (P) und Eichinvarianz und der daraus folgenden Stromerhaltungs-Invarianz ($q^\mu W_{\mu\nu} = 0$) der starken Wechselwirkung kann der hadronische Tensor durch vier skalare, dimensionslose Strukturfunktionen $F_1(x, Q^2)$, $F_2(x, Q^2)$, $g_1(x, Q^2)$, $g_2(x, Q^2)$ parametrisiert werden:

$$W_{\mu\nu}^{[S]} = \frac{1}{M} \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) F_1(x, Q^2) + \frac{1}{M\nu} \left(p_\mu + \frac{p \cdot q}{Q^2} q_\mu \right) \left(p_\nu + \frac{p \cdot q}{Q^2} q_\nu \right) F_2(x, Q^2)$$

$$W_{\mu\nu}^{[A]} = \frac{\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} q^\alpha}{M^2 \nu} \left(M s^\beta g_1(x, Q^2) + \frac{s^\beta p \cdot q - p^\beta s \cdot p}{\nu} g_2(x, Q^2) \right)$$

Die Spinstrukturfunktion $g_1(x, Q^2)$ ist mit der longitudinalen Polarisation des Protonenspins bezüglich seines Impulses verbunden, also seiner Helizität. Im Partonmodell ist somit g_1 ein Maß für die Quark-Helizitätsdichte. Die zweite spinabhängige Strukturfunktion $g_2(x, Q^2)$ steht in Bezug zur transversalen Polarisation des Nukleonenspins. Sie wurde in einem begrenzten x -Bereich bereits im SLAC-Experiment E143 [Abe97] vermessen. Eine einfache Interpretation der Strukturfunktionen ergibt sich im Partonmodell des Nukleons. Hier beschreibt $g_1(x)$ die Verteilung der Quarks mit Spin parallel und Spin antiparallel zum Spin des Nukleons:

$$g_1(x) = \sum_{i=u,d,s,\bar{u},\bar{d},\bar{s},\dots} e_i^2 [q_i^+(x) - q_i^-(x)],$$

wobei über alle Quarkflavour summiert wird. q_i^+ und q_i^- bezeichnen die Verteilungen der Quarks eines „flavours“ mit Spinrichtung parallel bzw. antiparallel zum Nukleonenspin und e_i die Ladung der Quarks. Da die Björken-Skalenvariable x im Partonmodell den Impulsanteil eines Quarks am Gesamtimpuls des Nukleons im Schwerpunktsystem beschreibt, lassen sich die Integrale der Form

$$\int_0^1 \Delta q_i = \int_0^1 dx [q_i^+(x) - q_i^-(x)] \quad (2.1)$$

leicht als Beitrag der Quarks des „flavours“ $i = u, d, s, \dots$ zum Nukleonenspin in longitudinal polarisierten Nukleonen interpretieren.

2.1.2 Summenregeln im Partonmodell

In Abschnitt 2.1.1 wurde der hadronische Tensor und seine Beziehung zum Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Streuung (DIS) angegeben. Dabei wurde das Nukleon durch einen Satz erhaltener Quantenzahlen charakterisiert. Diese können in die Analyse mit eingebunden werden, indem Kombinationen der Wirkungsquerschnitte gebildet werden, die diese erhaltenen Größen charakterisieren. Summenregeln verknüpfen integrale Eigenschaften dieser Kombinationen mit elementaren Eigenschaften des zu untersuchenden Objektes wie der Ladung, der Masse oder dem anomalen magnetischen Moment.

Die Verknüpfung basiert auf allgemeinen Prinzipien und Methoden, wie Kommutator-Algebra oder Dispersionsrelationen. Auf diese Weise können theoretische Vorhersagen mit experimentell ermittelten Daten direkt verglichen werden. So lassen sich aus den Daten der tiefinelastischen Streuung Informationen über die spinabhängigen Nukleon-Strukturfunktionen gewinnen. Verschiedene Summenregeln sind auf diese Weise verifizierbar. In der Hochenergiephysik existieren zwei Summenregeln von besonderer Bedeutung,

- die Bjørken-Summenregel
- und die Ellis-Jaffe-Summenregel.

Die Bjørken-Summenregel (BSR) basiert auf der Isospin-Invarianz. Sie ist eine bezüglich der QCD sehr fundamentale Summenregel und ihre Gültigkeit war die Basis vieler QCD-Analysen [Eli96, Clos93, Gosh96] in der polarisierten DIS. Sie lautet

$$\begin{aligned}\Gamma_1^p - \Gamma_1^n &= \int_0^1 (g_1^p(x) - g_1^n(x)) \, dx = \frac{1}{6} \int_0^1 [\Delta u_{tot}(x) - \Delta d_{tot}(x)] \, dx \\ &= \frac{1}{6} \frac{g_A}{g_V} \left(1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{Q^2} \right),\end{aligned}$$

wobei α_s eine logarithmische Korrektur höherer Ordnung ist, die innerhalb der QCD berechenbar ist (Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung). Die Größen Δu_{tot} und Δd_{tot} sind über Gleichung 2.1 definiert. Diese Summenregel verbindet somit die Differenz der ersten Momente von g_1 des Protons und des Neutrons mit dem Verhältnis der axialvektoriellen Kopplungskonstante g_A und der vektoriellen Kopplungskonstante g_V , die in die Theorie des β -Zerfalls des Neutrons eingehen.

Die Ellis-Jaffe-Summenregel (EJSR) ist eine weniger fundamentale Summenregel und basiert auf der Annahme, daß sich der Spin der „Sea“-Quarks paarweise zu Null addiert und daß somit der Beitrag der s-Quarks verschwindet bzw. hinreichend klein ist. Diese Annahme basiert hauptsächlich auf der Gültigkeit der Okubo-Zweig-Iizuka-Summenregel (OZI) [Okub66], die die unitäre Symmetrie für Mesonen und Baryonen annimmt. Es konnte gezeigt werden, daß die OZI-Summenregel für Mesonen gültig ist. Allerdings widerlegen Messungen [Ji96] ihre Gültigkeit für Baryonen. Ellis und Jaffe wendeten diese Summenregel auf die polarisierten Strukturfunktionen an und erhielten unter Zuhilfenahme der pQCD („perturbative QCD“), die besagt, daß

$$\int_0^1 dx \, g_1^p(x, Q^2) = \frac{1}{2} \left[\frac{4}{9} \Delta u(Q^2) + \frac{1}{9} \Delta d(Q^2) + \frac{1}{9} \Delta s(Q^2) \right] \left(1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \right),$$

für das erste Moment der Strukturfunktion g_1 im Grenzwert des „Bjørken-scaling“ die Vorhersage

$$\Gamma_1 = \int_0^1 g_1^p(x) \, dx = \frac{g_A}{12} \left(\pm 1 + \frac{5}{3} \frac{3(F/D) - 1}{(F/D) + 1} \right).$$

(F/D) bezeichnet das Verhältnis der beiden Hyperon-Zerfallskonstanten. Das Plus- bzw. Minuszeichen bezieht sich auf die beiden Fälle von Proton und Neutron. Die EMC-Kolla-

boration [Ashm88] erhielt durch die Streuung polarisierter Muonen an polarisierten Protonen die Werte

$$\Gamma_1^p(\bar{Q}^2) = 0,130 \pm 0,015 \pm 0,018 \quad \bar{Q}^2 = 4,8 \text{ GeV}^2 \quad (2.2)$$

$$= 0,114 \pm 0,021 \pm 0,019 \quad \bar{Q}^2 = 17,2 \text{ GeV}^2 \quad (2.3)$$

für das Integral $\int_0^1 g_1^p(x, Q^2) dx$.

Eine weitere Summenregel, die in Beziehung zur transversal polarisierten Strukturfunktion g_2 steht, ist die Burkhardt-Cottingham-Summenregel. Im naiven Partonmodell wird vorausgesagt, daß $g_2(x, Q^2)$ überall identisch Null ist. Die Burkhardt-Cottingham-Summenregel ist weniger restriktiv und verlangt nur, daß

$$\Gamma_2 = \int_0^1 g_2(x) dx = 0.$$

Das bedeutet, daß g_2 nicht identisch Null ist, was auch einige Experimente andeuten [Cate96, Adev95].

Die bisherigen Ausführungen zeigen, daß die BSR und die BC-Summenregel nur im Bereich der tiefinelastischen Streuung gültig sind. Eine Extrapolation in den Bereich kleiner Impulsüberträge ist zwar möglich, zeigt aber erhebliche Abweichungen zu experimentellen Ergebnissen.

2.2 Die GDH-Summenregel

In der Mitte der 60er Jahre haben unabhängig voneinander Gerasimov, Drell und Hearn eine sehr fundamentale Summenregel, die nach ihnen benannte **G**erasimov-**D**rell-**H**earn-Summenregel (GDH), aufgestellt [Gera66, Drel66]. Diese verbindet das anomale magnetische Moment des Nukleons, das eine statische Eigenschaft des Nukleons ist, mit einem Integral über den gesamten Energiebereich oberhalb der Pion-Produktionsschwelle ω_0 über eine mit $(1/\omega)$ gewichtete Differenz zweier totaler Absorptionswirkungsquerschnitte zirkular polarisierter Photonen an longitudinal polarisierten Nukleonen, $\sigma_{1/2}$ und $\sigma_{3/2}$, die dynamische Eigenschaften des Nukleons sind. Sie lautet

$$\int_{\omega_0}^{\infty} \frac{\sigma_{1/2}(\omega) - \sigma_{3/2}(\omega)}{\omega} d\omega = -\frac{\pi e^2}{2M^2} \kappa^2, \quad (2.4)$$

wobei ω die Energie des Photons im Laborsystem, κ das anomale magnetische Moment des Nukleons ($\kappa_p = 1,79$, $\kappa_n = -1,91$) und M dessen Masse sind. Die untere Grenze ω_0 der Integration wird durch die Schwelle der Pionproduktion bestimmt, die bei etwa 150 MeV liegt.

Die Ableitung der GDH-Summenregel basiert auf sehr fundamentalen physikalischen Prinzipien wie der Unitarität (optisches Theorem), Kausalität, Eich- und Lorentzinvarianz, dem Niederenergiethem [Low54, Gell54] für die Comptonvorwärtstreuamplitude und der „No-Subtraction“-Hypothese¹ für Dispersionsrelationen.

¹Voraussetzung für die Konvergenz des GDH-Integrals

Das Niederenergiethem ist ein wesentlicher Bestandteil bei der Herleitung von Summenregeln in der Mittlereenergiephysik. Es stellt eine Erweiterung der Dirac-Gleichung um das anomale magnetische Moment des Nukleons für die Photon-Nukleon-Streuung dar. F. Low und M. Goldberger verallgemeinerten dies im Rahmen der Quantenfeldtheorie und konnten zeigen, daß sich die Compton-Streuamplitude in niedrigster Ordnung der Photonenergie für die Streuung von Photonen an Spin-1/2-Systemen schreiben läßt als

$$T(\omega) = \hat{\varepsilon}' \cdot \hat{\varepsilon} f(\omega) + i \vec{\sigma} \cdot (\hat{\varepsilon}' \times \hat{\varepsilon}) g(\omega), \quad (2.5)$$

wobei $\hat{\varepsilon}$ den Polarisationsvektor für das einlaufende und $\hat{\varepsilon}'$ denjenigen für das auslaufende Photon beschreibt. Infolge der Vertauschungs-Symmetrie des Compton-Prozesses sind die Funktionen f und g gerade bzw. ungerade Funktionen der Energie ω . Sie sind in niedrigster Ordnung gegeben durch

$$\begin{aligned} f(\omega) &= -\frac{e^2}{M} + (\bar{\alpha} + \bar{\beta}) \omega^2 + \mathcal{O}(\omega^4) \\ g(\omega) &= -\frac{e^2 \kappa^2}{2M^2} \omega + \gamma_0 \omega^3 + \mathcal{O}(\omega^5). \end{aligned} \quad (2.6)$$

Der führende Term der Funktion $f(\omega)$ ist die bekannte Thomson-Amplitude. Die Koeffizienten der höheren Potenzen von ω hängen mit dem anomalen magnetischen Moment κ und den elektromagnetischen Polarisierbarkeiten $\bar{\alpha}$ und $\bar{\beta}$ zusammen. Die Analytizität von $g(\omega)$, die durch die Kausalität impliziert wird, ermöglicht es, die Dispersionsrelation für die Vorwärtsstreuamplitude ohne Subtraktion zu schreiben als

$$\Re g(\omega) = \frac{2\omega}{\pi} \mathcal{P} \int_0^\infty d\omega' \frac{\Im g(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} \quad (2.7)$$

Mit Hilfe des optischen Theorems lassen sich die Funktionen f und g mit Photoabsorptionswirkungsquerschnitten in Verbindung setzen. So gilt für $g(\omega)$ die Beziehung $\Im g(\omega) = \frac{\omega}{8\pi} (\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2})$. Aus dem Niederenergiethem läßt sich dann über Glg. 2.6 mit $\omega = 0$ direkt die GDH-Summenregel ableiten.

Die Herleitung der GDH-Summenregel ist in ihrer Natur fundamental. Lediglich die Aussage, es gelte eine nicht subtrahierte Dispersionsrelation für die Streuamplitude, ist fragwürdig. Hierbei wird auf die Vorhersage von Regge-Pol-Modellen zurückgegriffen, die besagen, daß die Differenz $\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}$ für $\omega \rightarrow \infty$ verschwindet [Lapi62]. Anschaulich bedeutet dies, daß die Spinabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für hohe Photonenergien verschwindet. Dies ist somit nur experimentell überprüfbar und stellt eines der Ziele der Messungen der GDH-Kollaboration dar.

2.2.1 Variablen und Observablen

Eine Erklärung der in der GDH-Summenregel (siehe Glg. 2.4) verwendeten Indizes 1/2 und 3/2 gibt Abb. 2.2. 1/2 und 3/2 können verstanden werden als die Vektorsumme der Spins des polarisierten Photons und des Spins des polarisierten Nukleons. Falls der

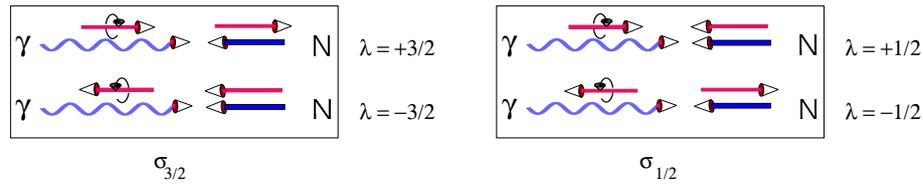


Abbildung 2.2: Definition der Helizitätszustände im (γp) -System. Über den Impulsvektoren sind jeweils die relativen Spinorientierungen eingezeichnet.

Spin des Nukleons und der des Photons in die gleiche Richtung zeigen, erhält man den Gesamtspin $3/2$, falls sie entgegengesetzt zueinander ausgerichtet sind, summieren sie zum Gesamtspin $1/2$. Im (γp) -System existieren vier verschiedene Werte für die Helizität im Anfangskanal, $\lambda_i = -3/2, -1/2, +1/2, +3/2$, was in Abb. 2.2 skizzenhaft dargestellt ist. Infolge der Paritätserhaltung sind jedoch nur zwei dieser Werte unabhängig. Dies macht sich dadurch bemerkbar, daß der differentielle Wirkungsquerschnitt, wenn über alle Polarisationszustände im Ausgangskanal summiert wird, nur vom Betrag der Helizität abhängig ist. Diese Beiträge können experimentell durch die Messung der Streuung zirkular polarisierter Photonen an longitudinal polarisierten Nukleonen gewonnen werden. In Abb. 2.3 ist zusätzlich eine Erklärung in einem einfachen Quarkmodell gegeben. Das einlaufende zirkular polarisierte Photon induziert einen Spinflip eines der Quarks im Nukleon.

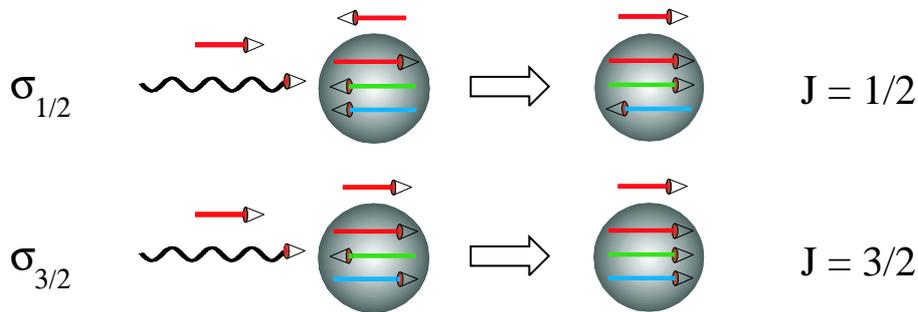


Abbildung 2.3: Die Kinematik im einfachen Quarkmodell.

Bisher wurde der gesamte Wirkungsquerschnitt (die Summe über alle Reaktionskanäle) diskutiert. Im speziellen Fall der Pion-Photoproduktion ist der differentielle Wirkungsquerschnitt gegeben durch den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt plus einem Anteil, der mit der linearen Polarisation des Photons gewichtet ist, und drei Termen, die sowohl von der Target- als auch von der Photonpolarisation abhängen:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = & \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{unpol} \left[1 - P_\gamma^{lin} \Sigma(\theta) \cos(2\phi) \right. \\ & + P_x \left[-P_\gamma^{lin} H(\theta) \sin(2\phi) + P_\gamma^{circ} F(\theta) \right] \\ & + P_y \left[-T(\theta) + P_\gamma^{lin} P(\theta) \cos(2\phi) \right] \\ & \left. + P_z \left[-P_\gamma^{lin} G(\theta) \sin(2\phi) + P_\gamma^{circ} E(\theta) \right] \right]. \end{aligned}$$

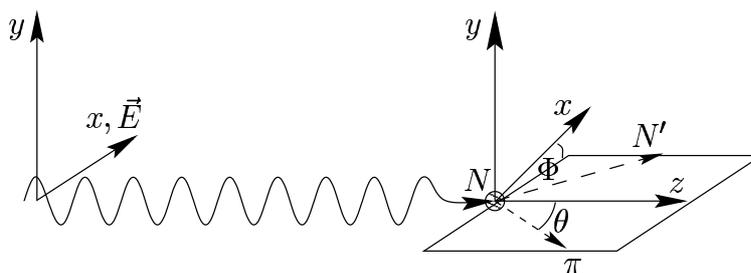


Abbildung 2.4: Definition der Winkel für die Reaktion $\gamma N \rightarrow \pi N'$.

Die Definition der verwendeten Achsen und Winkel ist in Abb. 2.4 gegeben. Die Polarisation des Photonenstrahles wurde mit P_γ^{lin} für den linear polarisierten Anteil und mit P_γ^{circ} für den zirkular polarisierten Anteil bezeichnet. Die Targetpolarisation P_{targ} setzt sich aus den Anteilen P_x , P_y und P_z zusammen. Der Anteil des Flusses im Anfangskanal mit den Helizitäten $\pm 1/2$ und $\pm 3/2$ ist dann durch $1/2 (1 + P_{circ} \cdot P_{targ})$ bzw. $1/2 (1 - P_{circ} \cdot P_{targ})$ gegeben. Definiert man $P \equiv |P_{circ} \cdot P_{targ}|$, dann hängen die gemessenen Wirkungsquerschnitte nur von dem relativen Vorzeichen der Strahl- und Targetpolarisation ab:

$$\sigma^+ = \int d\sigma^+ = \frac{1}{2} \left\{ (1 + P) \int d\sigma_{1/2} + (1 - P) \int d\sigma_{3/2} \right\} \quad \text{für } (P_{circ} \cdot P_{targ} > 0) \quad (2.8)$$

$$\sigma^- = \int d\sigma^- = \frac{1}{2} \left\{ (1 - P) \int d\sigma_{1/2} + (1 + P) \int d\sigma_{3/2} \right\} \quad \text{für } (P_{circ} \cdot P_{targ} < 0). \quad (2.9)$$

Im Experiment werden die beiden Anteile $d\sigma^+$ und $d\sigma^-$ gemessen, indem entweder die Polarisation des Photonenstrahles oder die des Targets umgekehrt wird. Aus den Gleichungen 2.8 und 2.9 folgt dann für die Differenz $\Delta(d\sigma) \equiv d\sigma_{1/2} - d\sigma_{3/2}$, daß

$$\Delta(d\sigma) \equiv d\sigma_{1/2} - d\sigma_{3/2} = \frac{1}{P} (d\sigma^+ - d\sigma^-).$$

Da im Mainzer Experiment das Target in z-Richtung polarisiert wird, ist man hier auf die Observablen $E(\theta)$ und $G(\theta)$ sensitiv. Mit zirkular polarisierten Photonen mißt man die Polarisationsobservable $E(\theta)$.

$$\begin{array}{l} \gamma \text{ (zirkular polarisiert)} \rightarrow N \quad \sigma^+ = \frac{1}{2} \{ (1 + P) \sigma_{1/2} + (1 - P) \sigma_{3/2} \} \\ (P_{circ} \cdot P_{targ} > 0) \\ \gamma \text{ (zirkular polarisiert)} \rightarrow N \quad \sigma^- = \frac{1}{2} \{ (1 - P) \sigma_{1/2} + (1 + P) \sigma_{3/2} \} \\ (P_{circ} \cdot P_{targ} < 0) \end{array}$$

$$P \equiv |P_{circ} \cdot P_{targ}|$$

Abbildung 2.5: Bezug der gemessenen Wirkungsquerschnitte σ^+ und σ^- zu den Helizitätsbeiträgen und den experimentellen Polarisationen. Über den Impulsvektoren sind jeweils die relativen Spinorientierungen eingezeichnet.

In Tabelle 2.1 ist gezeigt, daß im allgemeinen für jede Kombination von Target- und Photonpolarisation eine bestimmte Observable ausgewählt werden kann.

Strahl Target	γ_{unpol}	P_γ^{lin} $\left(0, \frac{\pi}{2}\right)$	P_γ^{lin} $\left(+\frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{4}\right)$	P_γ^{circ}
P_{unpol}	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)$	$\Sigma(\theta)$	-	-
P_x	-	-	$H(\theta)$	$F(\theta)$
P_y	$T(\theta)$	$P(\theta)$	-	-
P_z	-	-	$G(\theta)$	$E(\theta)$

Tabelle 2.1: Auswahl einer bestimmten Observable durch definierte Wahl der Kombination von Target- und Photonpolarisations-Parametern

2.2.2 Die Verbindung zur Hochenergiephysik und das verallgemeinerte GDH-Integral

Wie Anselmino et al. [Anse89] gezeigt haben, besteht ein direkter Zusammenhang zwischen der GDH-Summenregel und der schon angesprochenen „Spinkrise“ in der Hochenergiephysik. In Abschnitt 2.1 wurde die polarisierte Spinstrukturfunktion $g_1(x)$ eingeführt. Im folgenden soll auf ihre Rolle im Zusammenhang mit der GDH-Summenregel eingegangen werden.

Für den Fall der Streuung polarisierter Elektronen an polarisierten Nukleonen kann man die in Abschnitt 2.2 für reelle Photonen erhaltenen Ergebnisse verallgemeinern. Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt für ein solches Experiment hat die Form

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \Gamma\sigma(\nu, Q^2),$$

wobei die Anfangs- und Endenergie der Elektronen im Laborsystem durch E und E' gegeben ist. Das einfallende Elektron trägt die (longitudinale) Polarisation $h = \pm 1$, und die zwei relevanten Polarisationskomponenten des Targets im Falle der Rückstoßpolarisation sind P_z (parallel zum Impuls \vec{k} des virtuellen Photons im Laborsystem) und P_x (senkrecht zu \vec{k} in der Streuebene des Elektrons und in der Halbebene, des auslaufenden Elektrons). Dabei wird der Wirkungsquerschnitt durch vier „virtuelle Photoabsorptions-Wirkungsquerschnitte“ $\sigma_i(\nu, Q^2)$ [Drec95] ausgedrückt:

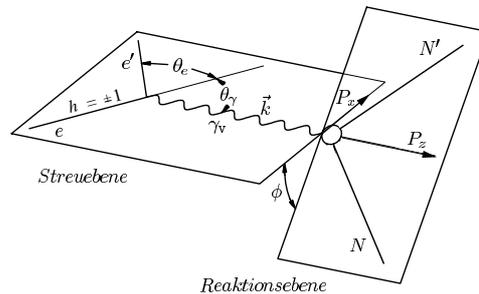


Abbildung 2.6: Kinematik der Elektron-Proton-Streuung.

$$\sigma = \sigma_T + \varepsilon_L \sigma_L + h P_x \sqrt{2\varepsilon_L(1 - \varepsilon_T)} \sigma_{LT'} + h P_z \sqrt{1 - \varepsilon_T^2} \sigma_{TT'}.$$

Der Fluß des virtuellen Photonfeldes Γ ist gegeben durch

$$\Gamma = \frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{E' K}{E Q^2} \frac{1}{1 - \varepsilon_T}.$$

ε_T ist die transversale und ε_L die longitudinale Polarisierung der virtuellen Photonen. Die Größe K ist im Laborsystem gegeben durch $\frac{s-M^2}{2M}$. Die einzelnen virtuellen Photoabsorptions-Wirkungsquerschnitte stehen in Bezug zu den schon angesprochenen Quarkstrukturfunktionen:

$$\begin{aligned} \sigma_T &= \frac{4\pi^2\alpha}{MK} F_1 \\ \sigma_L &= \frac{4\pi^2\alpha}{K} \left[\frac{F_2}{\nu} (1 + \gamma^2) - \frac{F_1}{M} \right] \\ \sigma_{LT'} &= -\frac{4\pi^2\alpha}{MK} \gamma (g_1 + g_2) \\ \sigma_{TT'} &= -\frac{4\pi^2\alpha}{MK} (g_1 - \gamma^2 g_2). \end{aligned} \quad (2.10)$$

Hierbei ist γ gegeben durch Q/ν . Die Größen σ_T und $\sigma_{TT'}$ in den obigen Gleichungen können durch die totalen Wirkungsquerschnitte $\sigma_{1/2}$ und $\sigma_{3/2}$ ausgedrückt werden:

$$\sigma_T = \frac{1}{2}(\sigma_{3/2} + \sigma_{1/2}), \quad \sigma_{TT'} = \frac{1}{2}(\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}). \quad (2.11)$$

Im Gegensatz zu dem Fall für reelle Photonen hängen diese beiden transversalen Querschnitte jedoch auch vom Quadrat des Impulsübertrages Q^2 ab. Zusätzlich treten die longitudinale (L) Strukturfunktion und eine longitudinal-transversale (LT') Interferenz auf [Drec94].

Die GDH-Summenregel kann dann durch Einführung des folgenden Q^2 -abhängigen Integrals generalisiert werden:

$$I(Q^2) = \frac{2M^2}{Q^2} \int_0^{x_0} g_1(x, Q^2) dx \rightarrow \begin{cases} -\frac{1}{4}k_N^2 & \text{für } Q^2 \rightarrow 0 \\ \frac{2m^2}{Q^2}\Gamma_1 + \mathcal{O}(Q^{-4}) & \text{für } Q^2 \rightarrow \infty \end{cases}, \quad (2.12)$$

wobei $x = Q^2/(2M\nu)$ die Björken-Skalenvariable ist und $x_0 = Q^2/(2Mm_\pi + m_\pi^2 + Q^2)$ sich auf die Schwelle der Ein-Pion-Produktion bezieht. Es sei angemerkt, daß noch andere Generalisierungen der GDH-Summenregel vorgeschlagen wurden, die sich von der hier angegebenen durch die Integration der zweiten Spin-Strukturfunktion g_2 oder Faktoren unterscheiden, die auf unterschiedlichen Definitionen des Photonflusses basieren. Jedoch besitzen alle dieselben in Glg. 2.12 angegebenen Grenzwerte, sie unterscheiden sich nur im Bereich mittlerer Q^2 .

Aus Glg. 2.10 und Glg. 2.11 folgt dann für die Differenz zwischen den beiden helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnitten $\sigma_{1/2}$ und $\sigma_{3/2}$

$$\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2} = \frac{4\pi^2\alpha}{MK} (g_1 - \gamma^2 g_2).$$

Im Falle der Absorption reeller Photonen mit $Q^2 = 0$ verschwindet der Beitrag der Strukturfunktion $g_2(\nu, Q^2)$, so daß $\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}$ nur noch von $g_1(\nu, Q^2)$ abhängt:

$$(\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}) \Big|_{Q^2=0} = \frac{4\pi^2\alpha}{MK} g_1(\nu, Q^2 = 0). \quad (2.13)$$

Das in Glg. 2.12 definierte generalisierte Integral $I(Q^2)$ geht im Björken-Limes in die EJSR, bzw. für die Differenz von Proton und Neutron in die BSR über (siehe Abschnitt

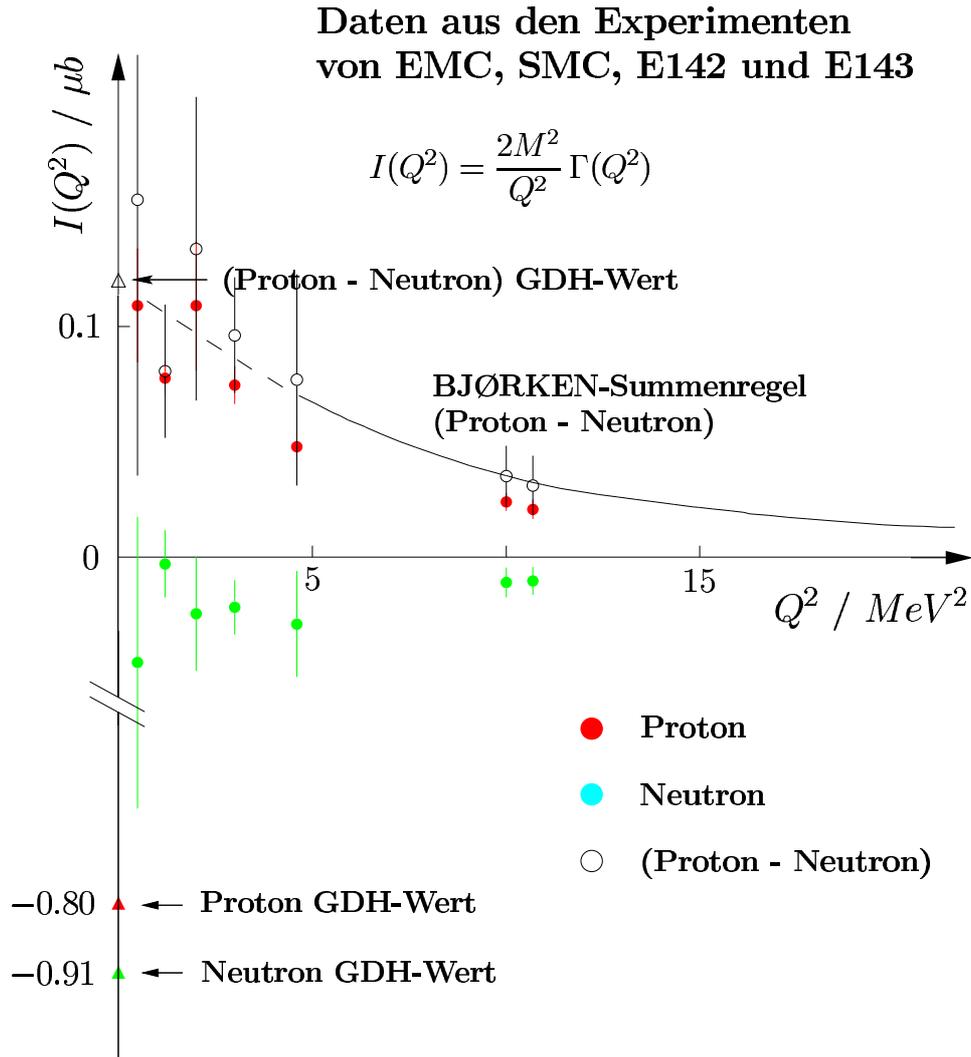


Abbildung 2.7: Vergleich der Resultate verschiedener Messungen von $I(Q^2)$. Zusätzlich ist die Q^2 -Entwicklung für (Proton – Neutron) eingezeichnet.

2.1.2). Betrachtet man $I(Q^2)$ für reelle Photonen, so findet man mit Glg. 2.13 einen der GDH-Summenregel ähnlichen Ausdruck

$$I(Q^2 = 0) = \frac{M^2}{8\pi^2\alpha} \int_0^\infty \frac{\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}}{\nu} d\nu.$$

Ein Vergleich mit der GDH-Summenregel ergibt dann

$$I(Q^2 = 0) = -\frac{\kappa_p^2}{4} = -0,804$$

für das Proton. Die GDH-Summenregel ermöglicht somit eine Vorhersage für den Wert von $I(Q^2)$ am Photonenpunkt $Q^2 = 0$. Damit liefert sie eine Aussage darüber, welchen Wert das Integral $\int_0^1 g_1(x, Q^2) dx$ für kleine Q^2 ($Q^2 \lesssim 1 \text{ GeV}^2$) annehmen sollte. Im Gegensatz zu den bisher behandelten Summenregeln stellt das verallgemeinerte GDH-Integral $I(Q^2)$ keine Summenregel dar, da der Wert des Integrals nicht durch Grundzustandseigenschaften ausgedrückt werden kann. Die Funktion $I(Q^2)$ hat jedoch die interessante Eigenschaft, daß sie bei $Q^2 = 0$ einen „großen“ negativen Wert besitzt, während sich aus den Daten der EMC, SMC, NMC und SLAC in der tiefinelastischen Streuung für große Q^2 ein positiver Wert von $I(Q^2) \rightarrow \frac{4\pi e^2}{Q^2} \Gamma_N$ ergibt. Die jüngsten Daten der tiefinelastischen Streuung liefern $\Gamma_p = 0,121 \pm 0,003(stat.) \pm 0,005(syst.) \pm 0,026(extrapol.)$ und $\Gamma_n = -0,068 \pm 0,007(stat.) \pm 0,005(syst.) \pm 0,023(extrapol.)$ [Adam97, Abe97] für $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$. Während die Messungen von EMC und E143 direkte Messungen am Proton waren, wurden bei SMC und E142 Werte für das Neutron über Messungen an einem Deuterium- bzw. ^3He -Target erhalten. Die Analyse aller verfügbaren Daten von Proton und Neutron durch Ellis und Karliner [Elli93] liefert für die Björken-Summenregel bei $Q^2 = 2,0 \text{ GeV}$ und $Q^2 = 4,6 \text{ GeV}$ übereinstimmende Ergebnisse mit den Vorhersagen. Die theoretischen Vorhersagen für $I_p(Q^2)$, $I_n(Q^2)$ und $I_{p-n}(Q^2)$ sind in Abb. 2.7 als

	I_p	I_n	$I_p - I_n$
GDH-Summenregel	-204,5	-232,8	+28,3
Karliner[Karl73]	-261	-183	-78
Workman[Work92]	-260	-157	-103
Burkert und Li[Burk93]	-203	-125	-78
Sandorfi et al.[Sand94]	-289	-160	-130
Krein und Drechsel[Drec98]	-261	-177	-84
Bianchi[Bian99]	-207	-226	+29

Tabelle 2.2: Die GDH-Summenregel für Proton I_p und Neutron I_n und die Differenz $I_p - I_n$ im Vergleich mit verschiedenen Analysen der Photoproduktion von Mesonen, in Einheiten von μb .

Funktion von Q^2 graphisch dargestellt (nach [Bian99]) und für $Q^2 = 0$ in Tab. 2.2 tabelliert. Zusätzlich wurden experimentelle Daten verschiedener Gruppen mit eingezeichnet. Allerdings sollte betont werden, daß erst in den neueren Rechnungen von [Drec98] und [Bian99] präzisere Ergebnisse an der Pionschwelle und innerhalb der ersten Resonanz berücksichtigt wurden. Diese Analysen zeigen, daß der experimentelle Wert der GDH-Summenregel sehr empfindlich von den in der Nähe der Pionproduktionsschwelle verwendeten Amplituden abhängt [Drec98]. Eine genaue Vermessung insbesondere bei kleinen Anregungsenergien ist daher von großer Wichtigkeit.

Während sich die Vorhersagen für die Differenz zwischen Proton und Neutron anscheinend stetig in Richtung $Q^2 \rightarrow 0$ zu der Vorhersage der GDH-Summenregel fortsetzen lassen, besteht für das Proton alleine eine starke Diskrepanz zwischen experimentellen

Werten und der Vorhersage durch die GDH-Summenregel. Man erkennt, daß die Größe $I_p(Q^2)$ im Bereich niedriger Q^2 ($Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$) sehr rasch von positiven Werten zu einem großen negativen Wert wechseln muß. Insbesondere läßt die Analyse der EMC-Daten die Abhängigkeit

$$\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{d\nu}{\nu} [\sigma_{1/2}(\nu, Q^2) - \sigma_{3/2}(\nu, Q^2)] = \frac{0,141 \pm 0,035}{Q^2}$$

im Bereich um $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ vermuten. Ein Vergleich mit der GDH-Summenregel erlaubt, auf eine starke Veränderung der Helizitätsstruktur der (γp) -Kopplung im Bereich von $0,4 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 1,0 \text{ GeV}^2$ zu schließen. Der Vorzeichenwechsel des Integrals kennzeichnet eine Änderung des Reaktionsmechanismus zwischen den beiden Bereichen der tiefinelastischen Streuung und dem Regime der Baryonresonanz-Anregungen bei niedrigen und mittleren Energien. Da die GDH-Summenregel für $Q^2 = 0$ abgeleitet wurde, sollte der Baryonresonanz-Anregungsmechanismus in der Photon-Nukleon-Kopplung dominieren. In diesem Zusammenhang ist die Frage interessant, ob die Summenregel schon vollständig durch niederenergetische Baryonresonanzen gesättigt wird, wie groß diese Sättigung ist und welche Resonanzen maßgeblich beitragen. Hierauf soll in Abschnitt 2.3.2 noch etwas genauer eingegangen werden. Obwohl es bislang noch kein Modell des Nukleons gibt, das diesen Vorzeichenwechsel erklären kann, nimmt man an, daß dieses Verhalten durch den Beitrag von „higher order twist“-Termen² erklärt werden kann. Dies wäre ein Ansatz einer möglichen Interpretation der Anomalien des Spins des Protons, die sich aus den EMC-Daten ergäbe. Im Falle der Differenz würden sich dann die „higher order twist“-Terme durch die Subtraktion herausheben. Allgemein gibt es eine Reihe von Versuchen, die Q^2 -Entwicklung von (Q^2) im Bereich mittlerer Q^2 und insbesondere im Bereich einiger GeV^2 zu berechnen. Hier seien insbesondere Berechnungen erwähnt, die auf durch das Vektor-Meson-Dominanz-Modell inspirierten Parametrisierungen basieren [Anse89]. Insgesamt ist dieser Bereich jedoch sowohl von experimenteller als auch von theoretischer Seite gesehen noch nicht zufriedenstellend verstanden.

Aus den letzten Ausführungen wird deutlich, daß die Information über die helizitätsabhängigen partiellen Wirkungsquerschnitte am Proton und Neutron dazu beitragen wird, diese Situation bei kleinen Q^2 zu erhellen, insbesondere wenn man bedenkt, wie stark der Wert der GDH-Summenregel von den verwendeten Amplituden in der Nähe der Pionproduktionschwelle abhängig ist [Drec98].

2.2.3 Probleme einer experimentellen Überprüfung

Aus der Differenz der beiden polarisierten, winkelabhängigen Wirkungsquerschnitte $\sigma_{1/2}$ und $\sigma_{3/2}$ kann mit Hilfe des unpolarisierten Wirkungsquerschnitts σ_{unpol} die Helizitätsasymmetrie $E(\theta)$ ermittelt werden. Die Polarisationsobservable $E(\theta)$ ist bestimmt durch

$$E(\theta) = \frac{d\sigma_{1/2}(\theta) - d\sigma_{3/2}(\theta)}{d\sigma_{1/2}(\theta) + d\sigma_{3/2}(\theta)}.$$

²Der *twist* eines Operators in der Operator-Produkt-Entwicklung (OPE) ist als $t = d - s$ definiert. Hierbei ist d die Dimension des Operators und s ist sein Spin. Twist-2-Operatoren bilden die Beiträge führender Ordnung und twist-3-Operatoren sind mit $1/Q$ unterdrückt [Tros94].

Ein Experiment muß demzufolge die Differenz und die Summe der helizitätsabhängigen differentiellen Wirkungsquerschnitte ergeben. Für eine Bestimmung der GDH-Summenregel wäre es von experimenteller Seite zwar einfacher, nur die Differenz $\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}$ zu messen. Allerdings besteht von theoretischer Seite auch der Wunsch, die Observable $E(\theta)$ zu kennen, da mit ihr ein zusätzlicher Datensatz für bestehende Multipol-Analysen zur Verfügung stände. Das GDH-Integral läßt sich mit der Variablen $E(\theta)$ schreiben als

$$\int_{\omega_0}^{\infty} E(\omega, \theta) \cdot \sigma_{tot} d\omega = -\frac{\pi e^2}{2M^2} k^2,$$

wobei $\sigma_{tot} = 1/2 (\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2})$. Dieses Integral erstreckt sich über alle Winkel und alle Photoproduktionskanäle. Eine direkte Messung des totalen Wirkungsquerschnitts erfordert aber immer Extrapolationen, um den Detektor-Nachweiswahrscheinlichkeiten und dem fehlenden Raumwinkel Rechnung zu tragen. Dies macht sich besonders insofern bemerkbar, als für einige Prozesse die Beiträge beider Helizitäten $\sigma_{1/2}$ und $\sigma_{3/2}$ sehr verschiedene Winkelverteilungen aufweisen (siehe Abb. 2.8). Eine Extrapolation zu den im Experiment nicht zugänglichen Winkelbereichen erfordert demnach eine detaillierte und gut verstandene Parametrisierung einzelner Prozesse, um den totalen Wirkungsquerschnitt bezüglich der fehlenden Akzeptanzen korrigieren zu können. Hierbei ist es von Vorteil, einzelne Reaktionskanäle energie- und winkelabhängig zu vermessen. Ein weiteres Problem stellt das Target polarisierter Protonen dar. Da man Wasserstoff nicht polarisieren kann, muß man auf komplexere Moleküle zurückgreifen. Neben dem Anteil quasifreier polarisierbarer Protonen besteht ein derartiges Target dann auch aus einem großen Anteil gebundener Nukleonen, die gleichwertige Reaktionspartner darstellen, und die die experimentell be-

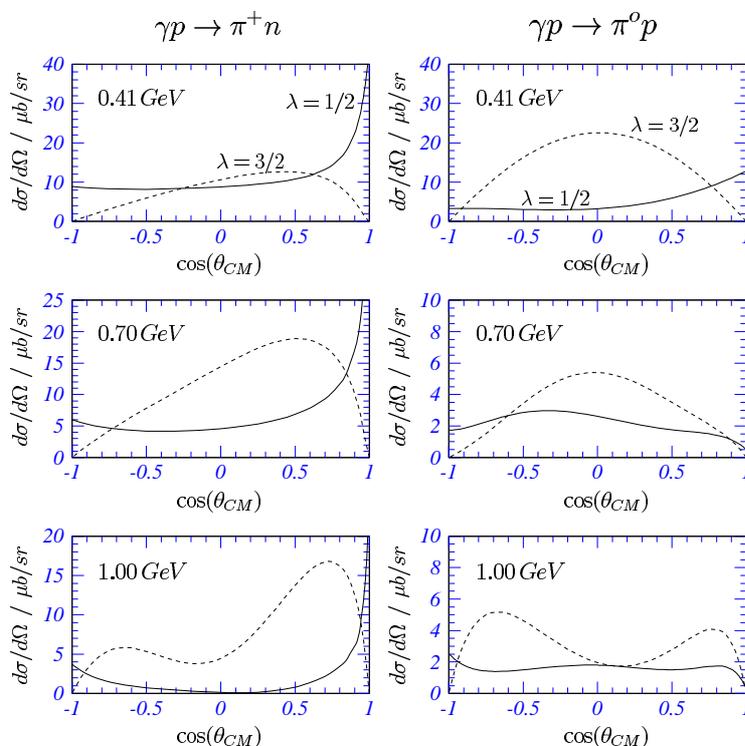


Abbildung 2.8: Vorhersagen der VPI-Analyse [Arnd90] für einzelne Helizitätsbeiträge zum differentiellen Wirkungsquerschnitt für $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ (linke Spalte) und $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ (rechte Spalte) bei drei Photonenergien.

obachtete Asymmetrie verkleinern (das Verhältnis gebundener zu freien Nukleonen, der sogenannte „Dilutionfaktor“, beträgt für Ammoniak 4, 7 und für Butanol 6, 4). Hieraus resultiert eine vergrößerte Meßzeit bei gleichem statistischem Fehler. Dieses Problem kann drastisch reduziert werden, wenn es gelingt, eine geeignete Separationsmethode zu finden, um den Anteil der Reaktionen am freien Proton von dem störenden Untergrund aus Reaktionen an gebundenen Nukleonen zu trennen. Dies gelingt insbesondere dann, wenn alle Endzustandsteilchen mit guter Energie- und Winkelauflösung nachgewiesen werden können. Aus diesen Gründen macht es Sinn, bei einer ersten Untersuchung der GDH-Summenregel nur die Ein-Pion-Photoproduktionskanäle $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ zu betrachten. Jede dieser Reaktionen stellt einen Zweikörperprozeß mit einem geladenen Teilchen im Endzustand dar. Außerdem beherrschen diese beiden Kanäle den Photoproduktionswirkungsquerschnitt bis zu Photonenergien von etwa 500 MeV und stellen wahrscheinlich den Hauptanteil an der GDH-Summenregel dar, wie schon in der Einleitung angedeutet wurde. Weiterhin kann die Ein-Pion-Photoproduktion inzwischen auf geeignete Weise im Rahmen von Partialwellenanalysen (PWA) beschrieben werden. Diese können dazu verwendet werden, für die experimentell nicht zugänglichen Winkelbereiche die notwendigen Extrapolationen zu liefern.

2.3 Partialwellenanalysen

Aufbauend auf einer Beschreibung des (πN) -Systems durch Resonanzen kann die Ein-Pion-Photoproduktion in Termen von Helizitätsamplituden parametrisiert werden (siehe z.B. [Walk69, Bark75]). Derartige Partialwellenanalysen wurden während der letzten 20 Jahre durchgeführt, indem auf bestehende experimentelle Daten zurückgegriffen wurde. So wurden differentielle Wirkungsquerschnitte und transversale Polarisationsparameter wie die Targetasymmetrie T , die Photonasymmetrie Σ oder die Nukleon-Rückstoßpolarisation P_N parametrisiert. Laufende Projekte derartiger Multipolanalysen finden sich in Glasgow [Bere78, Craw80], Tokyo [Arai82], Nagoya [Fell76, Kaji80], Virginia Tech (VPI) [Arnd96] und in Mainz [MAID]. Alle diese Analysen machen bestimmte Vorhersagen für die einzelnen Helizitätsbeiträge $d\sigma_{1/2}$ und $d\sigma_{3/2}$ oder analog für den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt $d\sigma_{tot} = 1/2 (d\sigma_{1/2} + d\sigma_{3/2})$ und die üblicherweise als Helizitäts-Asymmetrie bezeichnete Observable $E(\theta)$. Bisher existierten noch keine Messungen von $E(\theta)$, um derartige Vorhersagen direkt zu überprüfen, was daran liegt, daß hierfür extrem hohe Ansprüche an die experimentellen Gerätschaften gestellt werden.

In Abb. 2.9 sind für die beiden Ein-Pionkanäle $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ Ergebnisse dieser Parametrisierungen für Photonenergien von 300, 450 und 600 MeV gezeigt. Es sind 3 Analysen im Vergleich dargestellt, eine dispersionstheoretische Multipolanalyse von Hanstein, Drechsel und Tiator [Hans96], eine VPI-Analyse (auch SAID genannt) [Arnd96] und ein älteres Isobarenmodell von Hanstein [Hans93]. Wie man sehen kann, stimmen die 3 Analysen bei der Energie von 300 MeV sehr gut überein, wohingegen sich bei einer Erhöhung der Photonenergie die 3 Analysen stark unterscheiden. Eine direkte Messung der Observablen $E(\theta)$ würde hier neue Möglichkeiten für eine Überprüfung und gegebenenfalls Verfeinerung von Multipolanalysen schaffen.

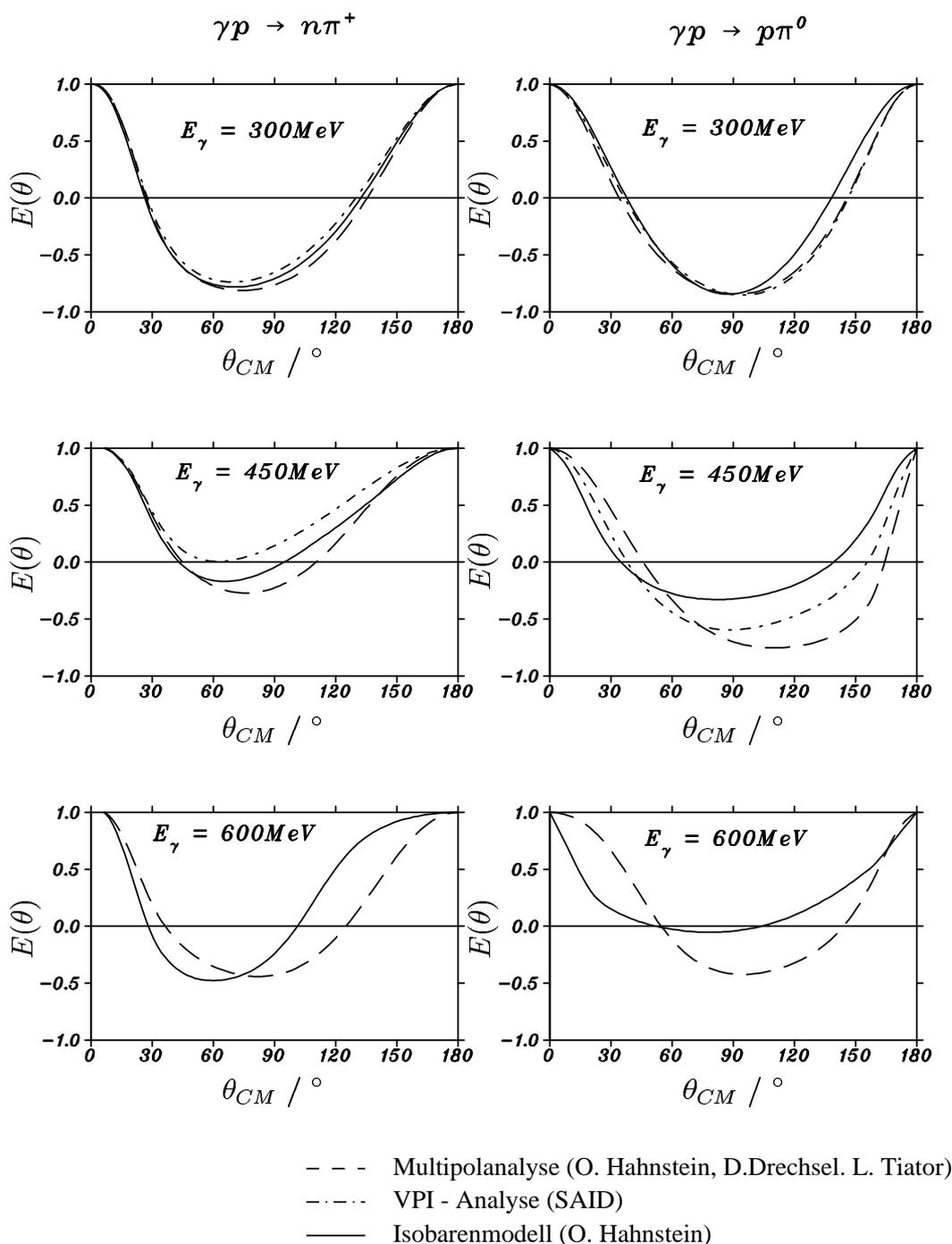


Abbildung 2.9: Die Helizitätsasymmetrie $E(\theta)$ für die Kanäle $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ (linke Spalte) und $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ (rechte Spalte) für verschiedene Partialwellenanalysen und Energien.

Ein wichtiger Punkt im Hinblick auf die GDH-Summenregel ist die Tatsache, daß Partialwellenanalysen, wenn sie geeignet in einem weiten Energiebereich an die neuen $E(\theta)$ -Daten angepaßt werden, einen Anhaltspunkt für Extrapolationen zu sehr kleinen Vorwärts- und Rückwärtswinkeln liefern. So rührt der im Falle des $(n\pi^+)$ -Kanals für alle Energien zu beobachtende ausgeprägte Anstieg in Vorwärtsrichtung, wie er in Abb. 2.8 zu erkennen ist, von Born-Termen her und kann daher im Rahmen der verschiedenen Partialwellen-

Analysen konsistent behandelt und angepaßt werden. Da außerdem aus Gründen der Drehimpulserhaltung der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{3/2}$ für die Winkel $\theta_{CM} = 0^\circ$ und 180° verschwinden muß, haben die extremen Vorwärts- und Rückwärtswinkel keinen allzu großen Einfluß auf die Unbestimmtheit von $\Delta\sigma$. Eine direkte Messung von $E(\theta)$ in sehr kleinen Schritten in Bezug auf die Photonenergie ist weiterhin wichtig im Hinblick auf das Studium von Resonanzen im (πN) -System. Denn wie in Abb. 2.10 gezeigt, gibt es gerade in der Nähe bekannter Resonanzen starke Schwankungen. Hier ist die Vorhersage aus der

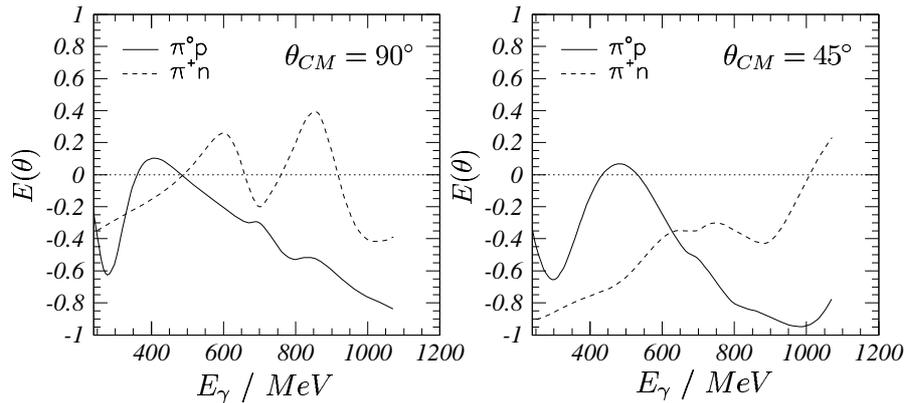


Abbildung 2.10: Energieabhängigkeit der Helizitätsasymmetrie $E(\theta)$ bei festen CM-Winkeln, wie sie von der Partialwellenanalyse MAID vorhergesagt wird.

Multipolanalyse MAID für die Energieabhängigkeit der Helizitäts-Asymmetrie $E(\theta)$ für zwei feste CM-Winkel aufgetragen. Da $E(\theta)$ direkt in Bezug zu den Drehimpuls-Quantenzahlen einer Resonanz steht, kann man erwarten, daß diese Größe auch sehr sensitiv auf relativ schwache Resonanzen sein wird. Dies zeigt Abb. 2.11 sehr eindrucksvoll am Beispiel der Roper-Resonanz. Man erkennt einen deutlichen Unterschied, wenn die schwach

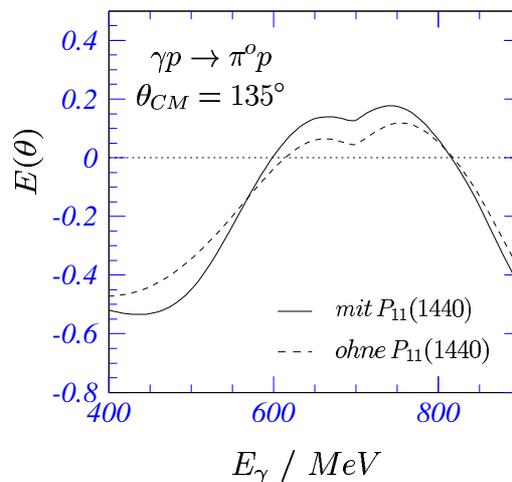


Abbildung 2.11: Energieabhängigkeit von $E(\theta)$ bei $\theta_{CM} = 135^\circ$ dargestellt mit und ohne Einfluß der $P_{11}(1440)$ -Resonanzamplitude

photoangeregte $P_{11}(1440)$ Roper-Resonanz zur Multipolanalyse beiträgt oder weggelassen wird. Hieraus folgt ein großes Interesse an der Messung der Helizitäts-Asymmetrie in der Pion-Photoproduktion unabhängig von deren Beitrag zur GDH-Summenregel.

2.3.1 Abschätzungen des GDH-Integrals aus Multipolanalysen

Da bis vor kurzem keine verwertbaren experimentellen Daten helizitätsabhängiger Wirkungsquerschnitte existierten, wurde in den Arbeiten von Karliner [Karl73], Workman und Arndt [Work92], sowie Sandorfi et al. [Sand94] das GDH-Integral aus Multipolanalysen existierender Daten unpolarisierter Wirkungsquerschnitte berechnet. Dabei wurde auf die Daten der unpolarisierten Ein-Pionphotoproduktion bis zu Photonenergien von etwa 1,7 GeV zurückgegriffen. Der Beitrag der Zwei-Pion-Photoproduktion wurde unter Zuhilfenahme der bekannten $N\pi\pi/N\pi$ -Verzweigungsverhältnisse der N^* -Resonanzen abgeschätzt [Karl73]. Hierbei wurde angenommen, daß die Helizitätsstruktur der Zwei-Pionproduktion mit der der Ein-Pionproduktion identisch ist. Die Multipole erhält man dann durch eine Vergrößerung der Breit-Wigner-Breite innerhalb der Anpassung an die vorhandenen Daten. Beiträge bei höheren Energien durch die Produktion schwerer Mesonen wie z.B. ρ und η wurden gänzlich vernachlässigt. Insbesondere im Hinblick auf die Untersuchung des Sättigungsverhaltens der GDH-Summenregel ist es von Vorteil, eine formale Isospinzerlegung der beitragenden Multipole durchzuführen, denn hieraus ergeben sich Vorhersagen für eine Isospinzerlegung des GDH-Integrals. Die anomalen magnetischen Momente von Proton und Neutron lassen sich formal in einen isoskalaren (κ_s) und einen isovektoriellen Anteil (κ_v) zerlegen:

$$\kappa_N = \kappa_s + \tau_3 \kappa_v.$$

Der Operator τ_3 bezeichnet dabei die dritte Komponente des Isospinoperators. Aus den Werten des anomalen magnetischen Moments von Proton und Neutron ($\kappa_p = +1,79 \mu_N$, $\kappa_n = -1,91 \mu_N$) folgt dann

$$\kappa_s = -0,06 \mu_N, \quad \kappa_v = +1,85 \mu_N.$$

Hieraus folgen für das GDH-Integral die drei Anteile

$$\begin{aligned} I_{vv}^{GDH} &= \int_0^\infty \frac{\sigma_{1/2}^{vv} - \sigma_{3/2}^{vv}}{\nu} d\nu = -\frac{2\pi^2\alpha}{M^2} \kappa_v^2 &= -219 \mu\text{b} \\ I_{ss}^{GDH} &= \int_0^\infty \frac{\sigma_{1/2}^{ss} - \sigma_{3/2}^{ss}}{\nu} d\nu = -\frac{2\pi^2\alpha}{M^2} \kappa_s^2 &= -0,3 \mu\text{b} \\ I_{vs}^{GDH} &= \int_0^\infty \frac{\sigma_{1/2}^{vs} - \sigma_{3/2}^{vs}}{\nu} d\nu = -\frac{2\pi^2\alpha}{M^2} (2 \cdot \kappa_s \kappa_v) &= +14,7 \mu\text{b}, \end{aligned} \quad (2.14)$$

die sich mit Hilfe der Multipolanalyse getrennt bestimmen und mit der Vorhersage der GDH-Summenregel vergleichen lassen. Neben den beiden GDH-Summenregeln am Proton und Neutron können so zwei „Isospin“-Summenregeln aufgestellt werden:

$$I_{I_3=0}^{GDH} \equiv I_{vv}^{GDH} + I_{ss}^{GDH} \quad (2.15)$$

$$I_{I_3=1}^{GDH} \equiv I_{vs}^{GDH} \quad (2.16)$$

Gleichung 2.15 wird als Isoskalar-Isovektor-Summenregel bezeichnet, während unter der isoskalaren Summenregel Gleichung 2.16 verstanden wird.

Die Ergebnisse der Arbeiten von Karliner, Sandorfi et al. sowie Workman und Arndt für die bis zur jeweiligen Energieobergrenze ermittelten GDH-Integrale sind in Tabelle 2.3 zusammengefaßt. Hierbei gilt für das GDH-Integral am Proton und Neutron $I_p = I_{vv} + I_{ss} + I_{vs}$ und $I_n = I_{vv} + I_{ss} - I_{vs}$. In der mit GDH bezeichneten Spalte sind die in

	Karliner	Workman-Arndt	Sandorfi	GDH
$I_{vv}[\mu\text{b}]$	-170 (-49)	-176 (-49)	-178 (-49)	-219
$I_{ss}[\mu\text{b}]$	-2 (-1)	+3 (-1)	+3 (-1)	-0, 3
$I_{vs}[\mu\text{b}]$	-24 (-15)	-19 (-15)	-50 (-15)	+14, 7
$I_p[\mu\text{b}]$	-261	-257	-290	-204, 1
$I_n[\mu\text{b}]$	-183	-189	-160	-233, 5

Tabelle 2.3: Ergebnis der Isospin-Zerlegung des GDH-Integrals von Karliner, Workman, Arndt und Sandorfi et al. im Vergleich zur Vorhersage der GDH-Summenregel. Die in Klammern angegebenen Werte sind die von Karliner berechneten Anteile der Zwei-Pion-Photoproduktion, die in allen drei Arbeiten benutzt wurden.

Glg. 2.14 angegebenen Vorhersagen eingetragen. Wie sich zeigt, stimmen die älteren Analysen qualitativ gut mit den neueren überein. Außerdem erkennt man, daß der isoskalare und der isovektorielle Anteil der Summenregel gut mit den Vorhersagen der Multipolanalysen übereinstimmt. Anders sieht dies im Fall des Isoskalar-Isovektor-Anteils aus. Die Vorhersagen der Multipolanalysen und der Wert des GDH-Integrals unterscheiden sich sogar signifikant im Vorzeichen. Diese Diskrepanz hat zu einer Reihe von Spekulationen geführt, die sich darauf beziehen, daß offensichtlich doch Zweifel an der Richtigkeit der „No-Subtraction“-Hypothese angebracht sind.

2.3.2 Konvergenz der Summenregel

Eine üblicherweise benutzte Multipolanalyse ist die VPI Analyse, auch SAID genannt. Innerhalb dieser Analyse existieren Vorhersagen für die totale Absorptionswirkungsquerschnittsdifferenz und für das GDH-Integral. Im oberen Teil von Abb. 2.12 ist die Wirkungsquerschnittsdifferenz für die beiden Ein-Pionkanäle am Proton aufgetragen. Wie man erkennen kann, ist die Differenz stark energieabhängig, insbesondere im Resonanzbereich. Demgegenüber scheint die Differenz für höhere Energien gegen Null zu konvergieren. Im unteren Teil von Abb. 2.12 ist das GDH-Integral für das Proton in Abhängigkeit von der oberen Integralgrenze aufgetragen. Der größte Anteil des Integrals stammt vom Ein-Pionkanal, wohingegen der Anteil des Zwei-Pionkanals bei allen Energien nur zu einer geringfügigen Korrektur beiträgt. Man erkennt, daß das Integral bereits bei einer Photonenergie von 500 MeV zu 2/3 gesättigt ist. Allerdings steht der Wert des Integrals, der bei der Photonenergie von 2 GeV erreicht wird (289 μb), in Widerspruch zur Summenregelvorhersage von 204 μb . Die großen Variationen unterhalb dieser Energie stammen von der Isovektorkomponente I_{vv} und werden durch die Δ -Resonanz verursacht. Oberhalb von

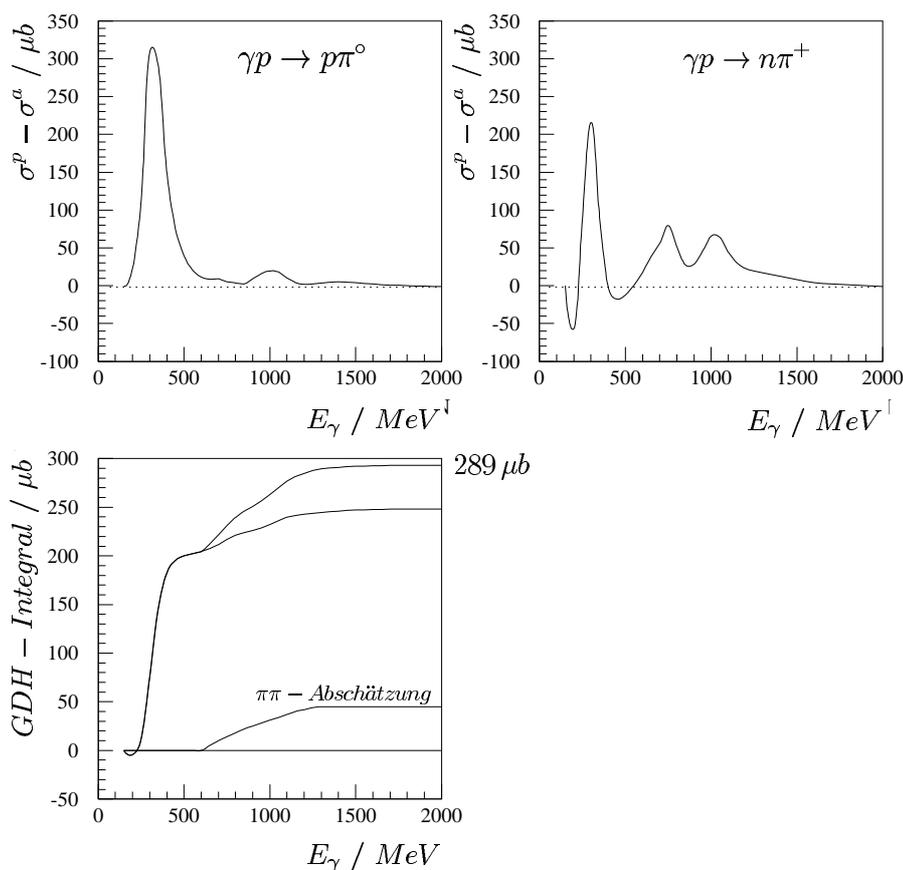


Abbildung 2.12: Vorhersagen innerhalb des SAID-Modells.

etwa 1 GeV sind kaum noch Variationen zu erkennen, so daß innerhalb der Modelle die Annahme der Konvergenz der GDH-Summenregel berechtigt scheint. Die Ergebnisse des vorigen Abschnitts in Bezug auf die auftretenden Probleme bei der isovektoriellen-isoskalaren Komponente I_{vs} der GDH-Summenregel haben zu Versuchen geführt, die GDH-Summenregel durch zusätzliche Terme zu modifizieren. Allerdings hält keine der vorgeschlagenen Modifikationen einer genaueren Betrachtung stand [Pant98]. Daher ist es derzeit eher unwahrscheinlich, daß eine Modifikation möglich ist. Eine endgültige Klärung dieser Frage wird allerdings erst nach einer Messung der GDH-Summenregel möglich sein. Eine eindeutige Entscheidung bedarf sowohl der Messung der helizitätsabhängigen Photoproduktions-Querschnitte am Neutron als auch einer Erweiterung der hier begonnenen Messungen zu höheren Energien.

Kapitel 3

Der experimentelle Aufbau

Aus den Ausführungen des vorigen Abschnitts wird deutlich, daß für einen Test der GDH-Summenregel am Proton die Größe $\sigma_{1/2}(k, \theta) - \sigma_{3/2}(k, \theta)$ zu messen ist, die direkt mit der Observablen $E(k, \theta)$ verknüpft ist. Die Messung helizitätsabhängiger Photoproduktions-Wirkungsquerschnitte stellt besonders anspruchsvolle Anforderungen an den experimentellen Aufbau, da ein spezieller Anfangszustand präpariert werden muß. So werden folgende Komponenten benötigt:

- eine Quelle zirkular polarisierter Photonen
- ein polarisiertes Protonentarget
- ein Detektor, der mit möglichst großer Raumwinkelakzeptanz sowohl den totalen Photo-Absorptionswirkungsquerschnitt als auch einzelne Reaktionskanäle messen kann.

Diese Komponenten sollen im folgenden einzeln vorgestellt werden.

3.1 Experimentelle Einrichtungen

Die Messung des Integranden der GDH-Summenregel soll über einen möglichst großen Energiebereich erfolgen. Das Experiment wurde deshalb in zwei Teilprojekte aufgeteilt, von denen das erste schon im 1. Halbjahr '98 im Rahmen der A2-Kollaboration am Mainzer Mikrotron, MAMI [Herm76], durchgeführt wurde. Hier wurde der „Niederenergiebereich“ bis 800 MeV abgedeckt. Innerhalb des zweiten Projektes sollen an der Bonner Elektronen-Stretcher-Anlage, ELSA [Elsa87], Daten bis zu Energien von 3 GeV genommen werden. Dies soll noch innerhalb dieses Jahres erfolgen. Hierzu wurde in der ELAN-Experimentierhalle des Bonner Instituts eine Photonenmarkierungsanlage installiert, die in der Lage ist, energiemarkierte Photonen zwischen 500 MeV und 3 GeV zu liefern. Da bei diesen hohen Photonenergien Mehrteilchen-Endzustände im Ausgangskanal überwiegen, hat man sich entschieden, einen Detektor aufzubauen, mit dem es nur möglich ist, durch Nachweis von Hadronen die totalen Wirkungsquerschnitte $\sigma_{3/2}$ und $\sigma_{1/2}$ zu messen. Man verzichtet somit auf die Möglichkeit, einzelne Reaktionskanäle zu separieren

([Helb93, Helb97]). Im folgenden soll die Experimentierumgebung des Mainzer Aufbaus vorgestellt werden, auf die sich diese Arbeit konzentriert. Eine ausführliche Beschreibung der Apparaturen findet sich in den angegebenen Quellen zu jedem Abschnitt. Abbildung 3.1 zeigt die von der A2-Kollaboration benutzte Experimentierhalle.

Die Taggerhalle

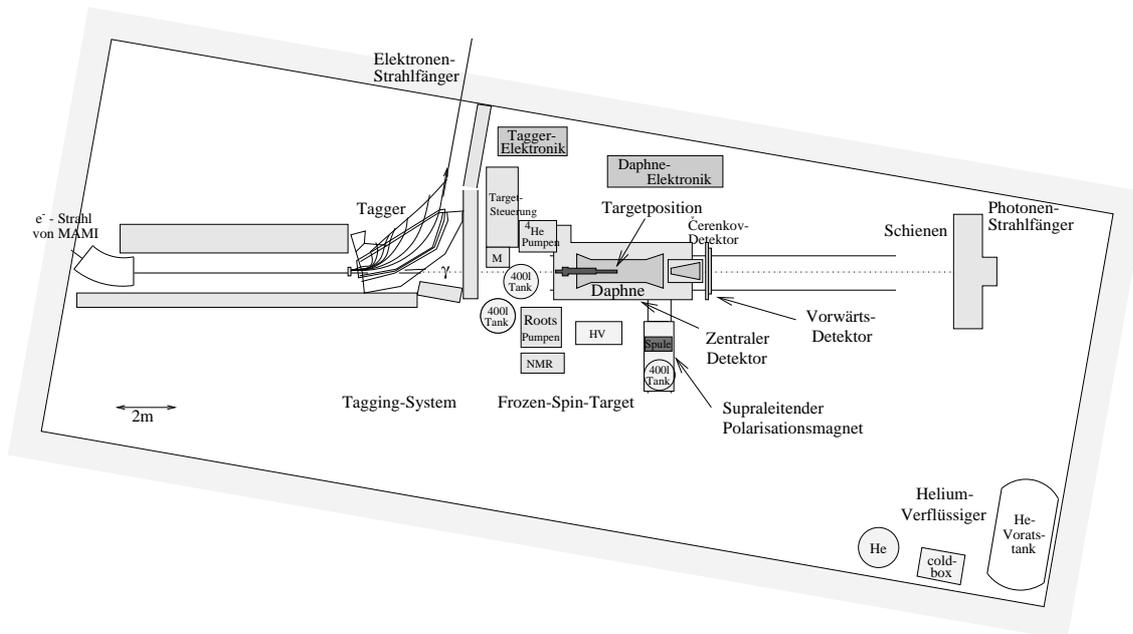


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Aufbaus zur experimentellen Überprüfung der GDH-Summenregel mit Tagger, DAPHNE, Vorwärtskomponenten und dem Heliumverflüssiger.

3.2 Erzeugung zirkular polarisierter Photonen

Die für das Experiment notwendigen zirkular polarisierten Photonen werden durch Helizitätstransfer im Bremsstrahlprozeß longitudinal polarisierter Elektronen gewonnen. Dabei wird die Helizität etwa im gleichen Verhältnis wie der Impuls übertragen.

3.2.1 Erzeugung spinpolarisierter Elektronen an MAMI

Für die Erzeugung spinpolarisierter Elektronen an MAMI wurden zwei Photoemissionsquellen installiert [Aule97], die sowohl die Forderung nach hohen Strahlströmen, hohen Polarisationsgraden als auch nach einer hohen Lebensdauer für einen möglichst kontinuierlichen Strahlbetrieb erfüllen. Die Funktionsweise einer solchen Quelle beruht auf der photoinduzierten Emission hoch spinpolarisierter Elektronensembles aus einem Halbleiterkristall (III-V-Halbleiter) bei Bestrahlung mit zirkular polarisiertem Laserlicht. Als Halbleiter wird Galliumarsenid (GaAsP) eingesetzt, bei dem durch Variation des Phosphoranteils eine Anpassung der Energielücke (Gap), des Abstands zwischen dem Energieminimum des Leitungsbandes und dem Energiemaximum des Valenzbandes des Kristalles

(GaAs ist ein direkter Halbleiter), an die Wellenlänge handelsüblicher Argon-Laser möglich ist. Zur Zeit werden in der MAMI-Quelle „strained-layer“-*GaAs*-Kathoden [Dres96] eingesetzt, die eine Verbesserung gegenüber den normalen *GaAs*-Kathoden in Bezug auf den erreichbaren Elektronpolarisationsgrad darstellen. Mit diesen sind Elektronpolarisationsgrade von etwa 80% erreichbar. Eine Justierung und Überprüfung des Strahles und seiner Polarisation kann mit einem Spin-Rotator und einem Mott-Polarimeter erfolgen.

3.2.2 Das Taggingssystem

Die von der polarisierten Elektronenquelle am MAMI gelieferten Elektronen werden von einem Linearbeschleuniger als Injektor auf Energien von 3,5 MeV gebracht und in einem aus drei hintereinandergeschalteten Race-Track-Mikrotronen (RTMs) aufgebauten Beschleuniger auf eine Endenergie von bis zu 855 MeV beschleunigt. Eine detaillierte Beschreibung dieser Anlage befindet sich in [Herm76] und [Jahr89]. Der Elektronenstrahl wird dann über eine Strahlführung in die Experimentierhalle gelenkt, passiert zwei Strahl-lagemonitore und trifft danach auf einen Bremsstrahlungsradiator, in dem er in einen Photonenstrahl konvertiert wird. Die entstehenden Bremsquanten werden in Vorwärtsrichtung emittiert. Besteht der Radiator aus einem Material mit hinreichend hohem Z , so wird auf das Radiatormaterial praktisch keine Energie übertragen, und es gilt für die Photonenergie

$$E_{\gamma} = E_0 - E_{e^{-}}, \quad (3.1)$$

wobei E_0 die von MAMI gelieferte Elektronenergie und $E_{e^{-}}$ die Energie des Elektrons nach dem Bremsstrahlprozeß bezeichnen. Diese Energie wird mit dem hinter dem Radiator aufgebauten Magnetspektrometer [Anth91], dem sogenannten Glasgow-Mainz-Tagging-Spektrometer (von engl. *to tag* = markieren), bestimmt. Diejenigen Elektronen, die kein Bremsstrahlquant erzeugt haben, werden um etwa 80° abgelenkt und in einem Faradaybecher, der in der Hallenwand installiert ist, absorbiert. Abschirmungen des Faradaybeckers machen den im Tagger meßbaren Untergrund vernachlässigbar. Mit der maximalen Einschußenergie stellt der Tagger energiemarkierte Photonen mit Energien zwischen 42 MeV und 791 MeV am Experimentierplatz zur Verfügung (siehe hierzu auch Abb. 3.6). Am Ende der A2-Halle trifft der Photonenstrahl auf eine Ionisationskammer, mit der seine Intensität überwacht wird. Hinter dieser Ionisationskammer werden die Photonen in einem Bleiblock absorbiert. Die Elektronen, die nach einem Bremsstrahlprozeß Energie verloren haben, werden impulsselektiert in einem ortsauflösenden Detektorsystem in der Fokalebene des Tagging-Spektrometers nachgewiesen. Diese „Detektorleiter“ besteht aus 353 je zur Hälfte überlappender Plastiksintillatoren, die zur besseren Unterdrückung des Untergrundes so in Koinzidenz geschaltet sind, daß immer zwei benachbarte Zähler einen Kanal bilden. Die Häufigkeit, mit der Taggerkanäle getroffen werden, folgt einer Bremsstrahlungsverteilung (siehe Abb. 3.2). Die Energie des Photons, das im Experiment eine Photoreaktion ausgelöst hat und demzufolge zu einem Experimenttrigger führte, ist durch die zeitliche Korrelation zwischen diesem Trigger und dem getroffenen Taggerkanal über Glg. 3.1 festgelegt. Im allgemeinen ist diese Zuordnung jedoch nicht eindeutig, da es Ereignisse gibt, bei denen mehrere Taggerkanäle gleichzeitig angesprochen haben. Dies resultiert zum einen aus zufälligen Koinzidenzen und zum anderen aus „Kettentreffern“,

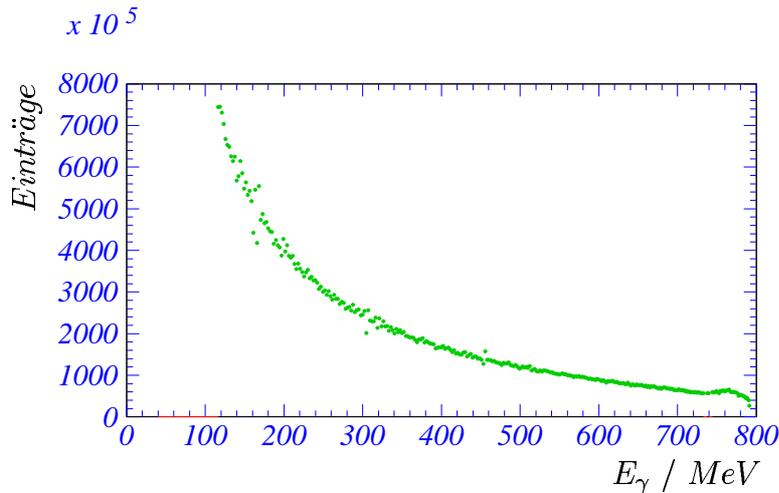


Abbildung 3.2: Häufigkeitsverteilung der Bremsstrahlphotonen. Die Struktur bei hohen Energien rührt von der Geometrie der Taggerleiter her.

bei denen durch Streuung des Bremsstrahlelektrons im Taggingszintillator benachbarte Kanäle mit ansprechen. Der Anteil an zufälligen Koinzidenzen ist bei den verwendeten Strahlströmen gering und kann größtenteils durch kinematische Schnitte in der Experimentanalyse verworfen werden. Dies trifft insbesondere auf Ereignisse mit einer Multiplizität größer als Eins zu. Für ein derartiges Ereignis wird der Energiekanal weiterverwendet, für den die errechnete Kinematik am ehesten mit einer photonuklearen Reaktion korrespondiert. Die Energieauflösung beträgt aufgrund der Zählergeometrie im Mittel 2 MeV, die intrinsische Auflösung des Spektrometers ist jedoch weit besser. Nach einer Kollimation des Photonenstrahls durch eine im Taggerjoch angebrachte Bleiblende und einer Reinigung mittels eines Permanentmagneten zur Verkleinerung des elektromagnetischen Untergrundes, steht am Experimentierplatz ein Photonenstrahl mit definierter Strahlfleckgröße zur Verfügung. Die Kollimation hat jedoch zur Folge, daß zu in der Leiter nachgewiesenen Elektronen zum Teil keine Photonen am Experimentierplatz ankommen. Um dieser Tatsache Rechnung zu tragen, führt man die Markierungseffizienz ϵ_{tagg} (tagging efficiency) ein, die das Verhältnis aus der Anzahl markierter Photonen am Targetort $N_{\gamma}(E_{\gamma})$ zu der Anzahl der in der Elektronenleiter nachgewiesenen Elektronen $N_{e^{-}}(E_{\gamma})$ beschreibt (siehe auch Abb. 3.6):

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

Die Kenntnis dieser Größe ist wichtig, da mit ihrer Hilfe durch einfaches Zählen der Elektronen in der Taggerleiter der das Experimenttarget treffende Photonenfluß bestimmt wird. Zur Messung der Markierungswahrscheinlichkeit ϵ_{tagg} benötigt man einen Photonendetektor mit bekannter Nachweiswahrscheinlichkeit. Ein totalabsorbierender Detektor (Nachweiswahrscheinlichkeit $\approx 100\%$) kann nur bei stark reduziertem Photonenfluß eingesetzt werden, da bei höheren Photonenflüssen eine Sättigung der Nachweiseffizienz auftritt. Für den verwendeten Bleiglas-Szintillationsdetektor mit einer Dicke von 30 cm bedeutet dies einen maximalen Photonenfluß von $N_{\gamma} < 10^5 \gamma / s$. Da eine Messung bei einem derart niedrigen Photonenfluß die Datennahme unnötig verlängern würde, wird deshalb die Markierungswahrscheinlichkeit auf diese Weise nur am Anfang und am Ende einer Meßperiode zwecks Strahloptimierungen gemessen und gleichzeitig ein Paardetektor (siehe

Abschnitt 3.3.4) mit geringerer Photonennachweiswahrscheinlichkeit geeicht, der dann während der eigentlichen Messung mitläuft.

3.2.3 Zirkular polarisierte Photonen an MAMI

Für die Erzeugung zirkular polarisierter Photonen wird der Helizitätstransfer vom Elektron auf das Photon im Bremsstrahlprozeß genutzt. Die zirkulare Polarisation ist gegeben durch

$$P^{circ} = P^{el} \frac{4x - x^2}{4 - 4x + 3x^2}, \quad (3.2)$$

wobei mit $x = k/E_0$ das Verhältnis der Photonenergie k und der Elektronenenergie E_0 bezeichnet ist (siehe Abb. 3.3). P^{el} ist der longitudinale Polarisationsgrad der Elektronen. Für eine präzisere Berechnung unter Berücksichtigung des durch einen Kollimator begrenzten Öffnungswinkels muß eine Integration über den Blendenbereich des Kollimators durchgeführt werden. Mit üblichen Elektronpolarisationsgraden von etwa 80 % erhält

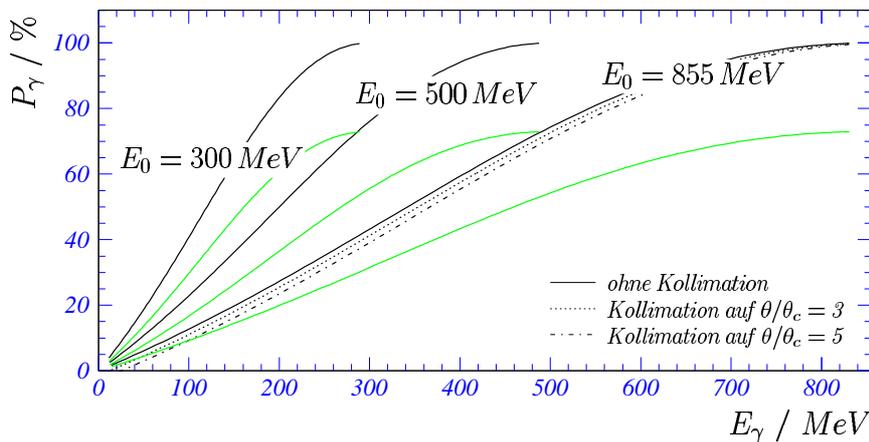


Abbildung 3.3: *Polarisationsgrad als Funktion der Photonenergie errechnet für einen vollständig polarisierten Elektronenstrahl (dunkle durchgezogene Linie) und für die real erreichte Strahlpolarisation von etwa 70 % (helle durchgezogene Kurve). Für 855 MeV sind zusätzliche Kurven für verschiedene Kollimationen (berechnet mit [Olse59] dargestellt.*

man so zirkulare Photonpolarisationsgrade von etwa 80 % am Bremsstrahlungsendpunkt ($x = 1, k = E_0$) und $>50\%$ für $x = 0,5$ (siehe Abb. 3.3). Da der Helizitätstransfer stark energieabhängig ist, benötigt man mehrere Meßperioden mit unterschiedlichen Elektronenenergien, um den gesamten Energiebereich mit ausreichendem Photonpolarisationsgrad vermessen zu können.

3.2.4 Messung des Polarisationsgrades des Elektronstrahles

Die Messung des Elektronpolarisationsgrades kann auf zwei Arten erfolgen, zum einen mit Hilfe der Møllerpolarimetrie [Leuk95, Schm95, Preo93] und zum anderen mit der

Comptonpolarimetrie [Dres95, Fuer98]. Die Comptonpolarimetrie beruht auf der Helizitätsabhängigkeit des totalen Comptonwirkungsquerschnittes. Das verwendete Absorptions-Comptonpolarimeter ist in Abb. 3.4 schematisch dargestellt. Die longitudinal polarisierten Elektronen im magnetisierten Eisenabsorber werden von den zirkular polarisierten Photonen getroffen. Mit Ionisationskammer 2 wird integral der Unterschied in der Photonentransmission durch den Eisenabsorber für entgegengesetzte Spinstellungen des Photons gemessen. Ionisationskammer 1 dient zur Normierung. Mit Hilfe der so erhaltenen Asymmetrie kann durch Änderung des Winkels zwischen Impuls und Spin des einlaufenden Elektrons die longitudinale Polarisation des Elektrons optimiert werden. In Abbildung 3.5 ist die Asymmetrie als Funktion des Spinwinkels aufgetragen. Aus der abgebildeten Asymmetrie ist ersichtlich, wie sich durch Drehen des Spins die longitudinale Polarisation ändert. Es sei angemerkt, daß der Polarisationsgrad erhalten bleibt. Der Vorteil der Comptonpolarimetrie liegt darin, daß in kurzer Zeit eine Messung des Polarisationsgrades mit hoher Genauigkeit durchgeführt werden kann, etwa um die Ausrichtung der Elektronen-

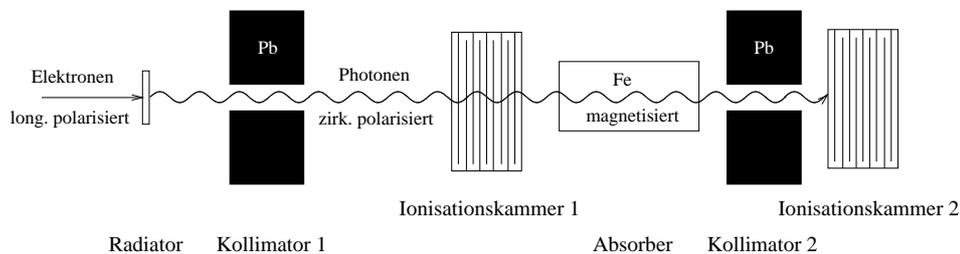


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des Aufbaus des Compton-Polarimeters.

risierten Elektronen im magnetisierten Eisenabsorber werden von den zirkular polarisierten Photonen getroffen. Mit Ionisationskammer 2 wird integral der Unterschied in der Photonentransmission durch den Eisenabsorber für entgegengesetzte Spinstellungen des Photons gemessen. Ionisationskammer 1 dient zur Normierung. Mit Hilfe der so erhaltenen Asymmetrie kann durch Änderung des Winkels zwischen Impuls und Spin des einlaufenden Elektrons die longitudinale Polarisation des Elektrons optimiert werden. In Abbildung 3.5 ist die Asymmetrie als Funktion des Spinwinkels aufgetragen. Aus der abgebildeten Asymmetrie ist ersichtlich, wie sich durch Drehen des Spins die longitudinale Polarisation ändert. Es sei angemerkt, daß der Polarisationsgrad erhalten bleibt. Der Vorteil der Comptonpolarimetrie liegt darin, daß in kurzer Zeit eine Messung des Polarisationsgrades mit hoher Genauigkeit durchgeführt werden kann, etwa um die Ausrichtung der Elektronen-

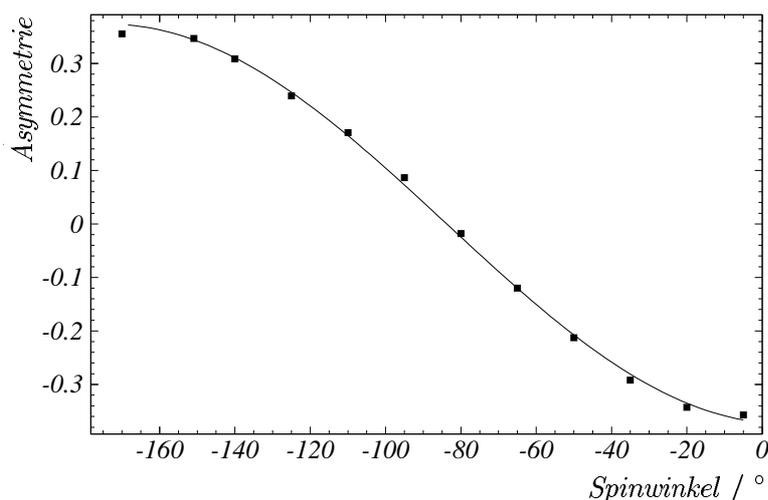


Abbildung 3.5: Mit dem Comptonpolarimeter gemessene Asymmetrie als Funktion des Spinwinkels.

spins zu optimieren. So konnte in der letzten Strahlzeit ein absoluter Fehler von 2 % für einen Meßpunkt in nur 20 min. erreicht werden. Da wegen der integralen Meßmethode die

3.2. ERZEUGUNG ZIRKULAR POLARISierter PHOTONEN

Photonen nicht energiemarkiert sein müssen, können die Taggerzähler ausgeschaltet werden und der Elektronenstrom auf etwa $1 \mu\text{A}$ erhöht werden. Der Eisenabsorber wurde vor dem eigentlichen Experiment in den Strahl gebracht und seine Länge so dimensioniert, daß man im Experimentierbereich etwa den gleichen Photonenfluß wie während der Durchführung des Hauptexperiments hatte. Die Polarisationsmessungen können so zwischen zwei Meßperioden des Hauptexperiments durchgeführt werden, ohne daß dafür ein größerer Umbau oder eine Abschaltung von Komponenten des Experimentdetektors nötig ist. Die Compton-Polarimetrie eignet sich insbesondere für Messungen bei niedrigen Elektronenergien, da sie dort höhere Analysierstärke hat und die Møllerpolarimetrie wegen eines zu kleinen Eintrittsflansches nicht angewendet werden konnte. Bei hohen Elektronenergien (ab 300 MeV) wird die Comptonpolarimetrie nur für Kontrollen und Optimierungen verwendet, da dieses Polarimeter nicht absolut kalibriert ist.

Für die Bestimmung der Elektronpolarisation während der Messungen wird deshalb außer bei zu kleinen Elektronenstrahlenergien Møllerpolarimetrie verwendet, die auf der Streuung der Elektronen an polarisierten Atomelektronen in einem magnetisierten ferromagnetischen Target basiert. Dieses Target dient dann gleichzeitig als Bremsstrahltarget (Radiator). Als Target wird eine $10 \mu\text{m}$ dicke Eisenfolie (Vacoflux) verwendet, die zum Elektronenstrahl um $\pm 15^\circ$ gedreht ist. Die Verdrehung ist notwendig, um eine möglichst große Targetpolarisationskomponente in Strahlrichtung zu erhalten, da der Folienpolarisationsvektor in der Folienebene liegt. Andererseits nimmt bei einer zu starken Verdrehung die Vielfachstreuung im Folienvolumen infolge der Erhöhung der effektiven Targetdicke zu, was zu einer Verkleinerung der Nachweiswahrscheinlichkeit führt. Während der Messung könnte im Prinzip die Asymmetrie, die zur Strahlpolarisation direkt proportional ist, durch einfaches Zählen der Møllerelektronenpaare erhalten werden, was durch eine parasitäre Nutzung des Taggersystems mit einer eigenen Datenauslese-Elektronik [Jura98]

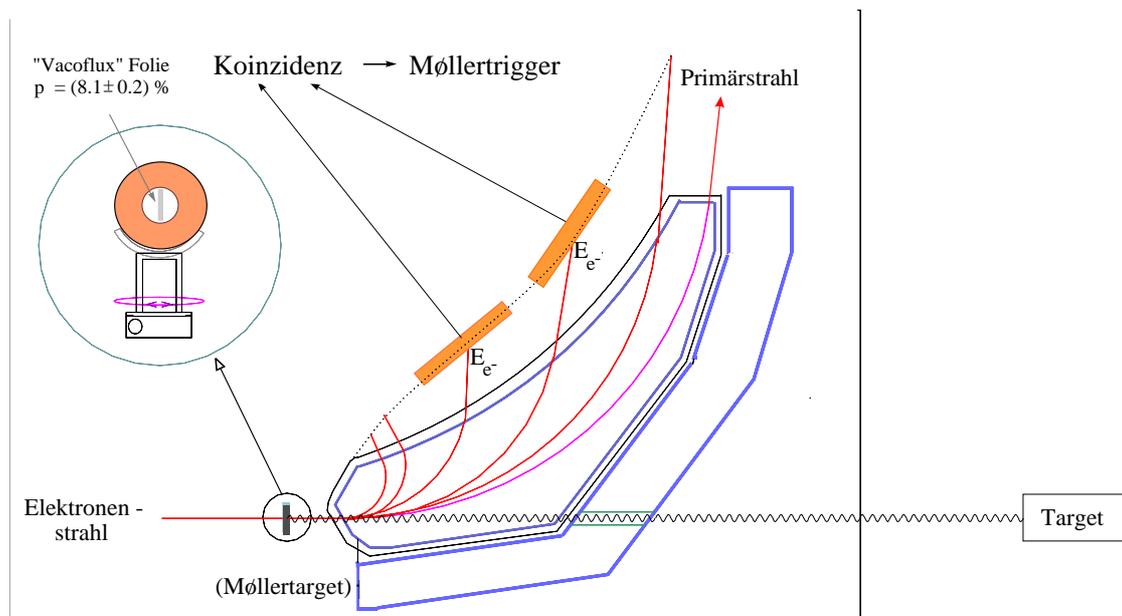


Abbildung 3.6: Prinzipieller Aufbau zur Messung des Elektronpolarisationsgrades mit Hilfe der Møllerstreuung.

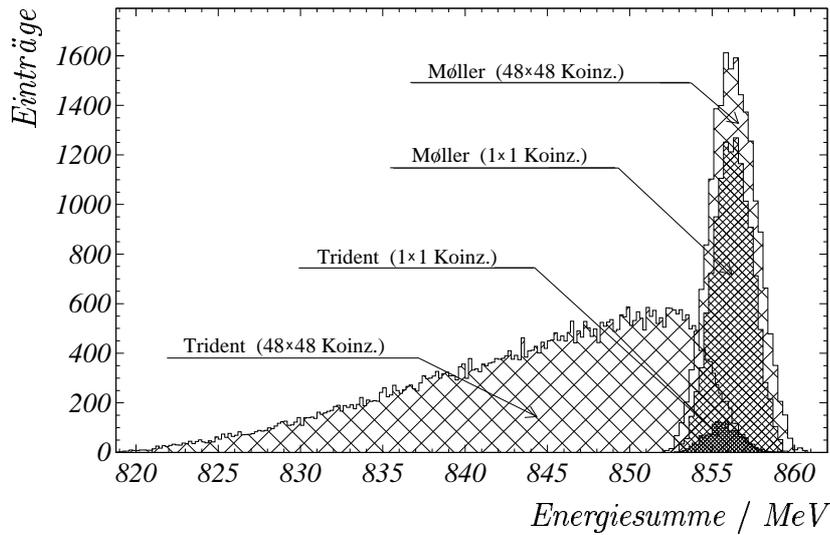


Abbildung 3.7: *Summenenergiespektrum beider Møllerelektronen für eine Strahlenergie von 855 MeV (Simulation) für verschiedene Experimenttrigger.*

möglich ist. Die beiden zu detektierenden Elektronen müssen hierzu koinzident zwei definierte Bereiche auf der Taggerleiter treffen. Ein Møllerereignis ist dann dadurch definiert, daß die Summe der beiden Elektronenergien die von MAMI gelieferte Strahlenergie ergibt (siehe Abb. 3.6). In eingehenden Untersuchungen (Event-by-Event-Analysen [Leuk95, Preo93]) konnte gezeigt werden, daß diese Methode den Polarisationsgrad richtig bestimmt. Problematisch bei einer Zählung der Møllerpaare ist die Tatsache, daß neben Møllerereignissen ein Untergrund aus zufälligen Bremsstrahlereignissen, Ereignissen aus der Elektropaarproduktion (Trident) und aus Strahlungsprozessen (Bremsstrahlung im Coulombfeld der Elektronen) auftritt, der separiert werden muß, was durch eine gute Zeit- und Energieauflösung erreicht werden kann. Deshalb wurde von einer anfänglich benutzten Methode, die nur verlangte, daß jedes der beiden Møllerelektronen in einen vordefinierten Block aus jeweils 48 Kanälen fällt, Abstand genommen. Eine Elektronik wurde entwickelt, die eine bessere Auflösung in der Energiesumme erreicht, indem eine eindeutige fest verschaltete Koinzidenz zwischen je zwei Taggerkanälen verlangt wird (sogenannte 1:1-Koinzidenz), deren Energiesumme der Elektroneneinschubenergie entspricht. Durch Simulationen und Messungen zeigte sich, daß dieser Schritt gerechtfertigt ist, da bei der 1:1-Koinzidenz der Untergrund beinahe vollständig eliminiert werden konnte. Dies ist in Abb. 3.7 am Beispiel der Energiesumme beider Møllerelektronen veranschaulicht. Der bei der 48:48-Koinzidenz noch stark störende Untergrund ist bei der 1:1-Koinzidenz fast vollständig unterdrückt. In Abbildung 3.8 ist der Elektronpolarisationsgrad, der aus gemessenen Asymmetrien unter Berücksichtigung der Analysierstärke berechnet wurde, in Abhängigkeit von der Zeit aufgetragen. Jeder Datenpunkt entspricht einer Mittelung der Asymmetrie über 10 Sekunden. Die Datenpunkte zeigen eindeutig statistisches Verhalten. Aus den gemessenen Asymmetrien läßt sich über

$$A = \frac{\sigma^{\uparrow\downarrow} - \sigma^{\uparrow\uparrow}}{\sigma^{\uparrow\downarrow} + \sigma^{\uparrow\uparrow}} = \frac{N^{\uparrow\downarrow} - N^{\uparrow\uparrow}}{N^{\uparrow\downarrow} + N^{\uparrow\uparrow}} = \sum_{i=x,y,z} a_{ii} P_i^S P_i^T$$

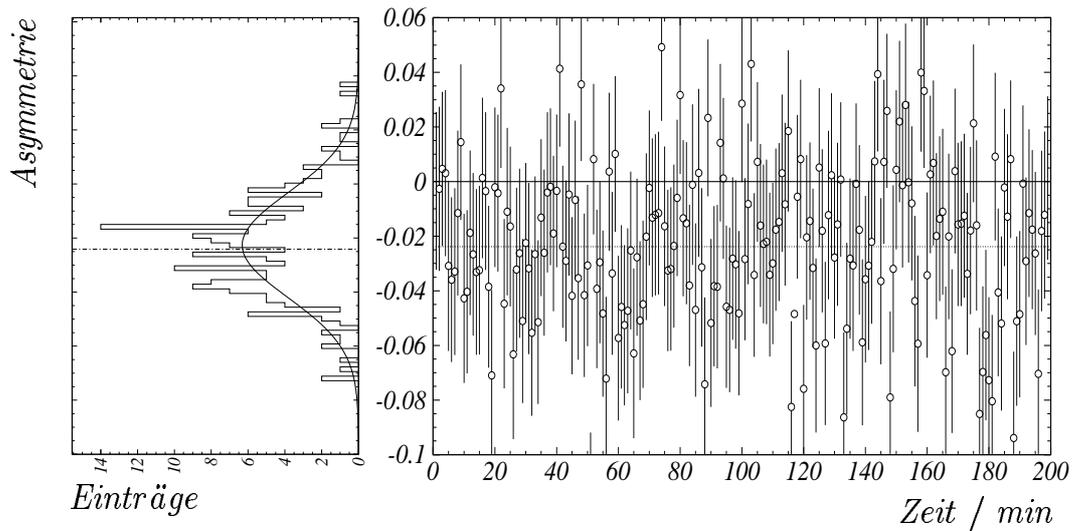


Abbildung 3.8: Messung der Elektronstrahlpolarisation in zeitlichen Abständen von je 2 min.; im linken Teil ist das statistische Verhalten projiziert ($\chi^2/f = 0,9$). Die gemessene Asymmetrie beträgt $0,0239 \pm 0,0011$.

mit den bekannten Asymmetriekoeffizienten a_{ij} und der Targetpolarisation P^T der Polarisationsgrad P^S der Elektronen berechnen. In Abbildung 3.9 sind dieselben Daten als Funktion der Energiedifferenz $\Delta E = E_{e^-}^{(1)} - E_{e^-}^{(2)}$ zwischen den Energien beider Møllerelektronen aufgetragen. Es ist keine systematische Abhängigkeit der gefundenen Asymmetrien von ΔE zu erkennen. Mit dem Møllerpolarimeter kann bei Versuchsbedingungen

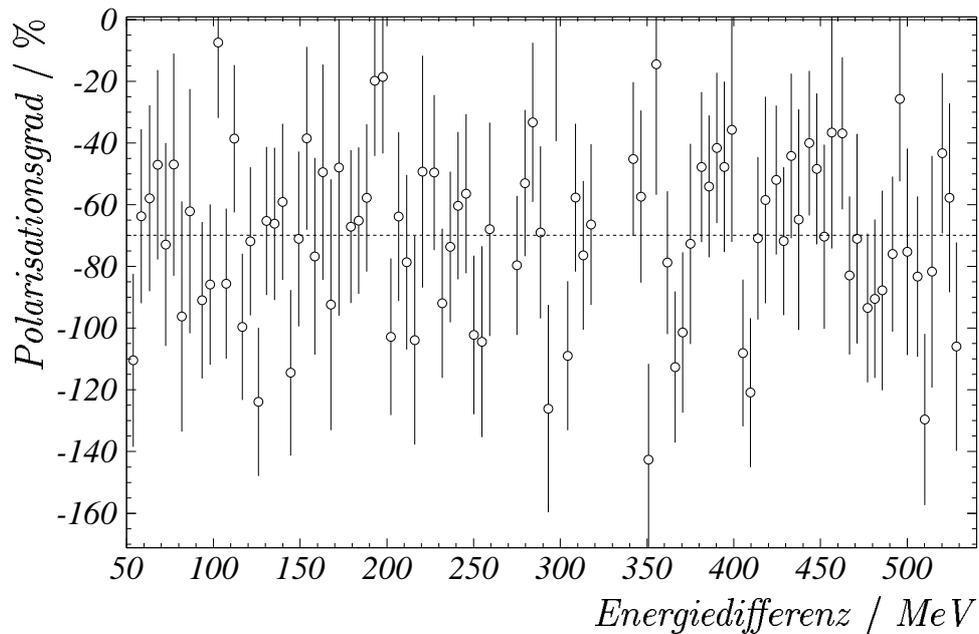


Abbildung 3.9: Der Polarisationsgrad des Elektronstrahls als Funktion der Energiedifferenz ΔE der beiden Møllerelektronen.

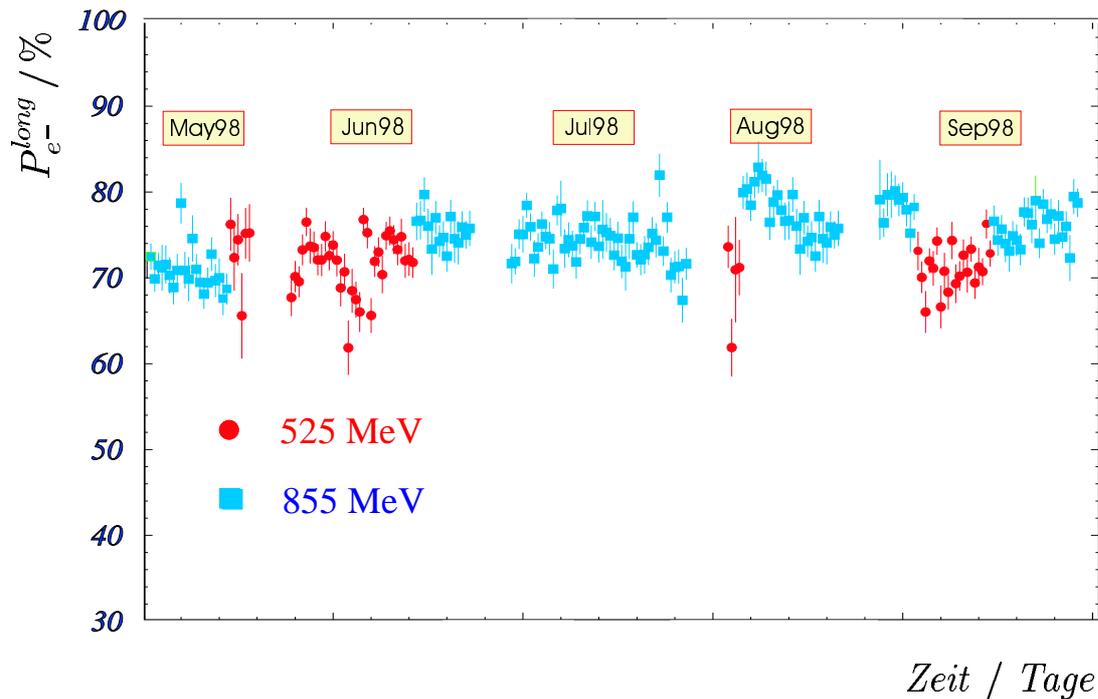


Abbildung 3.10: Die Stabilität des Polarisationsgrades während der gesamten Strahlzeit des Hauptexperiments.

(Elektronenstrom auf den Radiator etwa 1 nA) der longitudinale Polarisationsgrad der einlaufenden Elektronen in etwa 2 Stunden mit einer absoluten Genauigkeit von 3 % gemessen werden. Der Polarisationsgrad des Elektronstrahles wurde in einer Meßperiode im Mai '98 auf $(72,3 \pm 2,1 \pm 3) \%$ bestimmt. Obwohl die Polarisation des Elektronstrahls über mehrere Tage ein stabiles Verhalten zeigt (Abb. 3.10), ist es sinnvoll, sie parallel zum Betrieb des Hauptexperiments zu messen, um eine präzise Aussage über den Polarisationsgrad für jedes Ereignis des Hauptexperiments treffen zu können. Auf den Polarisationsgrad der Photonen wird dann rechnerisch (Helizitätsübertrag nach Glg. 3.2) geschlossen. Um den systematischen Fehler der Messung so niedrig wie möglich zu halten, muß außerdem die Folienmagnetisierung exakt bestimmt werden. Die hierzu verwendete Methode der induktiven Messung der Folienpolarisation hat einen systematischen Fehler kleiner als 2,5 % [Stoc96].

3.3 Das Detektorsystem zur Messung der Photoabsorption

Wie in Abb. 3.11 gezeigt, treffen die energiemarkierten, teilweise zirkular polarisierten Photonen innerhalb eines zylindrischen Detektors (DAPHNE) auf das Reaktionstarget, das für unsere Zwecke polarisierte Protonen enthalten muß. Der größte Anteil der aus diesem Target emittierten Hadronen wird innerhalb des Detektors nachgewiesen. Obwohl der Detektor DAPHNE eine Raumwinkelakzeptanz von 94 % von 4π sr besitzt, wurde der Raumwinkelbereich durch zusätzliche Detektorkomponenten vergrößert, so daß insbeson-

GDH - Experimenteller Aufbau an MAMI

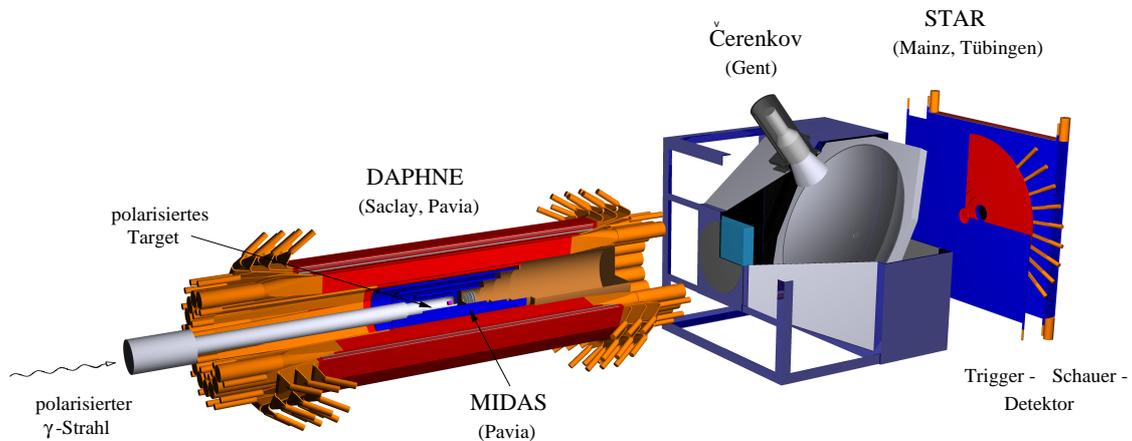


Abbildung 3.11: Der Detektoraufbau.

dere unter kleinen Vorwärtswinkeln ebenfalls Teilchen nachgewiesen werden können. So wurde DAPHNE in Vorwärtsrichtung durch den Silizium-Streifen-Detektor MIDAS, der in Strahlrichtung direkt hinter dem Target lokalisiert ist, ergänzt. Eine weitere Verbesserung der Raumwinkelakzeptanz liefern der STAR- und der Schauer-Detektor, die ca. 2 m hinter DAPHNE zentriert zur Strahlachse montiert sind. Zusätzlich wurde ein Čerenkov-Detektor installiert, um den in Vorwärtsrichtung vermehrt auftretenden Untergrund durch Schauerelektronen stark zu unterdrücken. Der vollständige Detektoraufbau ist in Abbildung 3.11 gezeigt.

3.3.1 Der DAPHNE-Detektor

Der zentrale Detektor DAPHNE (**D**écteur à grande **A**ccptance pour la **P**hysique photo**N**ucléaire **E**xpérimentale) [Audi91] ist ein, um die Strahlachse zylindrisch aufgebautes System, in dessen Mittelpunkt sich das Target befindet. Letzteres ist von drei Vieldraht-Proportionalkammern (MWPCs : **M**ulti**W**ire **P**roportional **C**hambers) umgeben, mit denen der Emissionswinkel geladener Teilchen bestimmt werden kann. Dahinter befindet sich ein aus sechs Schichten aufgebautes Szintillatorkalorimeter, das zur Energierekon-

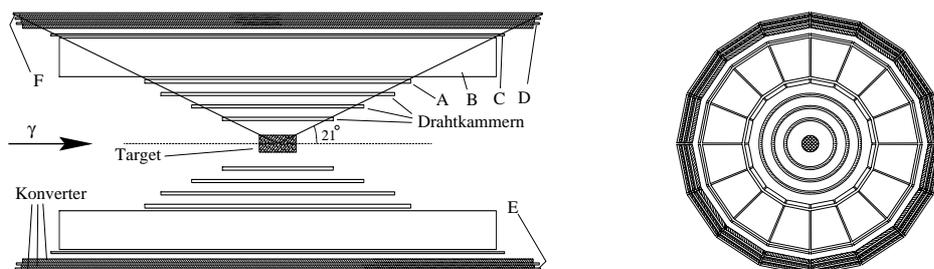


Abbildung 3.12: Längs- und Querschnitt durch den DAPHNE-Detektor.

struktion und Identifikation der Teilchen dient. In den äußeren Bereichen ist dieses Kalorimeter durch zusätzliche Konverterschichten ergänzt, um die Nachweiswahrscheinlichkeit für neutrale Teilchen zu erhöhen. Der Detektor ist in Abb. 3.12 schematisch dargestellt. Wie der Schnitt senkrecht zur Strahlachse zeigt, ist das Plastikkalorimeter in 16 Sektoren unterteilt und überdeckt damit außer in den durch die Segmentierung auftretenden Spalten vollständig den Azimut. Der Polarwinkelbereich liegt zwischen 21° und 159° , so daß die totale Raumwinkelakzeptanz im Laborsystem etwa $0,94 \cdot 4\pi \text{ sr}$ beträgt. Da DAPHNE kein Magnetfeld zur Teilchenidentifikation besitzt, kann nicht direkt zwischen positiv und negativ geladenen Reaktionsprodukten unterschieden werden. Dies sollte insbesondere wegen der deswegen in der Analyse nicht möglichen Trennung zwischen π^+ - und π^- -Ereignissen bedacht werden.

3.3.2 Die Drahtkammern

Drei um das Target angebrachte zylindrische, ineinander montierte Drahtkammern dienen zur Bestimmung des Emissionswinkels geladener Teilchen. Der Aufbau jeder dieser Kammern ist in Abb. 3.13 skizziert. Zwischen zwei Lagen auf Kapton aufgedampfter Kathodenstreifen aus Gold befindet sich eine Ebene Signaldrähte (Anode), die parallel zur Strahlachse gespannt sind. Wie aus der Abbildung ersichtlich, umlaufen die Kathodenstreifen wendelartig das umgebende Volumen mit einem maximalen Neigungswinkel von $\pm 45^\circ$ in jeweils entgegengesetzter Richtung. Während aus den Signaldrähten nur die Information extrahiert wird, welcher Draht angesprochen hat, interessiert bei den Kathodenstreifen die Amplitude der induzierten Signale, weil durch die zusätzliche Bestimmung

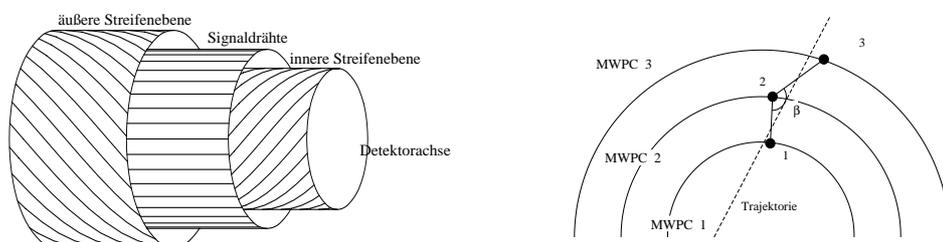


Abbildung 3.13: *Der Aufbau einer Kammer des Vertexdetektors und die Methode zur Spurrekonstruktion.*

des Schwerpunktes der induzierten Ladungsverteilungen eine exaktere Bestimmung des Raumpunktes eines geladenen Teilchens möglich ist. Die rekonstruierten Durchstoßpunkte einer Teilchenspur liegen in der Regel nicht genau auf einer Geraden, sondern bilden die Ecken eines spitzen windschiefen Dreiecks, wie in Abb. 3.13 rechts angedeutet ist. Deshalb wird für eine eindeutige Rekonstruktion gefordert, daß der Scheitelwinkel β mehr als 172° beträgt. Zudem muß ein Signal in dem Sektor der ersten Szintillationszählerlage vorliegen, welcher geometrisch durch die angenommene Trajektorie geschnitten würde. Erschwert wird die Rekonstruktion dadurch, daß nicht immer alle drei Ebenen angesprochen haben und daß bei mehr als einem Teilchen eine eindeutige Zuordnung der Durchstoßpunkte zu den Trajektorien erfolgen muß. Die erzielte Auflösung ist besser als 2 mm in z und besser als 1° in den Winkelkoordinaten. Das Analyseprogramm ist in der Lage, Ereignisse mit bis zu fünf geladenen Spuren zu verarbeiten.

3.3.3 Die Szintillationszähler

Die größte Komponente des DAPHNE-Detektors bildet ein aus Szintillationszählern aufgebautes Kalorimeter. Dieses ist der Geometrie von DAPHNE folgend zylindrisch um die Drahtkammern in 16 Sektoren angeordnet. Es besteht aus sechs Ebenen, die vom Mittelpunkt aus mit „Ebene A“ bis „Ebene F“ bezeichnet sind (siehe Abb. 3.14). Die inneren

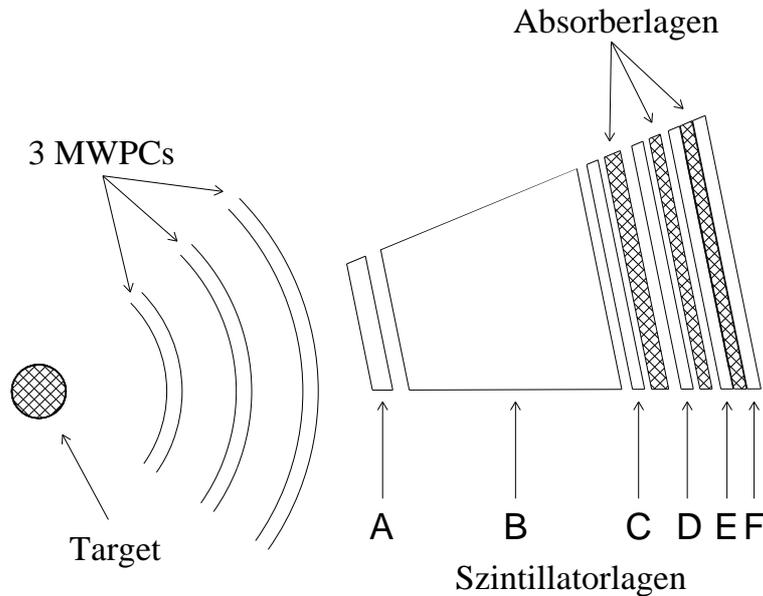


Abbildung 3.14: Querschnitt durch einen Sektor des DAPHNE-Detektors. Die verwendete Nomenklatur zur Klassifizierung der einzelnen Szintillatorlagen ist ebenfalls eingezeichnet.

drei Lagen dienen im wesentlichen zum Nachweis geladener Teilchen. Zwischen den äußeren drei Lagen sind Konverter aus Blei und Aluminium angebracht, so daß dort auch Photonen nachgewiesen werden können. Teilchen, die z.B. nur in der Ebene B ein Signal liefern, können als Neutronen identifiziert werden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen liegt bei etwa 50 %, so daß auch neutrale Pionen Signale liefern. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen beträgt etwa 20 %. Mit der Information aus den Drahtkammern und den ersten drei Lagen kann die Natur geladener Teilchen rekonstruiert werden. Hierbei sind die beiden ersten Lagen so dimensioniert, daß sie als $(\Delta E, E)$ -Detektor für eine Teilchenidentifikation dienen können, sofern die Spuren in der „Ebene B“ enden. Da energiereichere Protonen und Pionen nicht innerhalb der ersten drei Lagen stoppen oder sogar wie im Falle der meisten geladenen Pionen den Detektor ganz verlassen, müssen zu einer Energiebestimmung und Teilchenidentifikation alle Lagen herangezogen werden. Die Energiedeposition von Pionen in den Szintillationsebenen ist gering. Deshalb ist für eine möglichst zuverlässige Teilchendifferenzierung eine gute Energieeichung unerlässlich. Die so erhaltene geschichtete Anordnung der Ebenen mit den zusätzlichen Konverterlagen ist in Abb. 3.12 zu sehen. Die Detektoren der innersten Szintillatorebene (Ebene „A“) werden aus räumlichen Gründen nur von einem Photomultiplier an der Eingangsseite in Strahlrichtung von DAPHNE aus gesehen ausgelesen, während die anderen Detektorebenen jeweils Photomultiplier an beiden Enden besitzen.

3.3.4 Der Paar- und der Bleiglas-Detektor

Diese beiden Detektoren dienen der Messung der Markierungswahrscheinlichkeit ϵ_{tagg} und damit des Photonenflusses. Auf die Verwendung eines Bleiglas-Detektors für diesen Zweck wurde schon in Abschnitt 3.2 eingegangen. Da die Bestimmung der Markierungseffizienz mit dieser Methode nur bei sehr kleinen Photonenstrahlen erfolgen kann, da hier jedes Photon einzeln gemessen werden muß, ist es von Vorteil, einen weiteren Monitor mit kleiner Nachweiswahrscheinlichkeit für den Photonenstrahl zur Verfügung zu haben, um das Photonspektrum und somit auch die Markierungseffizienz ständig zu überwachen. Die am Ende des Photonenstrahls aufgebaute Ionisationskammer stellt einen weiteren Monitor für den Photonfluß dar, jedoch mißt sie nur die integrale Intensität und liefert somit keine Energieinformation. Zur permanenten Überwachung dient ein „Paar-Detektor“ (Abb. 3.15). Er besteht aus einer Kupferfolie als Konverter, hinter der zwei dünne Szintillationszähler angebracht sind. Photonen erzeugen im Kupferkonverter Elektron-Positron-

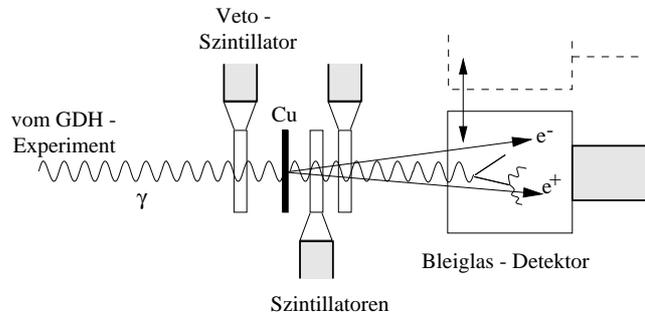


Abbildung 3.15: Der Paar- und der Bleiglas-Detektor.

Paare und Compton-Elektronen, die die beiden Plastikdetektoren durchlaufen. Der Detektor liefert dann einen Trigger, wenn beide Detektoren in Koinzidenz ansprechen. Über die Anzahl der während einer Messung nachgewiesenen Paarereignisse, die unter Zuhilfenahme der Energiedepositionen in den beiden Szintillatoren von Comptonereignissen abgetrennt werden können (siehe hierzu auch Abschnitt 5.1.2), kann dann mit der Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_{Paar} des Paar-Detektors die Anzahl der Photonen nach $N_\gamma(E_\gamma) = \epsilon_{Paar}(E_\gamma) \cdot N_{e^-}^{Paar}(E_\gamma)$ berechnet werden. Hierbei ist ϵ_{Paar} gegeben durch

$$\epsilon_{Paar}(E_\gamma) = \frac{N_{Tagger-Paar}^{koinz.}(E_\gamma) \cdot U_{Paar}}{N_{Tagger-Pb}^{koinz.}(E_\gamma) \cdot U_{Pb}},$$

wobei U_{Paar} und U_{Pb} die Untersetzungsfaktoren aufgrund der unterschiedlichen Wirkungsquerschnitte von Paar-Produktion und den mit DAPHNE untersuchten photonuklearen Reaktionen sind.

3.3.5 Der MIDAS-Detektor

Um den systematischen Fehler bei der Bestimmung totaler Wirkungsquerschnitte infolge der notwendigen Extrapolation zu sehr kleinen Polarwinkeln weiter zu vermindern, wurde ein Detektorsystem entwickelt, das die von DAPHNE vorgegebene Raumwinkelakzeptanz

3.3. DAS DETEKTORSYSTEM ZUR MESSUNG DER PHOTOABSORPTION

($21^\circ \leq \theta \leq 159^\circ$; $0^\circ \leq \varphi \leq 360^\circ$) in Vorwärtsrichtung vergrößert. Wegen der durch die mechanische Stützkonstruktion von DAPHNE vorgegebene räumlichen Beschränkung wurde dies durch zwei zusätzliche Detektorkomponenten realisiert. Der Microstrip-Vorwärtsdetektor MIDAS (MIcrostrip Detector Array System) ergänzt den meßbaren Polarwinkel um den Bereich $7,5^\circ \leq \theta \leq 16,5^\circ$ (siehe Abb. 3.16), wohingegen ein in Abschnitt 3.3.7 und 3.3.8 beschriebener Szintillator-Blei-Sandwich-Detektor den Bereich von $0,7^\circ \leq \theta \leq 6,7^\circ$ abdeckt. Wegen des geringen Platzes, der hinter dem Target für einen Detektor innerhalb

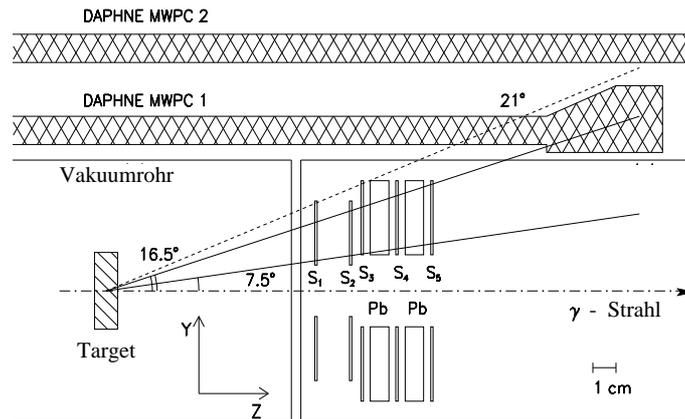


Abbildung 3.16: Die Seitenansicht des Microstrip-Vorwärtsdetektors MIDAS.

von DAPHNE zur Verfügung steht, wurde ein sehr kompaktes aus speziell sektorierten Siliziumscheiben bestehendes Detektorsystem entwickelt. Dieses setzt sich aus zwei Teilen zusammen. Ein aus zwei doppelseitigen Siliziumringen bestehender Detektor dient zur Spurrekonstruktion. Hierbei ist jeder dieser Ringe auf der einen Seite in 48 konzentrische Ringe und auf der anderen Seite in 16 Sektoren unterteilt (S_1 und S_2). Ein dahinter angebrachter Blei-Silizium-Detektor-Sandwich ermöglicht eine grobe Energiebestimmung. Erste Tests haben gezeigt, daß es möglich ist, mit diesem Detektor schon während der

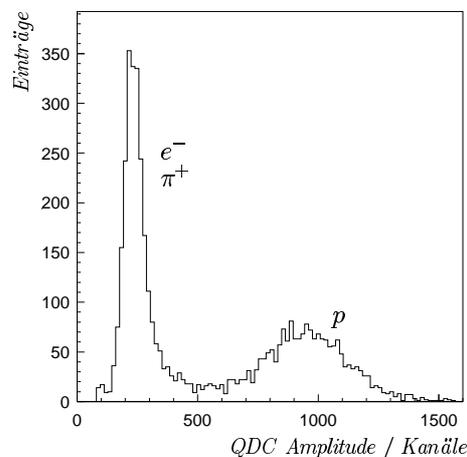


Abbildung 3.17: QDC-Signalverteilung eines Siliziumdetektors von MIDAS.

Messung einen Großteil von Elektronen mit niedrigen Energien, die aus atomaren Reaktionen des Photonstrahles innerhalb des Targets stammen, aus dem Experimenttrigger zu entfernen. Als eine erste Anwendung zeigt Abb. 3.17 die Energiedeposition innerhalb des Siliziumdetektors hinter der ersten MIDAS-Bleilage. Die gewählte Triggerbedingung forderte zusätzlich zwei koinzident in DAPHNE nachgewiesene neutrale Ereignisse, die einen π^0 -Zerfall charakterisieren. Es sind zwei deutlich getrennte Bereiche zu erkennen. Der breite Peak bei größeren QDC-Werten kann Protonen zugeordnet werden, die aus dem $p\pi^0(\pi^0)$ -Kanal stammen. Die schmale Verteilung bei niedrigen Amplituden stammt hauptsächlich von Pionen aus dem $n\pi^+(\pi^0)$ -Kanal, der von einem Untergrund aus nicht separierbaren Elektronen überlagert wird. Eine Trennung von Elektronen und Pionen ist in einer etwas aufwendigeren Analyse möglich, die die genaue Verteilung der Energiedeposition in den einzelnen MIDAS-Detektorabschnitten berücksichtigt.

3.3.6 Der Čerenkov-Detektor

Zwischen dem MIDAS-Detektor und der Vorwärtsdetektorwand befindet sich ein Čerenkov-Detektor, mit dessen Hilfe eine sehr gute Unterdrückung des insbesondere aus atomaren Reaktionen stammenden und besonders in Vorwärtsrichtung emittierten Elektronenuntergrundes möglich ist. Dieser speziell für dieses Experiment aufgebaute Detektor besteht im wesentlichen aus einem elliptischen Spiegel und einer Aerogel-Platte am Detektoreingang. Das in dieser Platte erzeugte Čerenkovlicht wird über den Spiegel auf einen Photomultiplier fokussiert. Mit dieser Anordnung wird der elektromagnetische Untergrund durch Elektronen (hauptsächlich Comptonelektronen und Elektronen bzw. Positronen aus der Paarerzeugung, die innerhalb des Targetvolumens erzeugt wurden) oberhalb einer Schwellenenergie von 3,5 MeV unterdrückt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit wurde mit

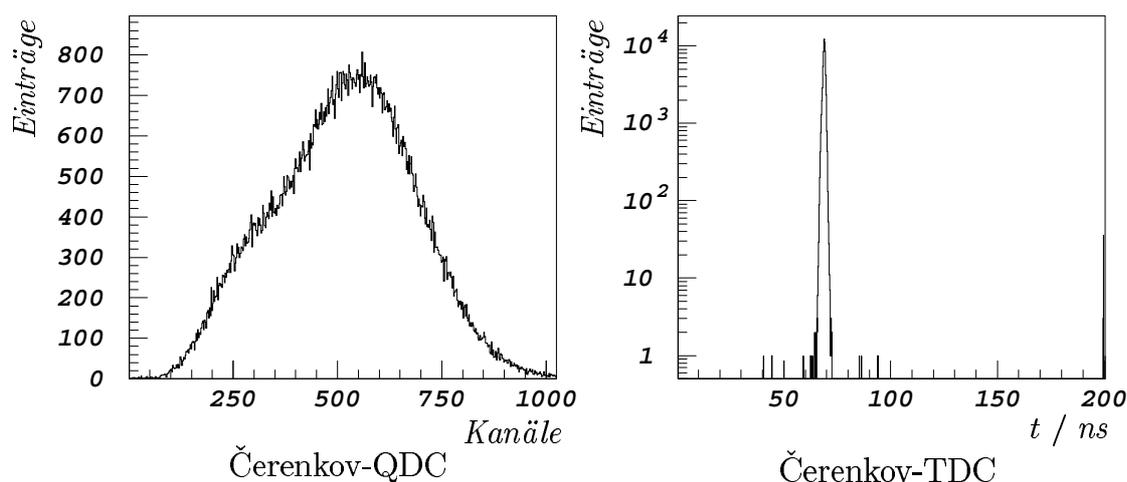


Abbildung 3.18: QDC- und TDC-Spektrum für extrem in Vorwärtsrichtung emittierte Elektronen (Koinzidenz von 3 Szintillatoren). Das Startsignal des TDCs wurde durch eine Koinzidenz zwischen 2 Szintillatoren vor und hinter dem Čerenkov gegeben; das Stoppsignal erzeugte der Čerenkov-Photomultiplier.

einer Testmessung bestimmt, bei der eine Koinzidenz mit drei zusätzlichen Plastikdetektoren verlangt wurde: einem Detektor direkt vor dem Čerenkov-Detektor, einem direkt dahinter und dem Paar-Detektor, um zu gewährleisten, daß nur Ereignisse mit kleinen Polarwinkeln in Vorwärtsrichtung nachgewiesen werden. Abb. 3.18 zeigt ein Meßergebnis. In der links dargestellten Pulshöhenverteilung erkennt man bei etwa Kanal 260 eine kleine Schulter, die von den einzelnen Comptonelektronen herrührt. Der Hauptanteil der Verteilung stammt von den in Paaren auftretenden Leptonen.

3.3.7 Der STAR-Detektor

Für kleine Vorwärtswinkel im Bereich von $5, 2^\circ \leq \theta \leq 7, 5^\circ$ können mit Hilfe des STAR-Detektors (Szintillators from Tübingen for Angle Reconstruction) [Saeu96] geladene hadronische Teilchen nachgewiesen werden. Er ist aus neun konzentrischen Szintillaterringen

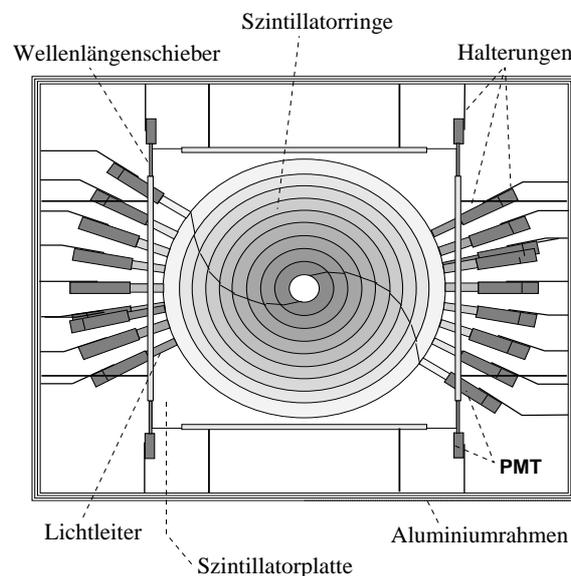


Abbildung 3.19: Der STAR-Detektor, gesehen in Strahlrichtung. Die Lichtleiter und Photomultiplier sind konzentrisch um das aktive Gebiet angeordnet.

gen aufgebaut, die durch eine zusätzliche Szintillatorplatte, die die gesamte Ringfläche überdeckt, ergänzt wird. Die gewählte Geometrie gewährleistet, daß eine Extrapolation der gemessenen polarisierten Wirkungsquerschnitte in den Winkelbereich um $\theta = 0^\circ$ möglich ist. Hierbei bedeckt jeder Ring einen Polarwinkelbereich von $\Delta\theta \approx 1, 85^\circ$. Für eine verbesserte Auslese wurde jeder Ring in zwei Hälften mit separater Lichtauslese unterteilt. Die beschriebene Geometrie ergab sich als Optimum aus Simulationen mit dem Monte-Carlo-Programm SIMLIGHT.

3.3.8 Der Schauer-Detektor

Letzter Detektor in Vorwärtsrichtung ist ein Szintillator-Blei-Schauer-Detektor [Emme95, Krol97]. Dieser besitzt eine aktive Fläche von 1 m^2 mit einem Loch von 10 cm Durchmes-

ser in der Mitte, um den Photonenstrahl ungehindert passieren zu lassen. Die Szintillatortplatten werden über zwei Wellenlängenschieber von vier Photomultipliern ausgelesen. Zusätzlich befindet sich vor diesem Aufbau eine 5 mm dicke Triggerplatte, die auf dieselbe Weise ausgelesen wird und die zur Unterdrückung ungeladener Teilchen dient. In Messungen mit dem Photonenstrahl wurde in Übereinstimmung mit GEANT-Simulationen eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 95 % verifiziert. Außerdem kann über die zeitliche Korrelation der vier Photomultipliersignale sehr grob auf den Ursprungsort des Durchstoßpunktes (± 8 cm) [Emme95] zurückgeschlossen werden.

3.4 Das Frozen-Spin-Target

Im Herbst 1997 wurde das von der Bonner/Bochumer „Polarisiertes-Target“-Gruppe entwickelte longitudinal polarisierte Protonentarget BICEPS [Brad99] in der Taggerhalle der A2-Kollaboration in Mainz aufgebaut. Es besteht aus einem horizontalen $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischkryostaten [Dutz95, Brad99], der die zum „frozen-spin mode“ benötigten tiefen Temperaturen von ca. 50 mK erzeugt und am Strahleingang des Detektors DAPHNE in Verlängerung des Strahlrohrs montiert ist, sowie einem supraleitenden horizontalen Polarisationsolenoiden für maximal 6,5 T (Saclay) und einem Mikrowellensystem (Nagoya) zur dynamischen Nukleonen-Polarisation (DNP) des Targetmaterials (siehe Referenzen in [Wenn97]). Polarisierte Festkörpertargets sind seit ca. 30 Jahren ein bewährtes experimentelles Mittel zur Bestimmung von Polarisationsobservablen. Wegen der großen

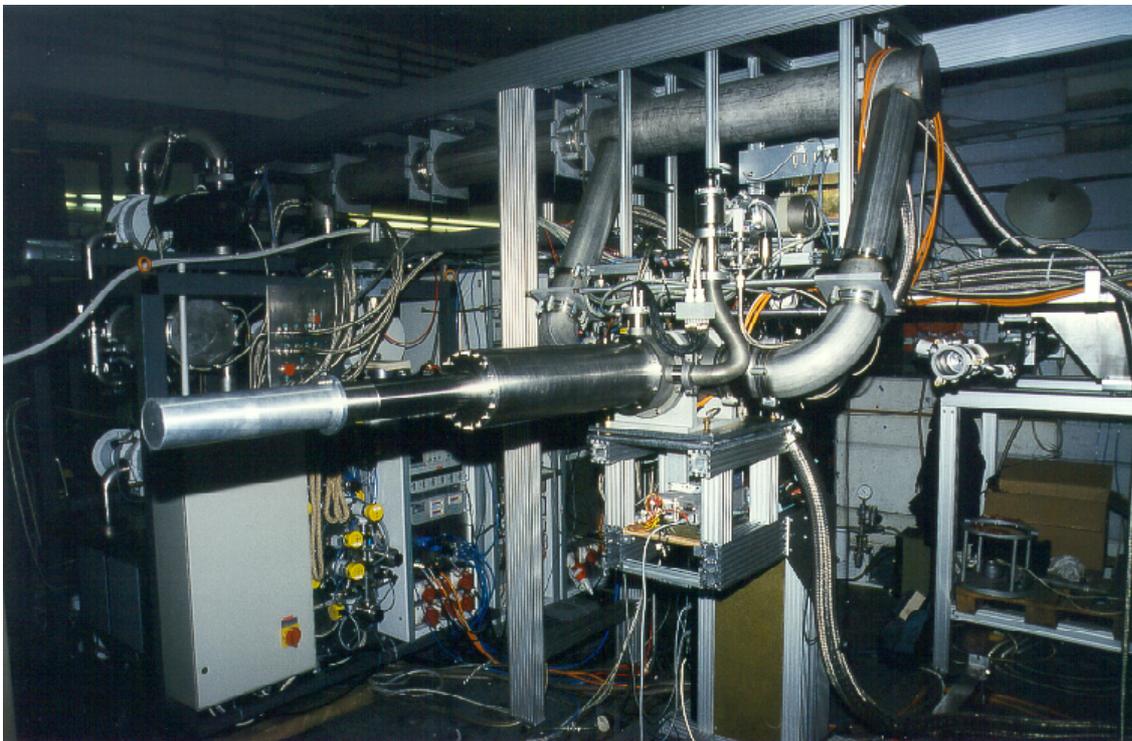


Abbildung 3.20: Das Frozen-Spin-Target.

Festkörperdichte erreicht man hohe Luminositäten von $10^{34} \frac{1}{\text{cm}^2 \text{sec}}$. Es wurden bereits 3 cm lange Targets bei einem Elektronenstrom von bis zu 80 nA verwendet. Somit können leicht hohe Ereignisraten erreicht werden. Festkörpertargets müssen, um einen hohen Nukleonpolarisationsgrad zu erreichen, bei tiefen Temperaturen betrieben werden. Eine lokale Aufheizung des Festkörpers am Trefferort führt bei der Verwendung eines intensiven Elektronenstrahles normalerweise zu einer damit verbundenen Depolarisation. Dieser Effekt kann jedoch wegen der bei diesem Experiment verwendeten niedrigen Photonenströmen vernachlässigt werden.

Während der Messung befindet sich das Target im Zentrum des Detektors DAPHNE. Für die dynamische Aufpolarisierung zur Erzeugung hoher Polarisationswerte wird der Detektor DAPHNE auf einem Schienensystem vom Target weggeschoben und es wird eine supraleitende Polarisationsspule (NbTi) über den Targetkopf geschoben. Während dieser Polarisationsphase wird das Targetmaterial in einem hohen Magnetfeld von 2,5 T bei Temperaturen von etwa 300 mK einem Mikrowellenfeld von etwa 70 GHz ausgesetzt. Der maximal erreichbare Targetpolarisationsgrad beträgt unter diesen Bedingungen über 90 %. Die Polarisationsmessung wird mit Hilfe der magnetischen Kernresonanz der Targetnukleonen vorgenommen. Am Ende dieser Phase der dynamischen Nukleonpolarisation wird die Temperatur auf 50 mK gesenkt, der Polarisationsmagnet durch eine kleine, im Kryostaten integrierte Haltefeldspule ersetzt ($\approx 0,4$ T) und der gesamte Detektor wieder über das Target geschoben. Durch das Einfrieren der Nukleonenspins („frozen-spin mode“) erreicht man trotz des niedrigen Magnetfeldes der internen Haltespule Relaxationszeiten in der Größenordnung von 200 h, da die Relaxation hauptsächlich über die Spin-Gitterwechselwirkung erfolgt, die stark temperaturabhängig ist. Die Kleinheit des Feldes der internen Haltespule gewährleistet, daß die aus dem Target auslaufenden Teilchen nicht beeinflusst werden. Außerdem wird durch die gewählte Konstruktion der volle Raumwinkel für den Teilchennachweis erhalten.

Temperaturen von unter 100 mK bei gleichzeitig hoher Kühlleistung können nur durch $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Misch- oder Dilutionkryostate erzeugt werden. Die Geometrie von DAPHNE machte es hierbei erforderlich, speziell für das GDH-Experiment einen horizontalen $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Dilutionkryostaten zu entwickeln [Brad99], der eine konstante Endtemperatur von 50 mK erreicht. Der Kryostat befindet sich dabei innerhalb des Strahlengangs der Photonen, so daß er in voller Länge von ihnen durchlaufen werden muß, bevor der Photonenstrahl auf das Target trifft. Die Heliumkälteanlage in der A2-Taggerhalle dient zur Versorgung von Experimenten mit flüssigem Helium (Verflüssigungsleistung 20 Liter pro Stunde) und im Refrigeratorbetrieb zur Kühlung von Hochstrom-Wasserstofftargets.

3.4.1 Das Targetmaterial

Das ideale Targetmaterial für ein Protonentarget wäre fester Wasserstoff. Aufgrund der Anti-Parastellung der Kernspins im H_2 -Molekül ist dieser jedoch nicht polarisierbar. Deshalb müssen andere wasserstoffhaltige Substanzen zum Einsatz kommen. Beim GDH-Experiment am Proton wurde ein mit Tempo dotiertes 1-Butanoltarget ($\text{C}_4\text{H}_9\text{OH}$) verwendet. Das Radikal Tempo ermöglicht den Polarisationstransfer vom Hüllenelektron auf das Nukleon. Eine direkte thermische Polarisierung des Wasserstoffatoms im Butanol mit einem hohen Polarisationsgrad ist aufgrund des kleinen magnetischen Momentes des Nukleons nicht in zufriedenstellendem Maße möglich. Der sogenannte k -Faktor, das Ver-

haltis von polarisierbaren Protonen zur Gesamtzahl der Nukleonen, beträgt für Butanol $k = \frac{10}{74} = 0,135$, die Dichte $0,9 \text{ g/cm}^3$. Die Wahl des Targetmaterials stellt einen Kompromiß zwischen Parametern wie dem Faktor k , dem erreichbaren Polarisationsgrad, der Strahlenresistenz, der Polarisationsaufbauzeit und der Relaxationszeit dar. Als Vorteile

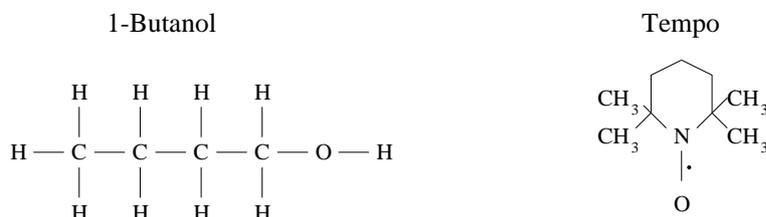


Abbildung 3.21: Das Targetmaterial.

des Alkoholtargets Butanol seien die einfache Targetherstellung und die kurzen Polarisationsaufbauzeiten und die Polarisationsfreiheit der Kerne ^{12}C und ^{16}O genannt, da diese den Kernspin 0 besitzen. Die bessere Strahlenresistenz von Ammoniak (NH_3) kommt hier nicht zum Tragen, da durch die niedrige Photonenstrahlintensitat im GDH-Experiment kaum Strahlenschäden zu erwarten sind. Als Folge entsteht durch den zusätzlich vorhandenen Kohlenstoff und Sauerstoff ein Untergrund zu den Reaktionen am Wasserstoff, der durch eine geeignete Separationsmethode entfernt werden muß. Diese Abtrennung ist insbesondere im Falle der Bestimmung absoluter polarisierter Wirkungsquerschnitte definierter Helizität notwendig, da hier nicht durch Differenzbildung der unpolarisierte Anteil wegfällt.

Deshalb wurde eine Testmessung mit unpolarisiertem Polyethylen (CH_2) durchgeführt, die zeigen sollte, daß es möglich ist, den Kohlenstoffuntergrund von den Wasserstoffereignissen abzuseparieren und als Ergebnis die differentiellen Ein-Pionon-Wirkungsquerschnitte am Wasserstoff zu reproduzieren. Zusätzlich wurden Testmessungen am Kohlenstoff durchgeführt, um eine Subtraktion des Kohlenstoffuntergrunds zu ermöglichen. Mit Hilfe dieser Daten konnten dann Verfahren entwickelt und untersucht werden, die eine bestmögliche Separation garantieren. Um die Resultate dieser Experimente auf die Analyse des eigentlichen GDH-Experimentes übertragen zu können, wurde ein Testtarget aufgebaut, das bezüglich der Geometrie und der Massenbelegung dem Frozen-Spin-Target

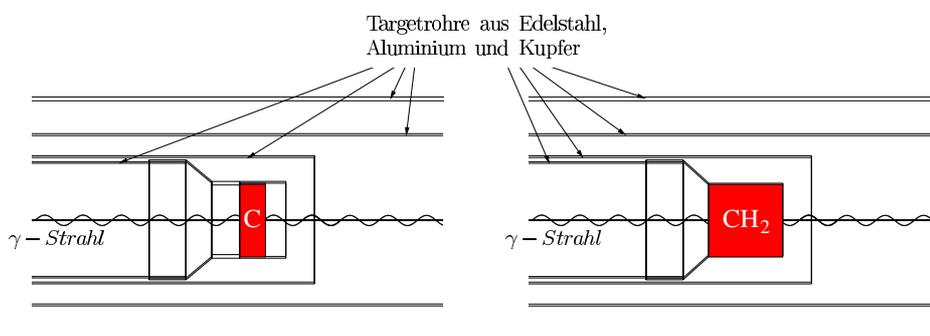


Abbildung 3.22: Querschnitt durch das Testtarget mit Kohlenstoff (links) und Polyethylen (rechts).

3.4. DAS FROZEN-SPIN-TARGET

vergleichbar ist. Anstelle des Butanoltargetkörpers wurden zwei Targetvolumina aus Polyethylen und Kohlenstoff verwendet, deren Massenbelegung in derselben Größenordnung lag. Der leicht abweichenden Geometrie zwischen beiden Targetmaterialien (siehe Abb. 3.22) muß in der Analyse durch Korrekturfaktoren Rechnung getragen werden, die mit Hilfe des Programmpaketes GEANT [Brun94] (siehe Abschnitt 5.1.1) bestimmt werden können.

Kapitel 4

Analyse der Meßdaten

Im letzten Kapitel wurden die verschiedenen Detektorkomponenten vorgestellt. Die Interpretation der Meßdaten erfordert bei allen Komponenten eine detaillierte und im Falle der Vorwärtskomponenten sehr schwierige und umfangreiche Untersuchung. Deshalb soll sich die folgende Analyse nur auf den Hauptdetektor DAPHNE konzentrieren. Dies ist für die Reproduktion und den Vergleich von differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitten im Rahmen einer ersten Überprüfung der Ereignisselektion ausreichend. Lediglich für die Reproduktion totaler Wirkungsquerschnitte wäre es wünschenswert gewesen, einen erweiterten Winkelbereich in Vorwärtsrichtung zur Verfügung zu haben, da so der Einfluß systematischer Fehler durch Extrapolationen geringer ausgefallen wäre.

In diesem Kapitel wird die schon angesprochene Entwicklung einer geeigneten Separationsmethode vorgestellt. Bevor dies in Angriff genommen werden kann, werden im ersten Abschnitt des Kapitels die Grundlagen der Detektion von Teilchentrajektorien und ihrer Charakterisierung gelegt. Hierzu werden Maßnahmen beschrieben, die vor der eigentlichen Analyse durchgeführt werden müssen. Hierbei handelt es sich um die Energieeichung und die Bestimmung der Abschwächlängen der Szintillatoren in den Ebenen A bis F. Als Anwendung wird die Reproduktion der zweifach geladenen Pion-Photoproduktion am Wasserstoff vorgestellt. Der zweite Teil des Kapitels widmet sich der eigentlichen Entwicklung der Separationsmethode.

4.1 Vorbereitende Maßnahmen

Vor jedem Experiment mit dem Detektor DAPHNE ist es notwendig, eine gute Eichung aller vorhandenen Szintillatoren durchzuführen, da sich die Eigenschaften des Plastikmaterials mit der Zeit ändern. Nur so ist es möglich, Eigenschaften der im Experiment nachgewiesenen Reaktionen korrekt zu deuten. Die Eichung der Szintillatoren ist in zwei Schritte unterteilt. Zum einen muß aufgrund der Lichtabschwächung im Szintillatormaterial, die wesentlich von der Entfernung des Ionisationsortes zur Photomultiplierkathode abhängt, das im Photomultiplier erzeugte Signal auf den Durchtrittspunkt des Teilchens durch den Zähler korrigiert werden. Dies ist insbesondere für die Szintillatoren der Lage A wichtig, da hier die Szintillatoren nur an einem Ende ausgelesen werden. Zum anderen muß die nachgewiesene Ladungsmenge im Photomultiplier auf die im Szintillator deponierte Energie umgerechnet werden.

Beim Durchtritt eines geladenen Teilchens durch einen Plastik-Szintillator werden Elektron-Ionen-Paare erzeugt, die nicht alle wieder rekombinieren. Ein Teil der Ionisierungsenergie wird zur Anregung von Elektronen-Zuständen¹ und von Vibrationszuständen verbraucht. Beim Zerfall dieser angeregten Zustände in den Grundzustand wird unter anderem Fluoreszenz- und Lumineszenzlicht emittiert, das von einem Photomultiplier gesammelt werden kann. Allgemein geht man davon aus, daß das emittierte Fluoreszenzlicht (L) direkt proportional zu der vom Teilchen im Szintillator deponierten Energie ist ($L \propto E$). Obwohl diese einfache Beziehung für die meisten Anwendungen als gute Näherung verwendet werden kann, ist die Antwort des Szintillators eigentlich eine komplexe Funktion nicht nur der Energiedeposition sondern auch des Teilchentyps, was sich insbesondere bei schwereren Teilchen bemerkbar macht. Diese zeigen insbesondere bei kleinen Energiedepositionen größere Abweichungen, die um so ausgeprägter sind, je stärker das Teilchen ionisiert. Dieses als „quenching“² bezeichnete Verhalten läßt sich durch die durch die Wechselwirkung zwischen angeregten Molekülen verbrauchte Energie, die somit der Lichterzeugung fehlt, erklären. Für organische Szintillatoren konnte Birk [Birk51] dies durch die Proportionalität

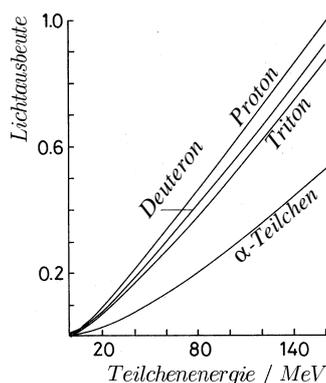


Abbildung 4.1: Antwort eines NE102-Plastikszintillators für verschiedene Teilchen.

parametrisieren, wobei k ein Parameter ist, der die Dichte der Ionisationszentren mit dem differentiellen Energieverlust dE/dx in Verbindung setzt.

$$\frac{dL}{dx} \propto \frac{\frac{dE}{dx}}{1 + k \frac{dE}{dx}}.$$

4.1.1 Eichung der Szintillationsdetektoren

Die Lichtabschwächung wird in erster Näherung durch einen exponentiellen Abfall proportional zu $\exp(-z/\lambda)$ beschrieben, wobei die für jeden Szintillator charakteristische Konstante λ als Abschwächlänge bezeichnet wird. Eine Bestimmung dieser Größe erfolgte mit Ereignissen der kosmischen Höhenstrahlung. Die Meßelektronik besitzt hierzu einen eigenen Trigger. Dieser Höhenstrahlungstrigger ist so geschaltet, daß nur Ereignisse aufgenommen werden, die von Trajektorien herrühren, bei denen der Detektor diametral durchquert wird (Koinzidenzen aus je zwei gegenüberliegenden Szintillator-Sektoren). Da zur Rekonstruktion der Teilchentrajektorie hier nur die Signale der äußersten Drahtkammer, die die längste Ausdehnung in Strahlrichtung besitzt, verwendet werden, steht

¹im Plastikszintillator sind dies Zustände freier Valenzelektronen des π -Orbitals aromatischer Molekülbeimischungen

²von engl. *to quench* = löschen

ein großer Bereich verwertbarer Durchtrittspunkte zur Verfügung. Durch die Analyse der Drahtkammersignale ist für jedes Ereignis die Teilchentrajektorie bzw. die Entfernung zum Photomultiplier genau bekannt. Für die Szintillatoren der Lage A wird vereinfachend angenommen, daß sich das am Durchstoßort einer geladenen Spur erzeugte Szintillationslicht in zwei etwa gleich große Anteile

$$P(z) = \left[e^{-\frac{z}{\lambda}} + e^{-\frac{2L-z}{\lambda}} \right] P_0 = f(z) \cdot P_0 \quad (4.1)$$

aufspaltet (siehe Abb. 4.2). Der erste Term in Glg. 4.1 rührt vom direkten Anteil her, während beim zweiten Anteil angenommen wird, daß er durch Reflexion am anderen Szintillatortende entsteht. Dabei wird nur der Anteil des Lichtverlustes betrachtet, der durch Absorption im Material entsteht. Die Korrektur aufgrund des Effekts der Lichtabschwä-

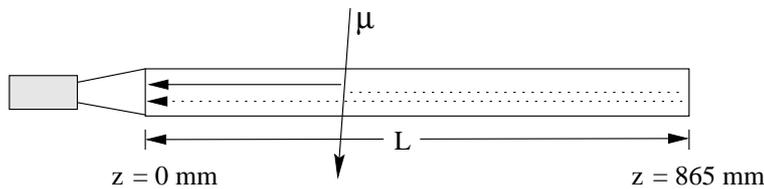


Abbildung 4.2: Die Abschwächlänge der A-Szintillatoren.

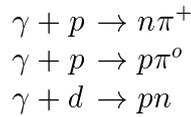
chung kann einen Faktor 4 zwischen den beiden Enden des Szintillatorbalkens erreichen und ist deswegen insbesondere für die Szintillatoren der Ebene A wichtig. Durch Anpassung der Meßdaten an Glg. 4.1 ist für jeden Szintillator der Lage A die Abschwächlänge λ bestimmt. Aufgrund von Randeffekten an den Szintillatortenden weicht die mit Ereignissen der Höhenstrahlung gefundene Korrektur jedoch leicht von einem rein exponentiellen Abfall ab und wurde deshalb nur im Kernbereich angepaßt. Die im Hauptexperiment nachgewiesenen Amplituden entsprechen den in den Photomultipliern erfaßten Ladungsmengen, die proportional zur Intensität des Lichteinfalls an der Kathode sind. Die mit Hilfe eines Ladungs-Digital-Konverters (QDC) ermittelten Werte werden korrigiert und aus Symmetriegründen auf die Szintillatorbalkenmitte normiert, so daß $QDC_{korr} = QDC \cdot f(L/2)/f(z)$ gilt. Im Gegensatz zur Lage A werden die Lagen B - F mit jeweils zwei Photomultipliern ausgelesen. Wie man sieht, ist hier das Produkt

$$QDC = \sqrt{QDC_{PM}^{(1)} \cdot QDC_{PM}^{(2)}} \times e^{-\frac{L}{2\lambda}}$$

der unkorrigierten QDC-Werte beider Photomultiplier in erster Näherung unabhängig vom Durchtrittsort der Teilchentrajektorie durch den Szintillator. Korrekturen, die noch auf dieses Produkt anzuwenden sind, werden durch ein Polynom vierten Grades als Funktion des Verhältnisses $QDC_{PM}^{(1)}$ zu $QDC_{PM}^{(2)}$ beschrieben. Diese sind allerdings abhängig vom Abstand des Durchstoßpunktes der Teilchentrajektorie von den Photomultipliern (siehe auch [Kerh93]).

Um die Korrelation zwischen den korrigierten QDC-Werten und der im Szintillator deponierten Energie zu erhalten, wurden Zwei-Teilchen-Reaktionen ausgewertet. Für diese ist die Reaktionskinematik vollständig bestimmt, da sowohl die Energie des primären Photons (Taggingsystem) als auch der Polarwinkel des emittierten geladenen Teilchens

(Drahtkammern) bekannt ist. Da diese Parameter unabhängig von der Eichung der Szintillatoren gewonnen werden, können die aus der Kinematik abgeleiteten Teilchenimpulse zur Eichung des Kalorimeters verwendet werden. Um systematische Fehler zu minimieren, wurde die Eichung mit verschiedenen Reaktionen durchgeführt. Um einen großen Impuls- und Winkelbereich abzudecken wurden die Reaktionen



ausgewertet, indem jeweils das geladene Teilchen nachgewiesen wurde, das entweder den Szintillatorbalken durchquert hat oder darin stecken geblieben ist. Für die Kriterien der Auswahl der Ereignisse für die verschiedenen Reaktionen sei hier auf die später folgende Analyse verwiesen. Da die kinetische Energie des geladenen Teilchens berechenbar ist, können ausgehend vom Ort der Reaktion die Energieverluste auf dem Weg des Teilchens durch alle Materialien theoretisch berechnet werden, vorausgesetzt, deren Eigenschaften

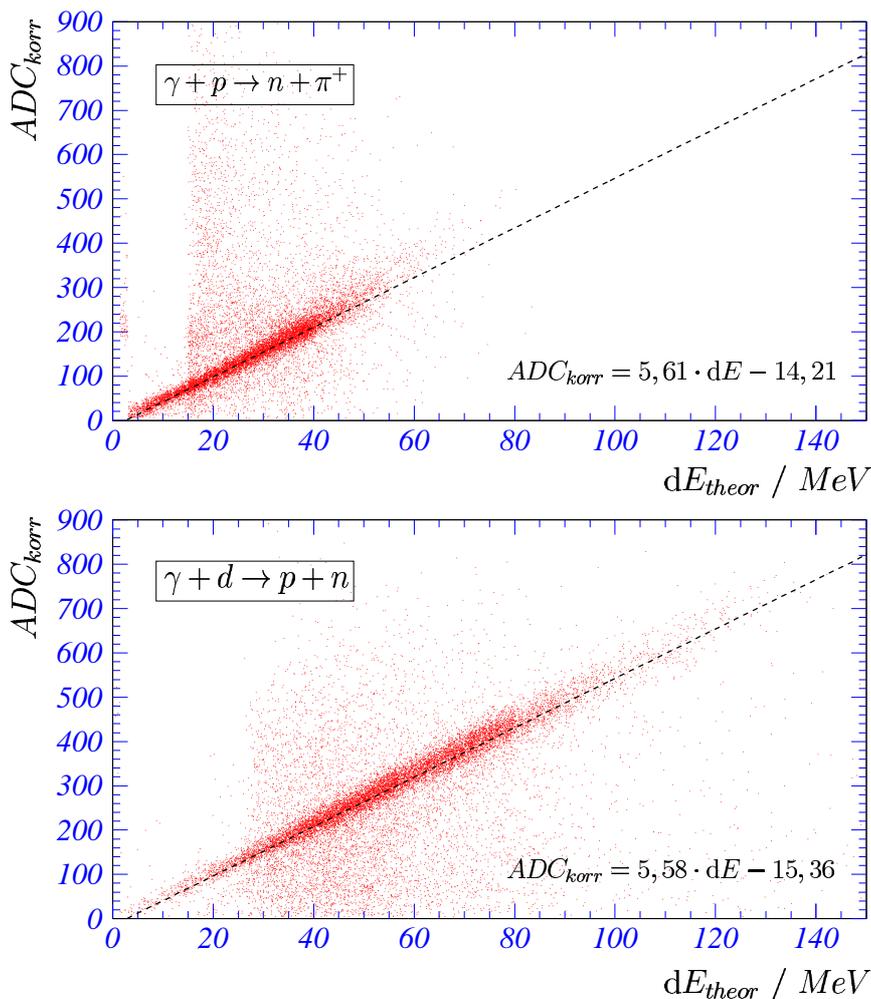


Abbildung 4.3: Die Eichung eines Szintillatorbalkens der Lage B.

und Geometrien sind bekannt. So kann sukzessive für jeden Szintillatorbalken eine Eichung durchgeführt werden, indem jedem auf die Lichtabschwächung korrigierten QDC-Wert QDC_{korr} eine entsprechende theoretische Energiedeposition dE_{theo} zugeordnet wird. Trägt man beide Werte für jeden Szintillator gegeneinander auf, so erhält man, wie in Abb. 4.3 gezeigt, ein Streudiagramm, an dessen Dichteverteilung eine Gerade angepaßt wird, die das mittlere Verhalten der Größe QDC_{korr} von der im jeweiligen Szintillator deponierten Energie beschreibt. Da die exakte Materialdichteverteilung zwischen dem Tar-

Szintillator	Auflösung $\frac{\Delta E}{E}$ (FWHM)	deponierte Energie
B	20,2 %	28 MeV
C	46,7 %	1,4 MeV
D	45,5 %	1,4 MeV
E	39,4 %	1,4 MeV
F	48,7 %	1,4 MeV

Tabelle 4.1: *Intrinsische Auflösung der Szintillatoren B-F gewonnen mit minimal ionisierenden Teilchen.*

get und der Lage A durch den komplexen Aufbau nur sehr schwer zu bestimmen ist, wurde dieser Bereich durch eine äquivalente Szintillatorschicht mit einer Dicke von 0,43 cm angepaßt. Weiterhin wurden die Korrekturen aufgrund des Effekts des *Quenching* und der Lichtabschwächung durch einen Vergleich der Resultate für Protonen und für geladene Pionen überprüft.

Die Anzahl der von den Photoanoden der Photomultiplier registrierten Photoelektronen schwankt aufgrund statistischer Fluktuationen, auch wenn die in den Szintillatoren deponierte Energie gleich bleibt. Der statistische Fehler der Energiebestimmung wird dominiert vom statistischen Fehler bei der Bestimmung der Anzahl der Photoelektronen. Man erhält in erster Ordnung für die intrinsische Energieauflösung eines Szintillators

$$R = 2,35 \frac{\sqrt{N}}{N} = k \frac{\sqrt{E}}{E},$$

da die Amplitude des Photomultipliersignals direkt proportional zur Energiedeposition ist. k ist der Faktor zur Umrechnung zwischen der Anzahl der nachgewiesenen Elektronen und der abgeleiteten Energie. Nichtstatistische Effekte führen zu einer Verschlechterung der Auflösung, der mit der Parametrisierung

$$R = \frac{\sqrt{a + bE}}{E}$$

Rechnung getragen werden kann, wobei a und b experimentell zu bestimmen sind. In Tabelle 4.1 sind die intrinsischen Auflösungen für die Szintillatoren der Lagen B-F zusammengefaßt. In der rechten Spalte ist die im Mittel deponierte Energie angegeben. Die Kenntnis der Auflösung ist für die Anwendung kinematischer Methoden wie der Separation von Reaktionskanälen unerläßlich. Die insbesondere relativ schlechte Energieauflösung der Szintillatoren der Lagen C-F ist eine Folge ihrer im Vergleich zur Lage B geringen Dicke und größeren Länge. Zur Kalorimetrie werden jedoch alle Lagen herangezogen, in

denen das Teilchen Energie deponiert hat, so daß die Gesamtauflösung im Mittel wesentlich besser wird (siehe Abschnitt 4.4.4). Als Beispiel ist in Abb. 4.4 die Energieauflösung für einen Szintillatorbalken der Lage B als Funktion der Energiedeposition aufgetragen.

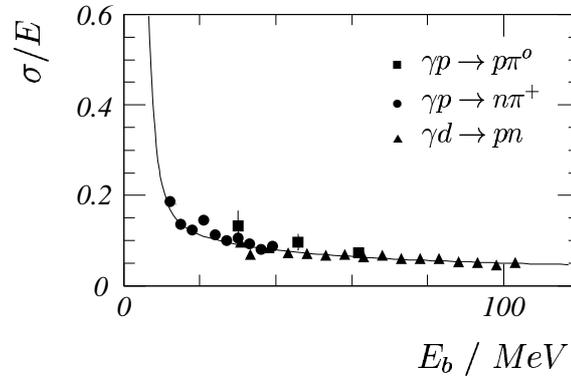


Abbildung 4.4: Die Energieauflösung der Szintillatoren der Lage B (Sektor 5).

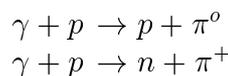
Da bei den Szintillatoren der Lage A die Korrektur aufgrund der Lichtabschwächung vom Abstand der Teilchentrajektorie zum Photomultiplier abhängig ist, was somit auch für den ermittelten Energiewert gilt, hängt die intrinsische Auflösung von diesem Abstand ab und wird deshalb als Funktion der nicht korrigierten QDC-Werte ermittelt. Die erreichte Auflösung liegt im Bereich von 30 – 35 %.

4.2 Ereignisstruktur und globale Schnitte

Für die Testmessungen wurde der DAPHNE-Detektor ohne die Vorwärtskomponenten verwendet. Dies erscheint im Hinblick auf die Reproduktion differentieller und totaler Wirkungsquerschnitte im Rahmen einer Entwicklung von Separationsmethoden ausreichend. Denn die Analyse des Anteils der Ereignisse, der die Vorwärtskomponenten betrifft, führt zwar zu einer Vergrößerung des verfügbaren Raumwinkelbereiches, ist aber, da der Kernbereich bereits von DAPHNE abgedeckt wird, im wesentlichen nur zu einer Verringerung der systematischen Fehler notwendig. Auf die erhaltenen Rohdaten werden vor Beginn der Hauptanalyse globale Schnitte angewendet, die den Anteil verwertbarer Ereignisse erhöhen. Diese Reduktion ist sinnvoll, um unnötige Analysezeit einsparen zu können. Die globalen Schnitte betreffen die zeitliche Koinzidenz zwischen DAPHNE und dem Tagging-System und die geometrischen Akzeptanzen des Target- und des Detektorsystems. Zudem werden Bedingungen an die Struktur eines Ereignisses gestellt, durch die dieses im Detektor identifiziert wird.

4.2.1 Prozeßidentifikation

Im Rahmen dieser Arbeit sollen die Wirkungsquerschnitte für die Ein-Pion-Photoproduktion am Proton bestimmt werden. Die beiden hierbei auftretenden Prozesse



haben im Endzustand jeweils ein geladenes und ein neutrales Teilchen. Für Photonenergien unterhalb von $E_\gamma = 450$ MeV wird es als hinreichend erachtet, wenn nur das geladene Teilchen nachgewiesen wird. Nur in Fällen, bei denen aufgrund der Reaktionskinematik das geladene Teilchen nicht in den detektierbaren Raumwinkelbereich fällt oder es den Detektor aufgrund zu geringer kinetischer Energie nicht erreichen kann, wird versucht, anstelle des geladenen das neutrale Teilchen nachzuweisen. DAPHNE ist in der Lage, Reaktionen mit Mehrteilchen-Endzuständen im Ausgangskanal zu vermessen. Für eine vollständige Charakterisierung einer Teilchenspur benötigt man

- den Vertexpunkt der Spuren einer Reaktion
- den Teilchentyp
- und den Impulsvektor des Teilchens.

Für geladene Teilchen kann der Vertexpunkt und die Richtung des Impulsvektors direkt aus den Signalen der Drahtkammern rekonstruiert werden. Um den Typ und den Impuls des Teilchens zu bestimmen, müssen die Energieverluste in den einzelnen Szintillatorlagen benutzt werden. Für neutrale Teilchen wird dies jedoch durch die wegen fehlender Drahtkammersignale nicht mögliche Spurrekonstruktion und die schlechtere Detektionseffizienz der Szintillatoren erschwert. Weiterhin muß beachtet werden, daß aufgrund der durch das Frozen-Spin-Target zusätzlich eingebrachten Materialdichte zwischen Target und der ersten Szintillatorlage die Detektionsschwellen für den Nachweis von Teilchen beeinflußt werden. Die Schwellen für Protonen und positiv geladene Pionen sind in Abb. 4.5 für jede

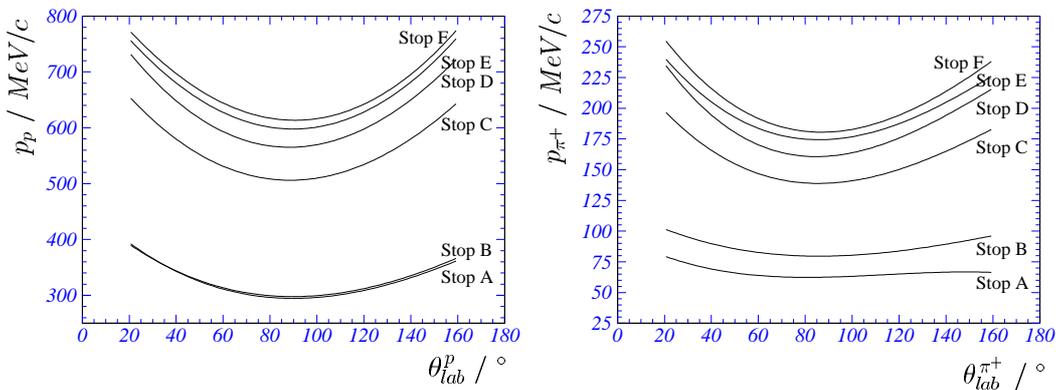


Abbildung 4.5: Impulsakzeptanzen für Protonen (links) und Pionen (rechts) in Abhängigkeit vom Polarwinkel θ_{lab} für das Polyethylen-Target. Die Kurven entstammen einer Simulation mit dem Programmpaket GEANT der CERN-Bibliothek.

der DAPHNE-Lagen durch Auftragung des Impulsakzeptanzbereiches über dem Polarwinkel des emittierten geladenen Teilchens dargestellt. Unterhalb der niedrigsten Schwelle der ersten Lage A von DAPHNE kann die Reaktion nur durch Detektion des neutralen Partnerteilchens erkannt werden. Im Kalorimeter können somit Protonen mit einem Impuls von $p_p = 295 - 391$ MeV/c bis zu $p_p = 613 - 772$ MeV/c und Pionen mit einem

Impuls von $p_{\pi^+} = 63 - 79 \text{ MeV}/c$ bis zu $p_{\pi^+} = 181 - 254 \text{ MeV}/c$, abhängig von ihrem Polarwinkel θ ($21^\circ < \theta < 159^\circ$), nachgewiesen werden. Teilchen mit höherem Impuls verlassen das Detektorsystem. In dem hier betrachteten kinematischen Bereich gilt dies nur für geladene Pionen. Da diese, wenn sie das Detektorsystem verlassen, in allen Szintillatoren im Mittel dieselbe Energie pro Wegstrecke deponiert haben, ist eine Rekonstruktion ihrer kinetischen Anfangsenergie nicht möglich.

Ein erster globaler Schnitt betrifft die Korrelation zwischen dem Zeitpunkt des Triggersignals, das die DAPHNE-Elektronik für ein Ereignis liefert, und dem Startsignal, das durch das Bremsstrahlelektron in den Tagger-Detektoren erzeugt wurde. Dieser Koinzidenzzeitpunkt des Ereignisses muß in einem geeignet gewählten Zeitbereich (Zeitfenster) liegen

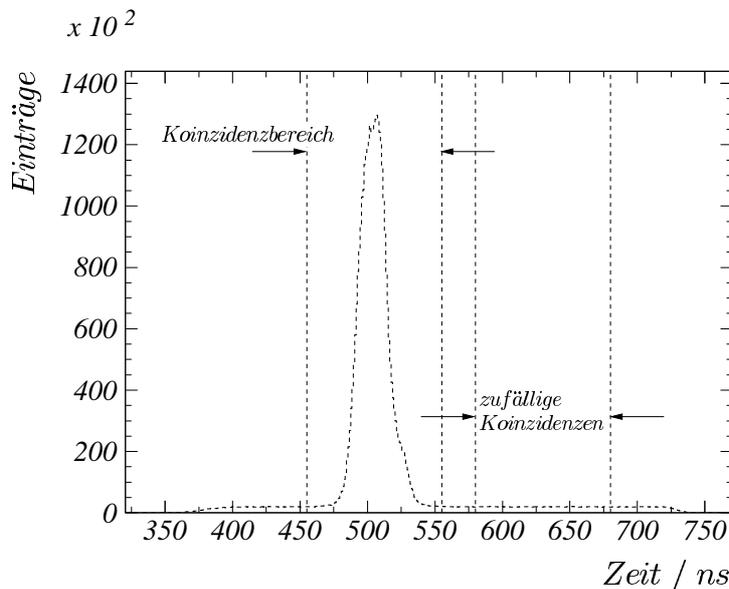


Abbildung 4.6: Koinzidenzzeitpektrum zwischen DAPHNE und Tagger.

(siehe Abb. 4.6), so daß außerhalb dieses Fensters nur Ereignisse aus zufälligen Koinzidenzen liegen. Je enger der Schnitt um den Koinzidenzzeitpunkt gewählt werden kann, desto besser ist die Reduktion des Rohdatensatzes.

4.2.2 Triggerbedingungen

In den letzten Abschnitten wurde schon der Begriff eines Triggers verwendet. Im folgenden soll kurz darauf eingegangen werden, was genau darunter zu verstehen ist und welche Bedingungen zu seiner Auslösung führen. Ein Trigger ist dadurch definiert, daß ein oder mehrere Teilchen in beliebigen Detektorkomponenten Signale erzeugt haben, die über vordefinierten Schwellen liegen. Die Einstellung dieser Schwellen muß im Vorfeld des Experiments erfolgen und ist so zu wählen, daß jedes im Rahmen des Experiments interessierende Ereignis zu einem Trigger führt. Dabei sollen möglichst viele Untergrundeignisse verworfen werden, deren Datenaufnahme nur zu einer unnötigen Verlängerung des Experiments führen würde. Die Definition der Höhe der Schwellen erfolgt aufgrund

von Erfahrungen mit den einzelnen Detektorkomponenten aus Testexperimenten und aufgrund durchgeführter Simulationen.

Ein derart definierter Trigger veranlaßt dann die Experimentelektronik, alle Detektorkomponenten auszulesen. Dabei muß die zeitliche Auslese der einzelnen Komponenten so aufeinander abgestimmt sein, daß alle Reaktionsprodukte einer Reaktion detektiert werden können. Trigger werden von DAPHNE, den Vorwärtskomponenten MIDAS und STAR sowie dem Paar-Detektor geliefert. Für jedes der eingehenden Triggersignale wird ein Koinzidenzvergleich mit einem im Taggingspektrometer eventuell nachgewiesenen Elektron durchgeführt. Liegt keine Koinzidenz vor, dann wird das Triggersignal verworfen. In den Phasen der Normierungsmessung steht als weiterer Trigger der Bleiglasdetektor zur Verfügung. Signale der vorhandenen Vetodetektoren blockieren den Trigger. Besondere Bedeutung kommt hierbei dem Trigger des DAPHNE-Detektors zu. Aufgrund des komplexen Aufbaus können schon im vorhinein Trigger in der Hardware definiert werden, die zu einer guten Vorselektion von Ereignissen führen. Dabei wird zwischen einem sogenannten „geladenen“ und einem „neutralen“ Trigger unterschieden. Diese Unterscheidung ist insofern sinnvoll, als die Rekonstruktion geladener Trajektorien mit DAPHNE zu einer sehr exakten Charakterisierung des Ereignisses führt. Demgegenüber ist eine exakte Prozeßidentifikation für neutrale Ereignisse oft nicht möglich. Dies liegt zum einen an der schlechten Winkelauflösung aufgrund der fehlenden Signatur in den Drahtkammern. Zum anderen wird eine exakte Rekonstruktion der Teilchenenergie dadurch erschwert, daß die Teilchen in den Metallkonvertern der äußeren Lagen von DAPHNE anschauern und die damit verbundenen Energiedepositionen als Information nicht zur Verfügung stehen. Die Triggerbedingung für geladene Teilchen wird aus den Signalen der Szintillatorlagen A , B und C gewonnen. Dabei wird durch Wahl verschiedener Schwellen zwischen einem Trigger für ein geladenes Teilchen (C1) und mehr als einem geladenen Teilchen unterschieden (C2). Zusätzlich bietet Trigger C2 die Möglichkeit, durch Wahl einer höheren Energieschwelle niederenergetische, geladene Pionen abzutrennen. Die Triggerbedingung für neutrale Teilchen (C3 oder C4) fordert, daß neben dem Fehlen eines Signals in der Lage A eine der folgenden Lagen angesprochen hat. Der Trigger C3, der im wesentlichen Neutronen selektieren soll, hat sich als wenig effizient erwiesen, da er stark durch Untergrundereignisse kontaminiert ist. Somit erfordert der Nachweis von Reaktionen, bei denen ein Neutron emittiert wird, immer auch den Nachweis der geladenen Teilchen. Deswegen wurde für die meisten der bisherigen Experimente für den Nachweis neutraler Teilchen

Trigger	nachgewiesene Teilchen	Bedingung
geladen C1	p, π^+, π^-	$A_{us} \wedge ((A + BE)_{us} \vee (CE \wedge CS))$
C2	$p, \pi^+, \pi^-,$ Abtrennung niederenergetischer Pionen und Option auf Multiplizität	$A_{us} \wedge ((A + BE)_{os} \vee \langle B \rangle_{\bar{t}})$ für n Sektoren ($1 \leq n \leq 16$)
neutral C3	n	$\langle B \rangle_{\bar{t}} \wedge ((CE \vee CS) \wedge BS_{os})$
C4	$\pi^0(\gamma)$	$\langle E \rangle_{\bar{t}} \wedge ((DE \vee DS) \wedge (FE \vee FS))$

Tabelle 4.2: Triggerbedingungen von DAPHNE. $\langle n_i \rangle_{\bar{t}}$ steht für das zeitlich gemittelte Photomultipliersignal eines Szintillators zwischen der Strahlengangs- und der Strahlausgangsseite. Die Indizes us (untere Schwelle) und os (obere Schwelle) verweisen auf die Einstellung der Signalschwellen.

ein kombinierter Trigger aus C3 und C4 verwendet. In Tabelle 4.2 sind die besprochenen Trigger noch einmal zusammengefaßt (eine genaue Beschreibung der Triggerelektronik befindet sich in [Lang96]). Es bleibt anzumerken, daß in den Testexperimenten ein kombinierter Trigger aus C1, C3 und C4 verwendet wurde, da Reaktionen der Ein-Pion-Photoproduktion untersucht werden sollten.

4.2.3 Rekonstruktion von Trajektorien geladener Spuren

In 3.3.2 wurde schon kurz auf die Rekonstruktion geladener Spuren eingegangen. Dabei wurden die Bedingungen beschrieben, unter denen eine Trajektorie als eindeutig identifiziert gilt. Die Effizienz der Rekonstruktion einer Trajektorie für minimal ionisierende Teilchen aus der kosmischen Höhenstrahlung ist größer als 99 %. Diese hohe Nachweiswahrscheinlichkeit der Drahtkammern ist eine Folge der niedrigen Zählrate und der klaren Signatur von Höhenstrahlereignissen. Die globale Effizienz der Rekonstruktion im Experimentbetrieb liegt bei $95 \pm 1\%$ für Pionen und 100 % für Protonen bei einer geladenen Spur und bei etwa $80 \pm 2\%$ für zwei geladenen Pionen [Lann99]. Die geringere Effizienz für zwei Pionen, die mit Ereignissen aus der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ bestimmt wurde, läßt sich durch Ereignisse erklären, bei denen eine Rekonstruktion des Schnittpunktes der drei Trajektorien fehlschlägt.

Der Algorithmus, der zur Identifikation geladener Spuren verwendet wird, liefert neben dem Emissionswinkel auch den Ursprungsort der Reaktion. Dieser sogenannte „Vertexpunkt“ muß deutlich innerhalb des Targetvolumens liegen, um Einflüsse des Targetkammermaterials klein zu halten. Deshalb werden an ein Ereignis mit geladenen Spuren Bedingungen gestellt, die den Reaktionsvertex auf dieses Volumen beschränken. In Abb. 4.7 sind diese Grenzen für das Polyethylen-Target eingezeichnet. Im linken Teil der Abbildung ist der Vertexpunkt der Trajektorien in Projektion auf die x-y-Ebene dargestellt. Dies ist die Ebene senkrecht zur Strahlrichtung. Der Strahl selbst liegt in etwa bei den Koordinaten (0,0). Wie man erkennen kann, liegen die meisten Ereignisse innerhalb des Targetvolumens. Eine Projektion dieser Ereignisse auf eine der Achsen ergäbe das

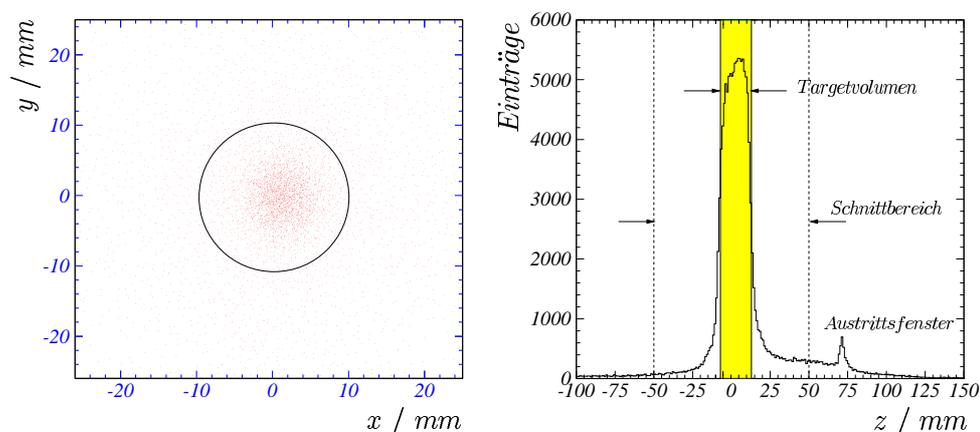


Abbildung 4.7: Die Vertexrekonstruktion für das Polyethylentarget. Die eingezeichneten Linien kennzeichnen die in der Analyse akzeptierten Bereiche (siehe auch Abb. 4.8).

Strahlprofil. Im rechten Teil von Abb. 4.7 ist die z -Verteilung der Trajektorien entlang des Strahles wiedergegeben. Wieder liegen die meisten Ereignisse innerhalb des Targetvolumens. Zusätzlich sind Ereignisse zu erkennen, die von den Fenstern des Frozen-Spin-Targets stammen und die in der Analyse durch die eingezeichneten Grenzbedingungen verworfen werden. Für Ereignisse mit zwei oder mehr geladenen Teilchen ist dies eine hinreichende Bedingung, da der Reaktionsvertex eindeutig aus dem Schnittpunkt der geladenen Trajektorien rekonstruiert werden kann. Für Ereignisse mit nur einer geladenen Trajektorie wird als Reaktionsvertex der Punkt der geladenen Teilchentrajektorie angenommen, dessen Abstand zur z -Achse minimal ist. Somit besteht hier eine gewisse Unsicherheit in der Vertexbestimmung. Die Bestimmung der verwendeten Grenzen ergibt sich aus der Geometrie der verwendeten Targets und aus der Analyse von Ereignissen mit mehr als einer geladenen Spur. Für lange Targets wie für das zur Eichung verwendete Wasserstofftarget stellt die Bestimmung der Grenzen kein Problem dar. Bei relativ kurzen Targets wie beim Polyethylentarget muß der akzeptierte Targetbereich jedoch größer als die physikalische Targetlänge gewählt werden, um die schon angesprochenen Unsicherheiten in der Spurrekonstruktion zu kompensieren. Dabei sollte beachtet werden, daß aufgrund der beschränkten Winkelakzeptanz von DAPHNE nur Ereignisse mit einem Polarwinkel zwischen 21° und 159° nachgewiesen werden können. Da das gaußförmige Profil des Photonstrahls während des Experiments mit einer Photon-Strahlkamera ständig auf vertikale Versätze des primären Elektronenstrahls hin überwacht wurde, kann hier davon ausgegangen werden, daß die Vertexkoordinaten in x - und y -Richtung immer innerhalb des Targetvolumens liegen. Außerdem kann aus der Änderung der während der Messung ständig durchgeführten Bestimmung der Taggingeffizienz ein Versatz der Strahlage sofort erkannt und entsprechend korrigiert werden.

4.2.4 Der Beitrag durch Untergrundereignisse

Bei der Wahl des Targetmaterials für die Untersuchung der helizitätsabhängigen Photoproduktion am Proton entschied man sich für Butanol, da es alle an ein polarisiertes Protonentarget gestellten Anforderungen am besten erfüllt. Wie ebenfalls in Abschnitt 3.4 und 3.4.1 schon ausgeführt wurde, ist zur Erzeugung hoher Polarisationsgrade das Targetmaterial möglichst tief abzukühlen. Die Komplexität dieser Kühlung hat zur Folge, daß neben dem eigentlichen Targetmaterial zusätzliche Materialien wie dünne Trennfenster im Photonenstrahl liegen. Die von diesen Materialien durch die Wechselwirkung mit dem Photonenstrahl erzeugten Reaktionsprodukte werden teilweise ebenfalls vom Detektorsystem nachgewiesen und bilden somit einen unerwünschten Untergrund zur eigentlichen polarisierten Photoproduktion. Allerdings fällt dieser Anteil bei jeder Differenzbildung heraus, da die Reaktionen an diesen Materialien keine Helizitätsabhängigkeit besitzen. Trotzdem ist eine Subtraktion des Untergrundbeitrages bei der Bestimmung differentieller und totaler Wirkungsquerschnitte, zu deren Auswertung sowohl bei der Verwendung von Daten aus Messungen mit polarisiertem als auch unpolarisiertem Target jeweils die Differenz zweier Messungen gebildet werden muß, sinnvoll, da dies zu einer Verringerung des systematischen Fehlers führt. Insbesondere im Falle reiner Targets wie beim Wasserstofftarget ist eine Separation des Untergrundanteils unumgänglich. Allerdings kann

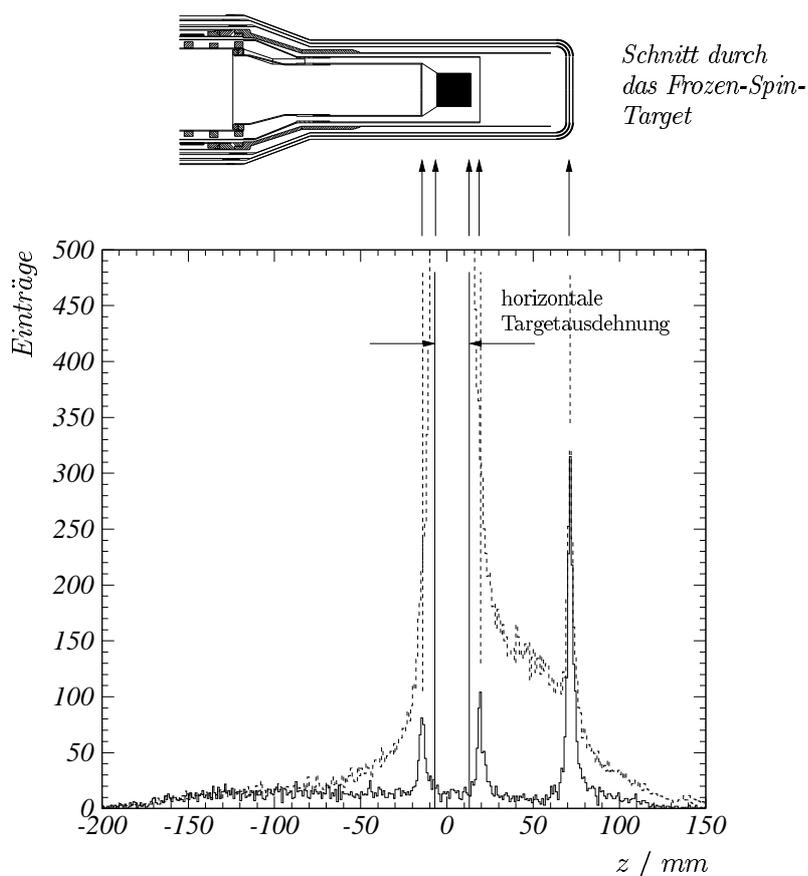


Abbildung 4.8: Vergleich zwischen einer Leertargetmessung (durchgezogene Linie) und einer Messung mit Polyethylentarget (gestrichelte Linie). Die Beiträge der Trennfolien aus dem oberhalb des Diagramms abgebildeten Targetkopf machen den größten Anteil am Untergrund in der Leertargetmessung aus.

hier aufgrund der großen Länge des Targets der Bereich der Ein- und Austrittsfenster ausgespart werden, ohne einen allzu großen Teil des aktiven Targetvolumens zu verlieren. Für die meisten Testmessungen, die in dieser Arbeit besprochen werden, wurde ein Target verwendet, das nicht einen derart komplexen Aufbau besitzt. In Abb. 4.8 ist beispielhaft der Untergrundanteil im Falle des Polyethylentargets dargestellt. Die Trennfolien des Targetkopfes heben sich eindeutig vom übrigen Untergrund ab. Der im Bereich des Polyethylen liegende Untergrundanteil beträgt 0,63 % bezüglich der rekonstruierten Ereignisse einer Messung mit Targetmaterial.

4.2.5 Die Behandlung neutraler Ereignisse

Aufgrund der hohen Nachweiseffizienz für geladene Teilchen in DAPHNE wird im allgemeinen darauf verzichtet, den Anteil neutraler Teilchen einer Reaktion zu detektieren. Dies ist solange möglich, wie die Reaktion durch den Anteil geladener Teilchen eindeutig charakterisierbar ist. Ist dies jedoch aufgrund geometrischer Akzeptanzen oder der

Höhe der Nachweisschwellen nicht möglich, so müssen auch neutrale Teilchen nachgewiesen werden. Da DAPHNE im Gegensatz zu den übrigen Detektoren als einziger eine hinreichend große Nachweiswahrscheinlichkeit für neutrale Teilchen besitzt, wurden hierfür eigens zwei Triggerbedingungen eingerichtet. Für Neutronen, deren Nachweiswahrscheinlichkeit bei etwa 20 % liegt, existiert der Trigger C3 (siehe auch Abschnitt 4.2.2). Außerdem wurde in Abschnitt 4.2.2 schon ausgeführt, warum der Nachweis von Neutronen nicht eindeutig möglich ist. Für den Nachweis neutraler Mesonen (π^0 - und η -Meson), für die die Nachweiswahrscheinlichkeit bei maximal 25 % liegt, ist der Trigger C4 vorgesehen.

Eine notwendige Signatur für den Nachweis des π^0 -Mesons ist die Detektion beider beim Zerfall entstehenden Photonen. Die Nachweisschwelle ist dabei durch die Produktionsschwelle definiert. Es wird jedoch verlangt, daß neben dem Fehlen einer Signatur in den Drahtkammern beide Zerfallsphotonen in verschiedenen Szintillatoren von DAPHNE anschauen. Denn so kann über die Zeitdifferenz in den TDC-Signalen der beiden Photomultiplier des Szintillators ein Zerfallswinkel berechnet werden. An diesen können über die Kinematik des Pionzerfalls bestimmte Bedingungen gestellt werden, die zu einer starken Reduktion von Untergrundereignissen führen. Dies ist jedoch nur unterhalb von 400 MeV möglich, da nur in diesem Energiebereich alle hadronischen Konkurrenzreaktionen vernachlässigbar sind. Zwar ist aus dieser Definition der Öffnungswinkel zwischen beiden Zerfallsphotonen bestimmbar, allerdings kann eine Rekonstruktion des π^0 -Erzeugungswinkels nur mit sehr großer Ungenauigkeit erfolgen, da die exakte Bestimmung der Energie der beiden Photonen aufgrund der unbekanntenen Energiedepositionen in den Konverterlagen von DAPHNE unmöglich ist. Der Versuch einer Eichung (siehe [Seit99]) führte zu einer Energieauflösung größer als 150 MeV und einer Winkelauflösung schlechter als 50° . Hieraus folgt unmittelbar, daß nur totale Wirkungsquerschnitte und keine im Winkel differentiellen Wirkungsquerschnitte angegeben werden können. Dies ist zwar für die Verifikation der GDH-Summenregel ausreichend, jedoch wäre es wünschenswert gewesen, auch in den kinematischen Bereichen, in denen kein geladenes Teilchen detektiert werden kann, Daten für eine Partialwellenzerlegung zur Verfügung zu haben. Für das η -Meson wird das Ganze durch die hohe Produktionsschwelle erschwert. Dies liegt daran, daß bei Photonenergien oberhalb von 400 MeV der Beitrag durch Reaktionen mit der Erzeugung von mehr als einem neutralen Meson so hoch wird, daß eine eindeutige Identifikation des Reaktionskanales nicht mehr möglich ist.

In der vorliegenden Arbeit wird auf den Nachweis neutraler Teilchen verzichtet. Jedoch soll betont werden, daß im allgemeinen ein Nachweis neutraler Teilchen in Abwesenheit geladener Spuren unverzichtbar ist, da insbesondere für Protonen die Nachweisschwelle sehr hoch liegt. Nur so kann das Ziel der GDH-Kollaboration in Mainz erfüllt werden, den Niederenergiebereich bis 800 MeV vollständig abzudecken.

4.3 Die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$

Die letzten Abschnitte behandelten ausführlich den Nachweis neutraler und geladener Teilchen im Detektorsystem DAPHNE. Um ein Beispiel der Effizienz der Detektion geladener Teilchen zu geben, wird im folgenden ein sehr einfaches Verfahren vorgestellt, den Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ mit den im Testexperiment erhaltenen

Daten zu reproduzieren. Hierbei soll insbesondere auf die Rekonstruktion der geladenen Teilchen mit der später vorzustellenden Energie-Reichweiten-Methode in Abschnitt 4.4.4 verzichtet werden. Vielmehr kann davon ausgegangen werden, daß bei einem Nachweis von gleichzeitig 3 geladenen Trajektorien in den Drahtkammern oberhalb einer Photonenergie von 500 MeV dieses Ereignis eindeutig diesem Reaktionskanal zugeordnet werden kann. Da hiermit eine erste Testmöglichkeit gegeben wird, die Annahme zu überprüfen, daß der Wasserstoffanteil aus den Daten mit Polyethylen- und Kohlenstofftarget durch einfache Differenzbildung zu erhalten ist (siehe 4.4.1), wurde dieser Reaktionskanal für eine Überprüfung ausgewählt. Weiterhin konnte somit gezeigt werden, daß in der Methode der Bestimmung von Wirkungsquerschnitten, die allerdings erst später vorgestellt werden soll (siehe 5.1), keine großen systematischen Fehler enthalten sind.

Die Impulsrekonstruktion der 3 geladenen Spuren erfordert, daß aus den Drahtkammersignalen 3 getrennte Trajektorien rekonstruiert werden konnten. Ferner sind die in Abschnitt 4.2 dargestellten globalen Schnitte für eine Selektion auf die Ereignisse anzuwenden. Weiterhin wurde verlangt, daß mindestens eine Trajektorie mit einer Signatur in den Szintillatoren verbunden ist. Aus den bekannten Polar- und Azimutalwinkeln (θ_i, ϕ_i mit $i = 1, 2, 3$) aller Trajektorien und der Photonenergie E_γ kann dann für jedes Ereignis der Impuls jeder Spur bestimmt werden. Allerdings ist keine eindeutige Aussage über die Teilchenidentität möglich. Dies würde eine aufwendigere Analyse und Auswertung der Szintillatorsignale erfordern. Wegen der Impulserhaltung gilt, daß

$$\vec{p}_{\text{Beginn}} = \vec{p}_{\text{Ende}}$$

bzw.

$$\vec{p}_\gamma + \vec{p}_{\text{Target}} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3.$$

Da die Rekonstruktion der Impulse und Winkel im Laborsystem erfolgt, in dem das Target in Ruhe ist, gilt hier

$$\begin{aligned} 0 &= p_{x\gamma} = p_1 \sin \theta_1 \cos \phi_1 + p_2 \sin \theta_2 \cos \phi_2 + p_3 \sin \theta_3 \cos \phi_3 \\ 0 &= p_{y\gamma} = p_1 \sin \theta_1 \sin \phi_1 + p_2 \sin \theta_2 \sin \phi_2 + p_3 \sin \theta_3 \sin \phi_3 \\ p_{z\gamma} &= p_1 \cos \theta_1 + p_2 \cos \theta_2 + p_3 \cos \theta_3 \end{aligned}$$

oder in Matrixschreibweise

$$\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ p_{z\gamma} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin \theta_1 \cos \phi_1 & \sin \theta_2 \cos \phi_2 & \sin \theta_3 \cos \phi_3 \\ \sin \theta_1 \sin \phi_1 & \sin \theta_2 \sin \phi_2 & \sin \theta_3 \sin \phi_3 \\ \cos \theta_1 & \cos \theta_2 & \cos \theta_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_1 \\ p_2 \\ p_3 \end{pmatrix}.$$

Dies kann vereinfachend geschrieben werden als $\vec{p}_{\text{Anfang}} = \mathcal{A} \vec{p}_{\text{Ende}}$. Die Lösung für p_1 , p_2 und p_3 ist folglich durch das Lösen des Gleichungssystems

$$\vec{p}_{\text{Ende}} = \mathcal{A}^{-1} \vec{p}_{\text{Beginn}} \quad (4.2)$$

gegeben. Nun muß eine eindeutige Zuordnung der rekonstruierten Impulse zu den Teilchen Proton und Pion erfolgen. Hierzu kann man die Energieerhaltung zu Hilfe nehmen, die besagt, daß $E_{\text{Anfang}} = E_{\text{Ende}}$ gilt. In unserem Fall folgt daraus

$$E_\gamma + M_{\text{Target}} = \sqrt{p_1^2 + M_1^2} + \sqrt{p_2^2 + M_2^2} + \sqrt{p_3^2 + M_3^2}. \quad (4.3)$$

Das Ziel besteht somit in der Bestimmung der Massen M_1 , M_2 und M_3 , um somit jeder Spur einen Teilchentyp zuordnen zu können. Im Endzustand befinden sich ein Proton p

4.3. DIE REAKTION $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$

Teilchenmasse	M_1	M_2	M_3
Permutation 1	p	π	π
Permutation 2	π	p	π
Permutation 3	π	π	p

Tabelle 4.3: Mögliche Permutationen für Glg. 4.3.

und ein negativ bzw. positiv geladenes Pion π^+ und π^- . Zwischen letzteren kann allerdings nicht unterschieden werden. Daraus folgt, daß es drei mögliche Permutationen gibt, von denen eine Gleichung 4.3 am besten erfüllt.

Der Vorteil dieses Verfahrens liegt in der einfachen Implementierung und schnellen Berechnung in der Analyse. Allerdings ist dies auch mit zwei Nachteilen verbunden. Zum einen kann es vorkommen, daß aufgrund des intrinsischen Fehlers der Winkelrekonstruktion eine falsche Permutation einen kleineren Fehler als die richtige Permutation erhält. Dies ist insbesondere dann der Fall, wenn alle drei Spuren fast koplanar zueinander liegen. Zum anderen kann oberhalb einer Photonenergie von 500 MeV ein weiteres neutrales Pion erzeugt werden, welches dann zu einer ungewollten Kontamination führt. Deshalb ist es sinnvoll eine obere Grenze für die erlaubte Differenz ($E_{\text{Beginn}} - E_{\text{Ende}}$) zu setzen.

Für alle Permutationen wurde dann die Endenergie E_{Ende} berechnet und die Differenz $\Delta E = E_{\text{Beginn}} - E_{\text{Ende}}$ graphisch aufgetragen (siehe Abb. 4.9). Hierbei wurde vorher die auf den Photonenfluß normierte Differenz aus den Daten an Polyethylen und Kohlenstoff gebildet, um den Anteil zu erhalten, der nur vom Wasserstoff herrührt. Auf das Verfahren der Differenzbildung soll jedoch erst in Abschnitt 4.4.1 näher eingegangen werden. Es ist ferner anzumerken, daß ΔE um Null liegen muß, falls die richtige Permutation ausgewählt wurde. Für eine falsche Permutation sollte ΔE jedoch weit weg von Null liegen. Dies wird eindrucksvoll in Abbildung 4.9 durch das scharfe Maximum bei $\Delta E = 0$ MeV und durch

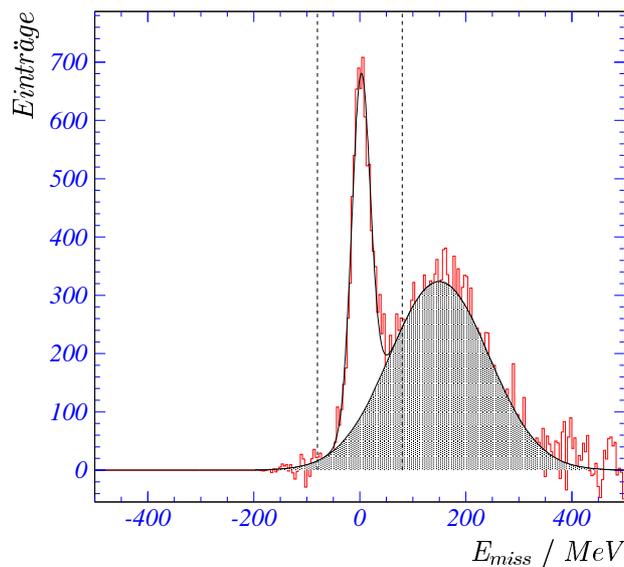


Abbildung 4.9: Energiedifferenzspektrum ($E_{\text{Beginn}} - E_{\text{Ende}}$) für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$.

die breite grau schraffierte Verteilung, deren Maximum bei etwa $\Delta E = 140$ MeV liegt, demonstriert. Aus Abbildung 4.9 ist jedoch ebenfalls ersichtlich, daß der Ausläufer der Verteilung für falsche Permutationen die Verteilung der richtigen Permutationen überlagert. Um eine Separation beider Verteilungen durchführen zu können, wurde das Differenzenergiespektrum durch eine Kombination zweier Gaußfunktionen angepaßt. Das Ergebnis dieser Anpassungen ist in Abbildung 4.9 durch die durchgezogenen Linien angedeutet. Die Anzahl wahrer Ereignisse ist dann durch die Anzahl der Ereignisse gegeben, die unter der um Null zentrierten Verteilung liegen, nachdem der Anteil der gaußangepaßten Verteilung der falschen Permutationen abgezogen wurde. Für die Integration wurde eine Grenze von $|E_{\text{Beginn}} - E_{\text{Ende}}| < 80$ MeV gewählt. Wird dieses Verfahren auf verschiedene Photonenergiebereiche angewendet, kann der auf die Winkelakzeptanz des DAPHNE-Detektors beschränkte Wirkungsquerschnitt bestimmt werden. Dieser muß allerdings noch auf die Nachweiseffizienz korrigiert werden. Letztere wurde mit dem Programmpaket GEANT (siehe Abschnitt 5.1.1) bestimmt. Im Falle der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ wird die Nachweiseffizienz hauptsächlich durch koplanare Ereignisse erniedrigt. Für diese wird die Matrix \mathcal{A} (siehe Glg. 4.2) singulär und kann nicht invertiert werden. Der so berechnete Wirkungsquerschnitt ist in Abbildung 4.9 im Ver-

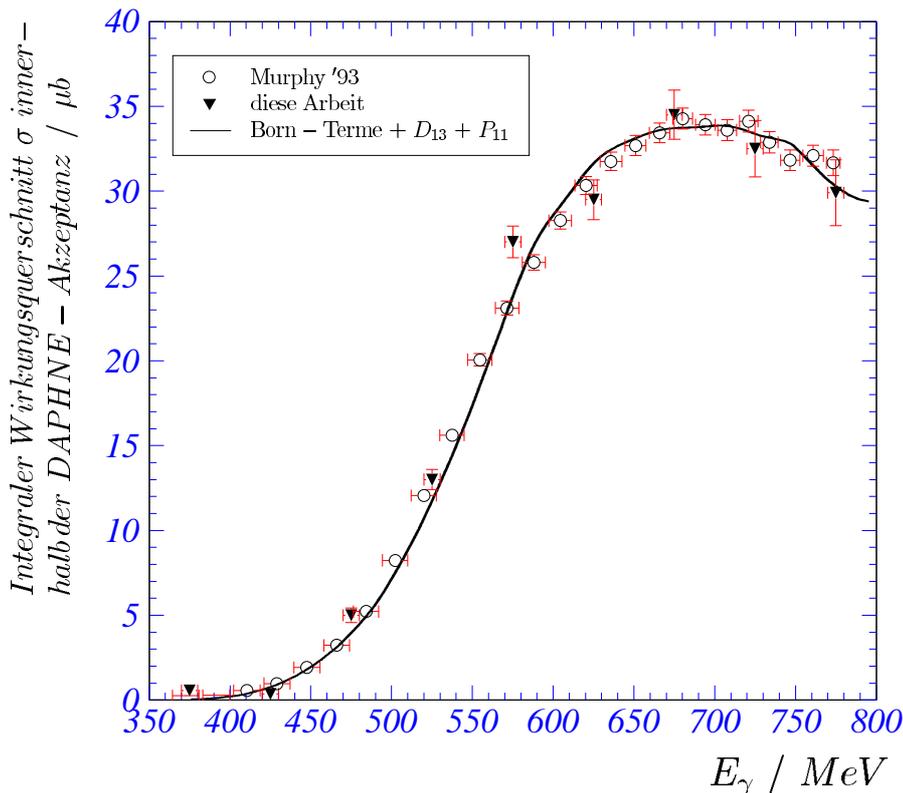


Abbildung 4.10: Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ innerhalb des Akzeptanzbereiches von DAPHNE.

gleich mit Daten aus [Murp93] aufgetragen. Die durchgezogene Linie ist eine theoretische Rechnung des Modells von Laget-Murphy, welche die Bornterme und die Resonanzen D_{13} und P_{11} miteinbezieht, und die an die experimentellen Daten [Murp93] angepaßt wurde. Man erkennt eine im Rahmen der Fehler gute Übereinstimmung.

Es sei nochmals darauf hingewiesen, daß dies nur eine sehr einfache Methode zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ mit dem DAPHNE-Detektor darstellt. Insbesondere wurden auch keine Aussagen über den systematischen Fehler dieser Methode gemacht (in Abb. 4.10 sind nur die statistischen Fehler eingezeichnet). Eine genauere Analyse (siehe [Lang20]) bedarf deshalb auch der Bestimmung der Teilchenimpulse.

4.4 Methoden zur Selektion von Protonen und Pionen aus den Ein-Pion-Photoproduktionskanälen $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow n\pi^+$

Im Abschnitt 4.2.1 wurden die Grundlagen für die Detektion von geladenen und ungeladenen Teilchen dargelegt. Nunmehr müssen Methoden gefunden werden, die eine eindeutige Zuordnung dieser Ereignisse zu definierten Teilchensorten gewährleisten. Im Gegensatz zu der Analysemethode, die im letzten Abschnitt für den Kanal $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ vorgestellt wurde und die keine genaue Unterscheidung zwischen verschiedenen geladenen Teilchensorten zuließ, ist es das Ziel dieses Abschnitts, einen eindeutigen Algorithmus zu finden, geladene Teilchen zu identifizieren. Da wir uns in dieser Arbeit auf die beiden Ein-Pion-Photoproduktionskanäle $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ beschränken wollen, entspricht eine Identifizierung von Protonen und Pionen unterhalb einer Photonenergie von $E_\gamma = 450$ MeV einer Unterscheidung der beiden Kanäle. Die abgebildeten Spektren von experimentellen Daten dieses Kapitels sind fast ausnahmslos Differenzspektren aus Daten an Polyethylen und Kohlenstoff, falls nicht anders angegeben. Auf die Methode der Differenzbildung wird im weiteren Verlauf des Kapitels eingegangen.

4.4.1 Einfache Separationsmethode

Im folgenden soll eine einfache Methode der Separation verschiedener Teilchentypen vorgestellt werden. Bei einem Detektorrhodoskop, wie es der DAPHNE-Detektor darstellt, bietet sich eine Technik an, die auf der Auswertung der Energieverluste innerhalb der einzelnen Szintillatorlagen beruht. Hierbei wird ausgenutzt, daß der differentielle Energieverlust eines Teilchens in einem Medium von seiner Identität (Ladung, Masse, etc.) und kinetischen Energie abhängt. Durchqueren geladene Teilchen Materie, so geben sie durch Stöße mit dem Medium ihre Energie ab. Für schwerere Teilchen wie Protonen wird der Energieverlust in dem uns interessierenden Impulsbereich fast ausschließlich durch Wechselwirkungen mit den Hüllenelektronen des Szintillatormaterials bestimmt, die zur Anregung oder Ionisation der Atome führen. Der Energieverlust durch Ionisation wird durch die Bethe-Bloch-Formel [Beth30, Bloc33] beschrieben. Demnach spielen nur die Ladung und die Geschwindigkeit der Teilchen für die Energiedeposition eine Rolle. Für Elektronen und geladene Pionen kommt neben dem Ionisationsenergieverlust die Bremsstrahlung noch als weiterer wichtiger Prozeß hinzu. Dieser Prozeß ist stark materialabhängig und wächst annähernd linear mit der Energie und quadratisch mit der Ladungszahl Z des Mediums. Oberhalb einer kritischen Energie E_{krit} , die grob mit $E_{krit} \approx 600 \text{ MeV}/Z$

parametrisiert werden kann, überwiegt für Elektronen der Energieverlust durch Bremsstrahlung gegenüber dem durch Ionisation.

Ohne einen komplizierten Algorithmus anzuwenden, kann aus den Energiedepositionen in den Lagen, die das betreffende Teilchen durchquert hat, durch einfache geometrische Betrachtung eine Separation aufgrund der soeben erläuterten Abhängigkeiten erfolgen. Wird der differentielle Energieverlust eines Teilchens mit dessen Gesamtenergie verglichen, so erhält man bei einer graphischen Auftragung beider Größen gegeneinander Gebiete, die eindeutig jeweils einem Teilchentyp zugeordnet werden können. Dies soll im folgenden beispielhaft an Teilchen, die in Lage *B* gestoppt wurden (vereinfachend als STOP B Teilchen bezeichnet), demonstriert werden. Die Dicken der einzelnen Szintillatorbalken des Detektors DAPHNE wurden so dimensioniert, daß eine optimale Teilchenidentifizierung in dem kinematischen Bereich der Niederenergiephysik möglich ist, der vom Beschleuniger MAMI vorgegeben wird. So besteht die Ebene *A* aus einem dünnen Szintillator, der zur Bestimmung des differentiellen Energieverlustes ΔE geeignet ist. Andererseits ist die Dicke des Szintillators der Ebene *B* so dimensioniert, daß ein Großteil aller in photonuklearen Reaktionen erzeugten Protonen darin ihre restliche kinetische Energie verlieren. Allerdings kann die Dicke nicht derart maximiert werden, daß kein Teilchen mehr den Szintillator verläßt. Bei neutralen Teilchen muß dafür gesorgt werden, daß eine möglichst effektive Konversion in zusätzlich angebrachten Materiallagen erfolgt. Hieraus resultiert der zwiebelschalenartige Aufbau des DAPHNE-Detektors. Die Ebene *B* besitzt den weiteren Vorteil, daß sie aufgrund ihrer Dicke das beste Zeit- und Energieauflösungsvermögen besitzt (siehe Abschnitt 4.1.1).

In Abbildung 4.11 wurde der Energieverlust in Lage *A*, korrigiert auf die zurückgelegte Wegstrecke in diesem Szintillator, über dem totalen Energieverlust in den Ebenen *A* und *B* aufgetragen, der ein Maß für die Gesamtenergie des Teilchens darstellt. Es sind verschiedene bananenförmige Bänder zu erkennen, die jeweils einem Teilchentyp (Protonen,

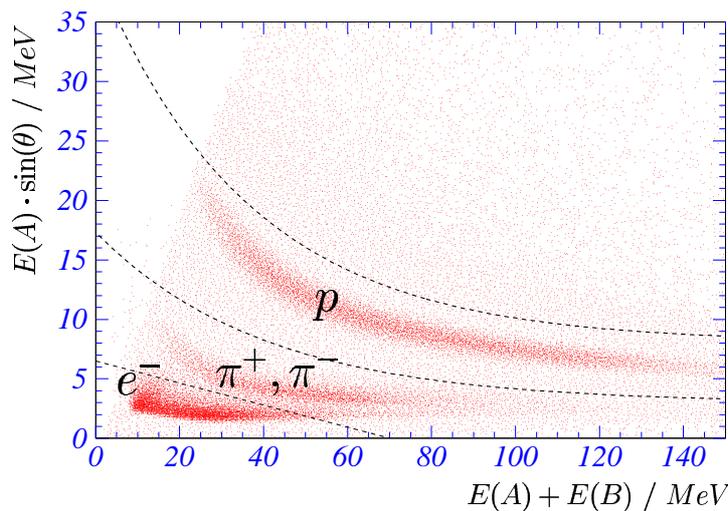


Abbildung 4.11: *Spektrum des differentiellen Energieverlusts, den ein Teilchen in einem dünnen Szintillator (Ebene A) erlitten hat, gegenüber seiner Gesamtenergie, dargestellt für Teilchen, die in Lage B gestoppt wurden. Durch einfache geometrische Schnitte können verschiedene Teilchenarten ausgewählt werden.*

Pionen oder Elektronen) zugeordnet werden können. Mittels geometrischer Schnitte, die in der Darstellung als hyperbolische Linien zu erkennen sind, kann dann der entsprechende Teilchentyp ausgewählt werden. Das Verfahren ist allerdings nicht auf Ereignisse anwendbar, bei denen das geladene Teilchen die Ebene B nicht erreicht hat. Hier kommt ein ähnliches Verfahren zur Anwendung, das auf die Messung des integralen Ladungspulses, der beim Durchtritt eines geladenen Teilchens durch die Drahtkammern an den Kathodenstreifen entsteht, zurückgreift. Hierauf soll im nächsten Abschnitt näher eingegangen werden. Die Wahl der Schnittfunktionen kann optimiert werden, indem das Verhalten und die Entwicklung der Regionen bei verschiedenen Photonenergien betrachtet wird. In Abbildung 4.12 ist das Energieverlustspektrum für sechs verschiedene Photonenergien dargestellt. Neben der Energieabhängigkeit der drei Teilchenregionen wird hier ein Problem erkennbar, das umso bedeutender wird, je höher die Photonenergie gewählt wird: Aufgrund von hadronischen Verlusten überlagert das Band der Pionen immer mehr das

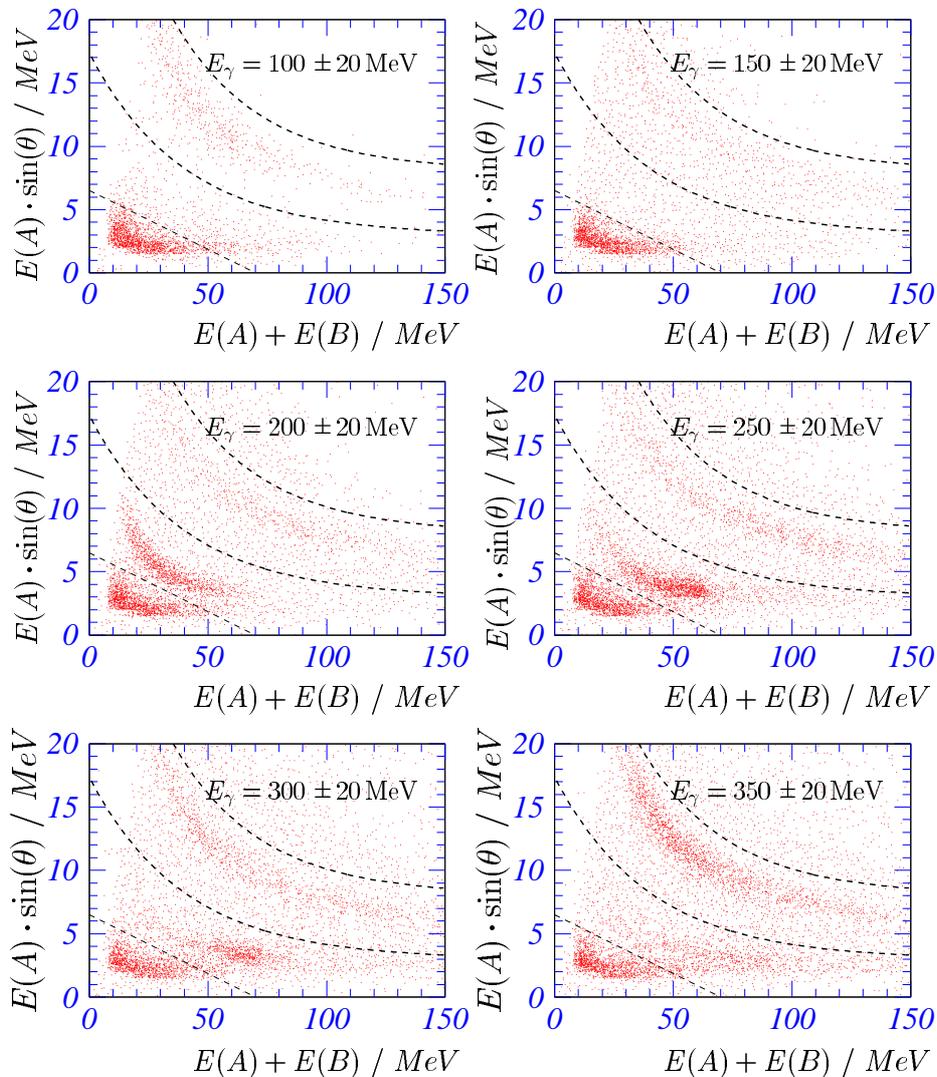


Abbildung 4.12: Energieabhängigkeit des Streudiagramms aus Abbildung. 4.11.

Gebiet der Elektronen, so daß eine eindeutige Trennung immer schwieriger erscheint. Das Ziel eines Schnittes muß demnach in diesem Fall sein, so wenig wie möglich an Pionereignissen zu verlieren. Für eine saubere Trennung von Pion- und Elektronereignissen sind deswegen weitere Separationsalgorithmen zu suchen.

4.4.2 Spezielle Behandlung der ersten Szintillatorebene im Detektorsystem DAPHNE

Für geladene Teilchen, die ihre kinetische Energie vollständig abgegeben haben, ohne die zweite Detektorlage *B* von DAPHNE zu erreichen, kann die im letzten Abschnitt besprochene Separationsmethode nicht direkt angewendet werden. Dies liegt in der Tatsache begründet, daß in diesem Fall nur ein einziger Szintillationszähler ein Signal erzeugt hat und somit hier die einzige Energieinformation liefert. Eine Rekonstruktion der kinetischen Energie des Teilchens ist deswegen nicht möglich, da in diesem Szintillator nicht die gesamte kinetische Energie deponiert wird und ein unbekannter Anteil in den sich zwischen Target und dieser Lage befindlichen Materialien verloren geht. Allerdings erhält man neben den Spurinformatoren der Trajektorie eine zusätzliche Information von den Drahtkammern. Beim Durchgang des geladenen Teilchens durch das Gasvolumen der Drahtkammer werden die Gasatome entlang der Teilchenspur ionisiert, und die freigesetzten Elektronen driften zu den Anodendrähten. Die durch die hohe Feldstärke an den Anodendrähten entstehende Influenzladung hat einen meßbaren Spannungspuls zur Folge. Da die Kammern im Proportionalbereich betrieben werden, ist dieser Spannungspuls für den jeweiligen Energieverlust des Teilchens charakteristisch und kann zu einer Identifikation herangezogen werden. Die integrale Ladungsmessung aller zu einer Teilchenspur gehörigen Kathodenstreifen, die als differentielle Energieverlustsmessung des Teilchens in den Drahtkammern interpretiert werden kann, ermöglicht so die Rekonstruktion der Energie des Teilchens, das in Lage *A* gestoppt wurde.

Bevor jedoch diese zusätzliche Information ausgewertet werden soll, wird kurz auf ein Problem eingegangen, daß insbesondere im Fall der ersten Detektorlage *A* von DAPHNE zum Tragen kommt. Für die weiteren Lagen *B* bis *F* ist eine Trennung des elektromagnetischen Untergrundes von den geladenen Pionen in einem ersten Schritt durch einen einfachen geometrischen Schnitt wie in Abbildung 4.11 möglich. In den Streudiagrammen für Teilchen, die in Lage *A* gestoppt wurden und die später in diesem Abschnitt vorgestellt werden sollen und den schon besprochenen $\Delta E/E$ -Spektren entsprechen, zeigt sich jedoch, daß eine Trennung aller geladenen leichten Teilchen voneinander auf diese Art nicht erfolgen kann. Über die Kinematik der beiden Ein-Pion-Photoproduktionskanäle können jedoch Schnittbedingungen formuliert werden, die den Anteil des insbesondere in Vorwärtsrichtung ($\theta < 30^\circ$) emittierten elektromagnetischen Untergrundes stark zu reduzieren vermögen. Hierzu wurde mit dem Programmpaket GEANT der kinematische Phasenraum in den Observablen des Impulses p und der Photonenergie E_γ bestimmt, der für die Protonen und Pionen aus den beiden Ein-Pion-Photoproduktionskanälen zugänglich ist, die in der ersten Detektorlage stoppen. In Abbildung 4.13 ist dies im Vergleich von Simulation und Experiment dargestellt. Die eingezeichneten Schnittbedingungen folgen aus der im rechten Teil gezeigten Simulation mit GEANT. Daß hier auch in den Bereichen, die eigentlich kinematisch verboten sind, Ereignisse zu erkennen sind, liegt in

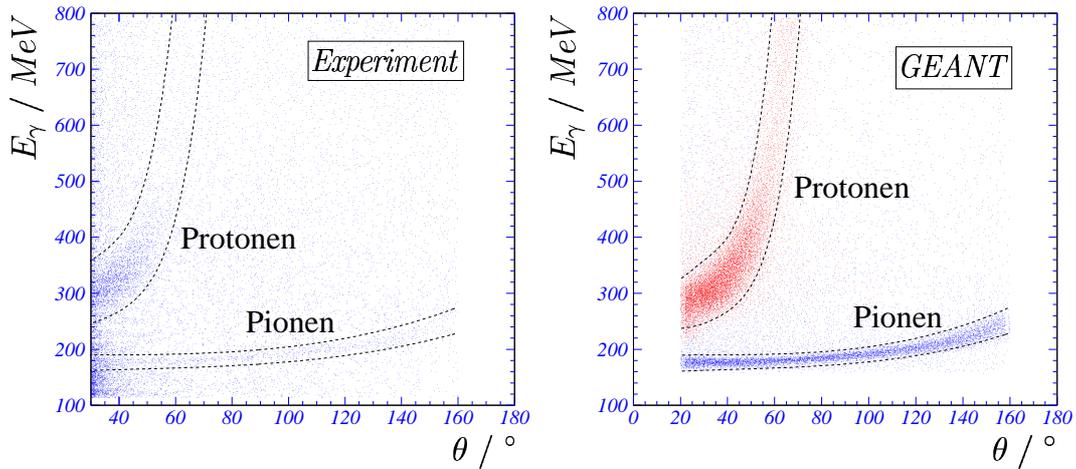


Abbildung 4.13: Kinematisch erlaubter Phasenraum für die beiden Ein-Pion-Photo-produktionskanäle für Teilchen, die in der ersten Szintillatorlage gestoppt wurden. Im rechten Teil ist eine GEANT-Simulation dargestellt, die die Schnitte definiert, die im Experiment (linker Teil) zu einer Trennung genutzt werden können.

der Tatsache begründet, daß Protonen oder Pionen, wenn sie sich durch Materie bewegen, neben dem Prozeß der Ionisation auch durch Vielfachstreuung und hadronische Wechselwirkungen Energie verlieren, so daß sie verfrüht stoppen. Auf derartige Details der Simulation soll jedoch erst in Abschnitt 5.1.1 näher eingegangen werden. Diese Ereignisse sind vom verbleibenden Untergrund nicht zu trennen und werden durch die angedeuteten Schnitte verworfen. In beiden Teilen von Abbildung 4.13 ist eine deutliche Trennung zwischen dem Gebiet, das den Protonen zuzuordnen ist, und dem Gebiet, das den Pionen zuzuordnen ist, erkennbar. Allerdings laufen beide Bänder für kleine Streuwinkel mit dem im Vorwärtswinkelbereich vorhandenen Untergrund zusammen, so daß hier auch im eingezeichneten Schnittbereich keine eindeutige Trennung möglich ist. Für das Experiment wurde das Streudiagramm für einen Laborwinkel größer als $\theta = 30^\circ$ aufgetragen. Dies geschah aus rein optischen Gründen, da sonst der für Winkel $\theta < 30^\circ$ sehr dominante Untergrundanteil das schwach ausgeprägte Pionband überdeckt hätte. Die angedeutete Separationsmethode ist die einzige Möglichkeit in der ersten Detektorlage geladene Pionen außer für Polarwinkel in Vorwärtsrichtung sauber vom Untergrund zu trennen. Dieselben Spektren sind natürlich auch auf die Lagen B bis F anwendbar und führen auch hier zu einer verbesserten Reduktion von Untergrundereignissen. Für Protonen kann diese Methode als erste Schnittoption angesehen werden. Im folgenden soll nur auf eine Verbesserung der Abtrennung der Protonen eingegangen werden.

Die am Anfang dieses Abschnitts beschriebene Auswertung der Kathodenstreifen liefert ein Signal, das als Maß für den differentiellen Energieverlust dienen kann. Somit ist es auch für die erste Detektorlage A von DAPHNE möglich, ein $\Delta E/E$ -Spektrum zu erzeugen, das zur Definition von Schnittbedingungen herangezogen werden kann. In Abbildung 4.14 ist das integrale Ladungssignal der Drahtkammern ΔE_{MWPC} über der Energiedeposition in der ersten Szintillatorebene A für Teilchen aufgetragen, die in dieser Lage gestoppt wurden. Im linken Teil der Abbildung ist das Streudiagramm der Rohdaten gezeigt, auf

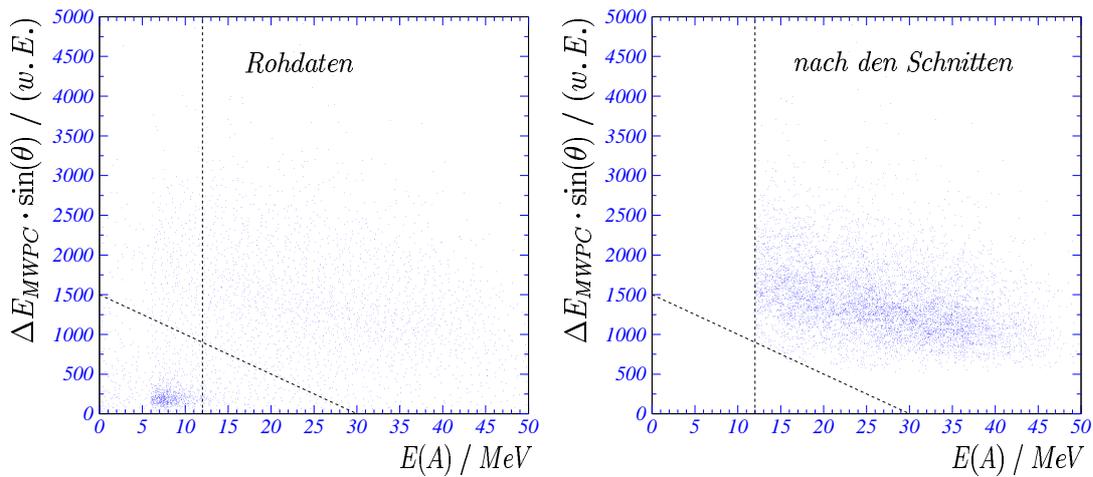


Abbildung 4.14: Protonenidentifikation in Lage A von DAPHNE durch Bedingungen an den differentiellen Energieverlust. Links ist das Streudiagramm der Rohdaten dargestellt, während rechts alle im Text besprochenen Schnitte darauf angewandt wurden, die durch die Linien angedeutet sind.

das nur die globalen Schnitte aus Abschnitt 4.2 angewandt wurden. Die in der linken unteren Ecke erkennbare Anhäufung von Ereignissen, die hauptsächlich vom Elektronen-Untergrund herrührt, dominiert das Spektrum derart, daß das Gebiet der Protonen kaum erkennbar ist. Dieses tritt erst deutlich hervor, wie im linken Teil zu erkennen ist, wenn auf die Rohdaten weitere Schnitte angewandt werden, die aus Daten an reinem Wasserstoff und aus GEANT-Simulationen abgeleitet wurden. Besonders wichtig erscheint der kinematische Schnitt, der fordert, daß in der ersten Szintillatorlage mindestens eine Energie von 12 MeV deponiert wurde. Diese hohe Schwelle trennt einen Großteil des elektromagnetischen Untergrundes ab. Alle weiteren Schnitte führen nur zu einer Verfeinerung der Trennung und einer verbesserten Abtrennung der verbleibenden Pionereignisse. Bei den Simulationen tritt die Schwierigkeit auf, daß keine Energieeichung der Kathodenstreifensignale vorliegt. Der Versuch einer Eichung scheitert hier an der extrem schlechten Energieauflösung der Kammersignale. Dies wird bei einer Betrachtung von Abbildung 4.15 deutlich. Hier wurde mittels einer GEANT-Simulation der Energieverlust in den Drahtkammern

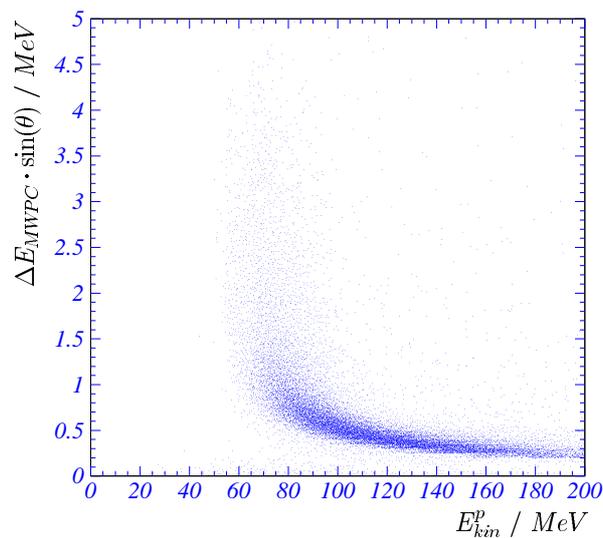


Abbildung 4.15: Abhängigkeit der Energiedeposition in den Drahtkammern von der Energie des durchlaufenden Protons.

über der kinetischen Energie des durchlaufenden Protons aufgetragen. Die Streuung der Amplitude der Kammer signale insbesondere bei kleinen Protonenenergien ist derart groß, daß jeder Versuch einer Eichung sinnlos erscheint. Dies bedeutet, daß jede Schnittfunktion, die von der Größe der Energiedeposition ΔE_{MWPC} abhängig ist, keine Protonenereignisse entfernen darf, da aufgrund der fehlenden Eichung eine spätere Effizienzkorrektur mit Hilfe von GEANT nicht möglich ist. Die soeben beschriebene Selektion der Protonenereignisse ist noch effektiver durchführbar, wenn man das Streudiagramm für verschiedene Polarwinkelbereiche generiert. Das Resultat ist für vier verschiedene Bereiche in Abbildung 4.17 dargestellt. Wie in Abbildung 4.13 ist zu erkennen, daß der Elektronenanteil im wesentlichen in Vorwärtsrichtung eine Rolle spielt. Je weiter man zu großen Polarwinkeln θ übergeht, desto kleiner wird der Elektronen-Untergrund. Außerdem wird bei größeren Polarwinkeln die Trennung der Protonen vom elektromagnetischen Untergrund im Vergleich zu Abbildung 4.14 immer deutlicher.

Weitere Schnittbedingungen zur Verbesserung der Proton-, Pion- und Elektron-Separation lassen sich aus der Abhängigkeit der Kathodenstreifensignale vom Polarwinkel der gela-

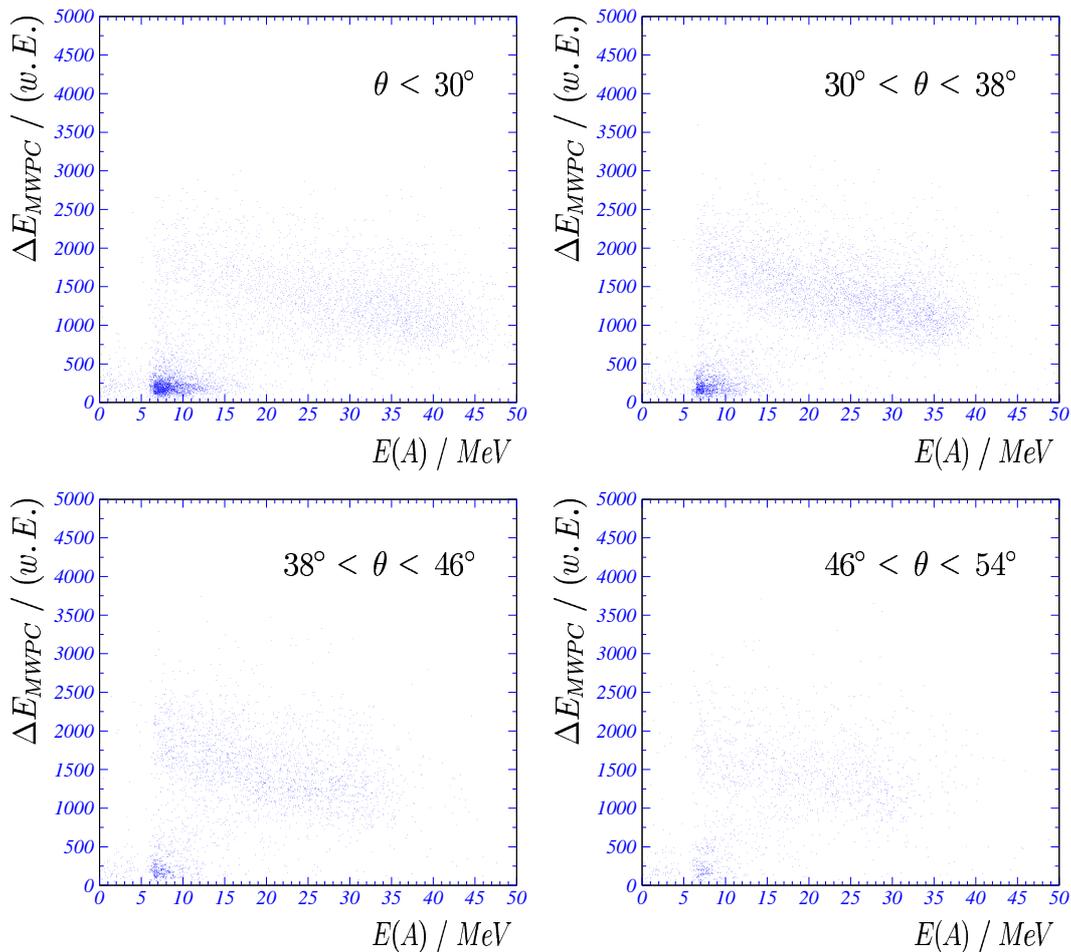


Abbildung 4.16: Streudiagramme des differentiellen Energieverlusts in den Drahtkammern in Abhängigkeit vom akzeptierten Polarwinkelbereich. Es ist eine sehr deutliche Trennung zwischen Protoninsel und der Insel des elektromagnetischen Untergrundes zu erkennen.

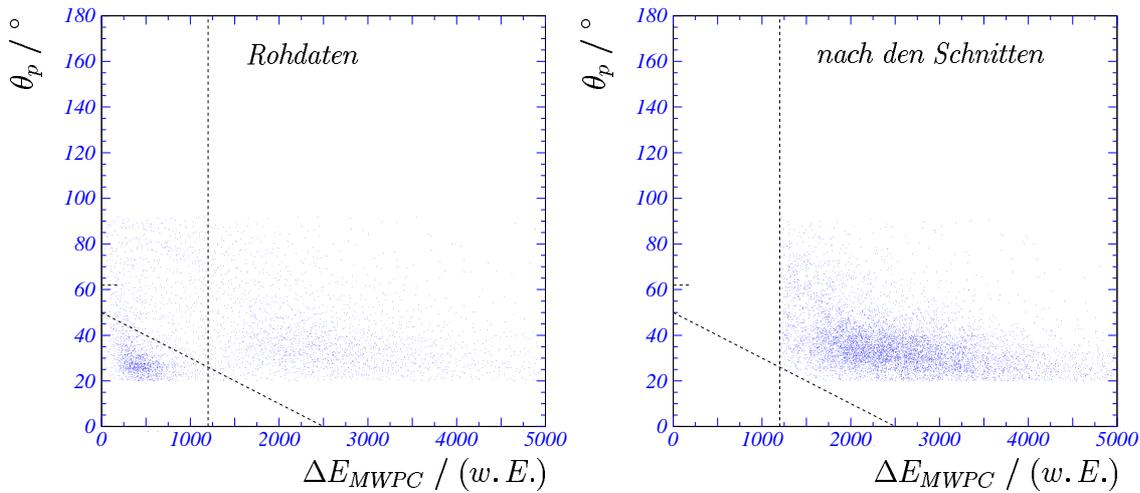


Abbildung 4.17: Streudiagramme für die Abhängigkeit des Energieverlusts in den Drahtkammern vom Polarwinkel im Laborsystem, links für die Rohdaten dargestellt, während rechts alle im Text besprochenen Schnitte darauf angewandt wurden, die durch die Linien angedeutet sind.

denen Teilchen ableiten. Ein entsprechendes Streudiagramm ist in Abbildung 4.17 dargestellt. Im linken Teil der Abbildung ist wieder das Streudiagramm der Rohdaten gezeigt, auf das nur die globalen Schnitte angewandt wurden, wohingegen im rechten Teil Schnitte durchgeführt wurden, die zu einer deutlichen Verringerung des elektromagnetischen Untergrundes führten.

4.4.3 Verbesserte Separation für die Lagen C - F

Die in Abschnitt 4.4.1 vorgestellte Trennungsmethode kann für die Szintillatorlagen C-F verbessert werden, wenn anstelle des differentiellen Energieverlustes in der ersten Lage A die Energieinformation aus der zweiten Lage B verwendet wird. Dies bietet sich an, da sie aufgrund ihrer Dicke die beste Energieauflösung besitzt. Dabei hat sich gezeigt, daß es sinnvoller erscheint, anstelle der Gesamtenergie des Teilchens seine mittlere Spurlänge zu verwenden. Diese errechnet sich aus dem Mittelwert der beiden Spurlängen, die sich ergeben, wenn man den Schnittpunkt der Teilchentrajektorie einmal mit der dem Target abgewandten und das andere Mal mit der dem Target zugewandten Szintillatorgrenzfläche berechnet. Aufgrund der linearen Abhängigkeit des Energieverlustes von der zurückgelegten Wegstrecke können hier Schnittfunktionen als Geraden definiert werden. Dies ist für die Lagen C-F, in denen das Teilchen jeweils zur Ruhe kommt, in Abbildung 4.18 dargestellt. Es sind wieder die drei durch die eingezeichneten Schnittfunktionen separierten Teilchenbereiche zu erkennen.

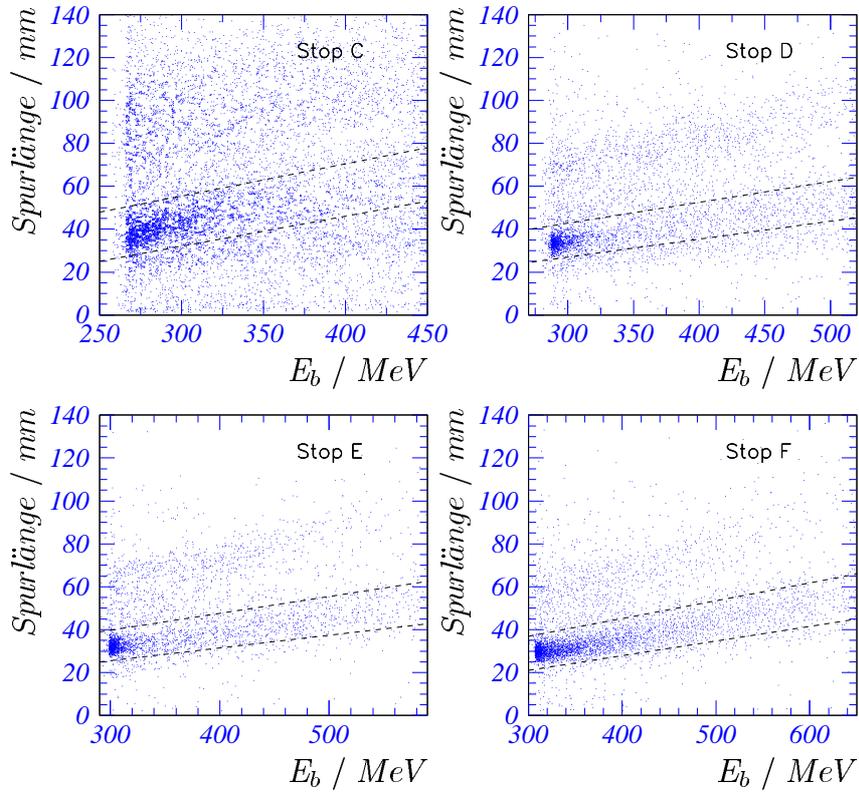


Abbildung 4.18: Energieverlust in Lage B als Funktion der Spurlänge des Teilchens für verschiedene Stopplagen.

4.4.4 Die Energie-Reichweiten-Methode

Gegenüber der bisher beschriebenen Methode der Teilchenseparation durch geometrische Schnitte stellt die nun vorzustellende Energie-Reichweiten-Methode [Brag94] (dies soll im weiteren kurz „range-fit“ genannt werden) eine beträchtliche Verbesserung dar. Diese Separationsmethode basiert auf der Korrelation zwischen Energie und Reichweite eines Teilchens beim Durchtritt durch Materie, die aus der Bethe-Bloch-Formel [Beth30, Bloc33] abgeleitet werden kann. Diese lautet (eine detaillierte Beschreibung der verwendeten Variablen und eine eingehende Diskussion findet sich in [Leo87])

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \delta - 2\frac{C}{Z} \right].$$

Die Reichweite eines Teilchens ist dann durch das Integral der Bethe-Bloch-Formel über die zurückgelegte Wegstrecke gegeben. Wenn also die Materialeigenschaften des durchquerten Mediums und ebenfalls der Teilchentyp bekannt sind, kann die Reichweite durch eine reguläre Funktion der Energie, die direkt mit β korreliert ist, parametrisiert werden. Über die so gegebene Funktion $R = g(E)$ kann somit die Energiedeposition in einem aus mehreren Ebenen bestehenden Kalorimeter bestimmt werden.

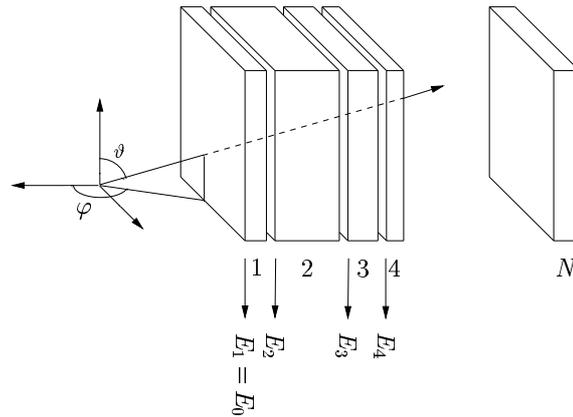


Abbildung 4.19: Schematische Darstellung eines Beispiel-Detektors zur Erläuterung der „range-fit“-Methode.

Im folgenden soll der Algorithmus beschrieben werden, mit Hilfe dessen die Rekonstruktion möglich ist. Das Kalorimeter bestehe aus N Lagen, die aktives Detektormaterial oder inaktives Material sein können, deren Dicke und deren Energie-Reichweite-Funktionen $g_i(E)$ bekannt sind. Betrachtet man nun ein Teilchen, das die kinetische Energie E_0 besitzt, und das in diesen Detektor eindringt, so gilt für die Energie, die das Teilchen vor dem Eintritt in die i -te Ebene besitzt (E_i^{in}) und der Energie, die es besitzt, falls es diese verläßt (E_i^{aus}) (siehe Abb. 4.19), die Beziehung

$$\begin{aligned} E_i^{in} &= E_0 & \text{für } i = 1 \\ E_i^{in} &= E_{i-1}^{aus} & \text{für } i > 1. \end{aligned}$$

Da die Reichweite im Material der i -ten Lage durch $R_i = g_i(E_i^{in})$ gegeben ist, läßt sich die kinetische Energie beim Austritt aus dieser Lage über $E_i^{aus} = g_i^{-1}(R_i - \delta_i)$ bestimmen, wobei g_i^{-1} die Umkehrfunktion der Energie-Reichweiten-Beziehung ist und δ_i die im Material zurückgelegte Wegstrecke bezeichnet. Letztere kann aufgrund der einfachen geometrischen Struktur von DAPHNE aus der Dicke der Lage und aus den Emissionswinkeln θ und ϕ des Teilchens berechnet werden. Aus den bisherigen Formeln läßt sich leicht die Energie ΔE_i , die von dem Teilchen in der i -ten Lage deponiert wurde, ableiten. Sie beträgt

$$\Delta E_i = E_i^{in} - g_i^{-1}(g_i(E_i^{in}) - \delta_i). \quad (4.4)$$

Diese Gleichung wird sukzessive solange auf alle Lagen angewendet, bis die Bedingung

$$g_n(E_n^{in}) - \delta_n < 0$$

erfüllt ist. Die Lage n ist somit die Ebene, in der das Teilchen zur Ruhe kommt und in der die verbleibende Energie $\Delta E_n = E_n^{in}$ deponiert wird. Die einzige Unbekannte in den bisherigen Betrachtungen ist die kinetische Anfangsenergie E_0 des Teilchens. Deshalb muß in unserem Fall der umgekehrte Weg gegangen werden. Um die kinetische Anfangsenergie E_0 zu bestimmen, wird diese solange variiert, bis die Größe

$$\chi^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^n \frac{|\Delta E_i - \Delta E_i^{exp}|^2}{\sigma_i^2} \quad (4.5)$$

bezüglich E_0 ein Minimum annimmt. Dabei sind ΔE_i die aus Gleichung 4.4 theoretisch berechneten Energien, die in den einzelnen Lagen deponiert werden. ΔE_i^{exp} und σ_i sind der gemessene Energieverlust und die Energieauflösung der i -ten Lage. Der Summationsindex läuft von 1 bis zur Lage n , in der das Teilchen gestoppt wurde. Die Minimierung der Größe χ^2 erfolgt nach den Standard-Minimierungs-Methoden (χ^2 -Test). Stimmen die gemessenen Energieverluste mit denen für die Art dieses Teilchens errechneten gut überein, so wird der zugehörige Wert von $\chi^2/(N-1)$ nahe bei eins liegen. Da im allgemeinen von Beginn an nicht bekannt ist, um welchen Teilchentyp es sich handelt, werden verschiedene Sätze von g -Funktionen (speziell für jede Teilchensorte p, π^+, \dots) verwendet. Im Energiebereich des hier betrachteten Experiments treten an geladenen Reaktionsprodukten nur Protonen und Pionen³ auf, so daß eine Teilchenidentifikation anhand der erhaltenen χ^2 -Werte möglich sein sollte. Trägt man die aus der obigen Methode für beide Teilchensorten errechneten χ^2 -Werte gegeneinander auf (siehe Abb. 4.20), so ergeben sich zwei Bereiche, die mit den Erwartungen für Protonen bzw. Pionen korrespondieren. Überschreitet das χ^2 für die Hypothese „Proton“ nicht einen bestimmten, von der Reichweite des Teilchens abhängigen Grenzwert, und ist gleichzeitig der χ^2 -Wert für die Annahme „Pion“ größer als dieser Grenzwert, wird davon ausgegangen, daß ein Proton identifiziert wurde. Das-

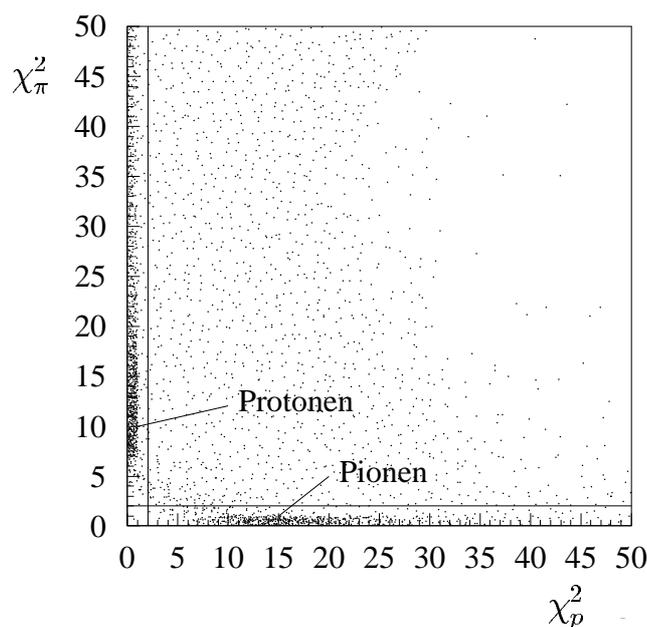


Abbildung 4.20: χ^2 -Schnitte für die Ebene B.

selbe gilt umgekehrt für das Pion. Dieser Grenzwert wurde experimentell aus Daten erhalten, die mit einem Wasserstoff-Target aufgenommen wurden. Mit der Wahl $\chi^2 < 2$ wird sichergestellt, daß Protonen von Pionen eindeutig unterschieden werden können. Die jeweilige Kontamination durch den anderen Teilchentyp liegt unter 0,5%. Dieser Wert wurde ermittelt, in dem kinematische Bedingungen (ein geladenes Teilchen mit einem Polarwinkel $\theta > 60^\circ$ ist ein Pion) oder Koinzidenzbedingungen (ein geladenes Teilchen in

³neben einem störenden Untergrund aus Elektronen

Koinzidenz mit einem neutralen Pion ist ein Proton) auf Daten angewendet wurden, die mit einem Wasserstofftarget erhalten wurden. Anschließend lieferte ein Vergleich mit der Methode *range-fit* das gezeigte Ergebnis. Die Ereignisse, die in der Mitte der χ_p^2 - χ_π^2 -Ebene liegen, sind entweder Pionen, die dem Einfluß der hadronischen Wechselwirkung unterla-

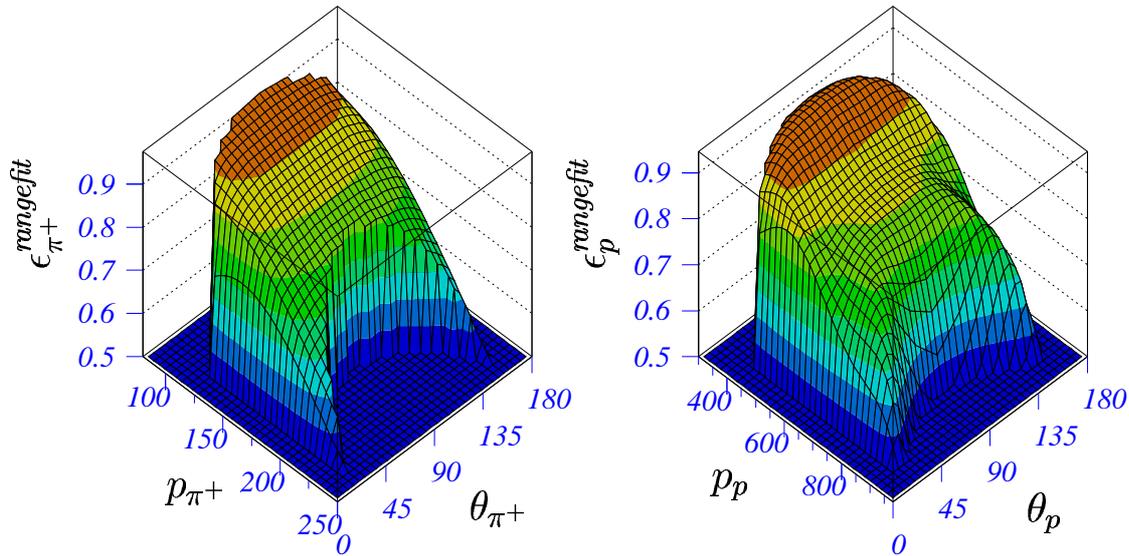


Abbildung 4.21: Nachweiswahrscheinlichkeit für geladene Pionen (links) und Protonen (rechts) der Methode „range-fit“.

gen oder geladene Teilchen, die nicht in den Akzeptanzbereich von *range-fit* fielen. Die Effizienz der Teilchenidentifikation hängt neben dem Winkel, unter dem das Teilchen den Detektor durchquert, auch von seiner kinetischen Energie ab. Mit einer GEANT-Simulation, welche die Geometrie des Detektorsystems sowie die Auflösung des Emissionswinkels und der Energie berücksichtigt, wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit für geladene Pionen und Protonen als Funktion des Emissionswinkels und des Teilchenimpulses berechnet und ist in Abbildung 4.21 dargestellt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit sinkt bei gleichem Impuls, wenn man sich vom Emissionswinkel $\theta = 90^\circ$ entfernt, da dann die Weglänge zunimmt, die das Teilchen im Szintillator zurücklegt. Die Auflösung $\Delta p/p$ des mit der Methode *range-fit* ermittelten Impulses ist eine Funktion des Impulses und liegt bei Protonen, die einen Impuls von $p_p \approx 300 \text{ MeV}/c$ besitzen, in der Größenordnung von 2, 5 % bzw. bei 10 % für einen Impuls von $p_p \approx 900 \text{ MeV}/c$.

Somit liefert die Methode die kinetische Energie, die unter den gegebenen Bedingungen als der beste Schätzwert angesehen werden kann, und die in der weiteren Analyse als experimenteller Wert benutzt wird, und den Teilchentyp. Ein weiterer Vorteil dieser Methode liegt darin, daß im Gegensatz zu der davor beschriebenen Methode keine Daten voranalysiert werden müssen. Dies ist im Falle der einfachen Separationsmethode notwendig, um die graphischen Schnitte festlegen zu können. Allerdings kann *range-fit* nicht zur Identifikation von Teilchen verwendet werden, die die zweite Szintillatorlage nicht erreicht haben, da hierzu nach Gleichung 4.5 mindestens zwei Energieinformationen notwendig sind. Eine Separation muß demnach hier mit der in Abschnitt 4.4.2 beschriebenen Methode erfol-

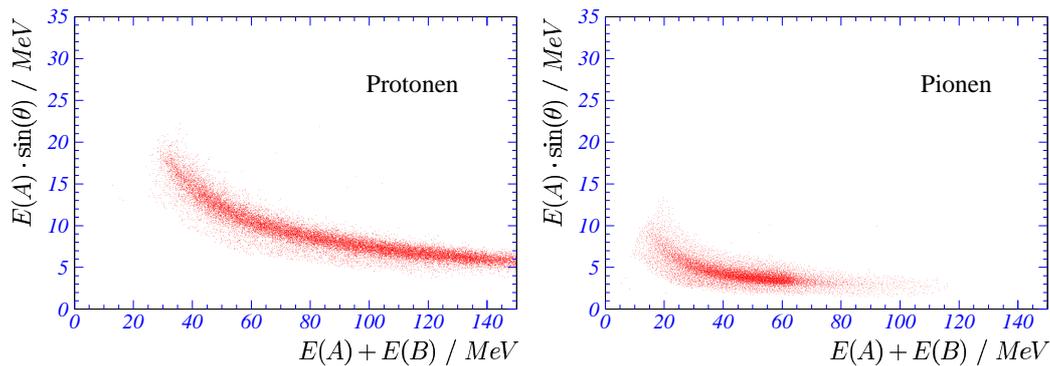


Abbildung 4.22: Mit „range-fit“ identifizierte Protonen (links) und Pionen (rechts) in Ebene B.

gen. Wendet man das mit der Methode *range-fit* erhaltene Identifikationskriterium auf das Streudiagramm aus Abbildung 4.11 an, so verbleibt jeweils nur das Band, das den Protonen oder Pionen zugeordnet werden kann.

Die Methode *range-fit* ist nicht anwendbar, wenn Teilchen aufgrund ihrer hohen kinetischen Energie DAPHNE vollständig verlassen, was im zu untersuchenden Kinematikbereich hauptsächlich auf die Pionen zutrifft. Denn dann sind die Energieverluste in den einzelnen Szintillatorlagen annähernd gleich groß und eine Bestimmung der kinetischen Energie wird nahezu unmöglich.

Das Prinzip der Methode *range-fit* ist sehr fundamental und damit auf eine große Anzahl verschiedenartiger Detektortypen anwendbar, die aus mehreren Detektorlagen aufgebaut sind, obwohl es ursprünglich speziell für den DAPHNE-Detektor entwickelt wurde. Insbesondere berücksichtigt es neben der Detektorgeometrie die auftretende Vielfachstreuung, hadronische Verluste und das schon angesprochene *Quenching*. Desweiteren geht die intrinsische Auflösung σ_i eines jeden Szintillators in die Berechnung ein.

4.4.5 Kinematische Identifizierung

Nach der im vorigen Abschnitt erfolgten Vorselektion kann nun auf einen Satz von Protonen oder geladenen Pionen zurückgegriffen werden, der je nach der Güte der Schnitte mehr oder weniger rein ist. Allerdings kann zu diesem Zeitpunkt noch keine Aussage darüber getroffen werden, aus welcher Reaktion das geladene Teilchen stammt. Insbesondere der aus Untergrundreaktionen an dem im Targetmaterial enthaltenen Kohlenstoffatomen stammende Anteil aus Protonen oder Pionen ist in dem gewählten Satz ebenfalls enthalten. Für alle diese selektierten Teilchen gilt jedoch, da sie im DAPHNE-Detektor nachgewiesen wurden, daß für sie eine komplette Bestimmung sowohl der Trajektorie als auch der Energie möglich ist.

Die zu untersuchenden Reaktionen der Ein-Pion-Photoproduktion am Wasserstoff sind beides Reaktionen, bei denen sowohl im Eingangs- als auch im Ausgangskanal zwei Teilchen vorliegen. Aufgrund von Energie- und Impulserhaltung wird die Reaktionskinematik vollständig durch zwei freie Parameter bestimmt, die im Experiment durch die Messung zweier kinematischer Observablen gewählt werden können. Jede Möglichkeit der Messung einer weiteren Observablen stellt somit eine Überbestimmung des durch die beiden Erhaltungssätze gegebenen Gleichungssystems dar und kann als zusätzliche Randbe-

digung verwendet werden, um eine Identifikation des entsprechenden Reaktionskanals durchzuführen. Diese Randbedingungen können insbesondere dazu verwendet werden, den störenden Kohlenstoffuntergrund zu unterdrücken. Die Ein-Pion-Photoproduktionskinematik liefert den Wert der kinetischen Energie des geladenen Teilchens aus der bekannten primären Photonenergie E_γ und dem rekonstruierten Polarwinkel θ . Konnte also die Energie des Teilchens mit der Methode *range-fit* rekonstruiert werden, so ist diese mit dem erwarteten Wert aus der Kinematik vergleichbar. Falls das untersuchte Teilchen der Kinematik des angenommenen Prozesses gehorcht, ergibt sich für die sogenannte „missing energy“⁴, der Differenz beider kinetischer Energien

$$E_{miss} = E_{theo}(E_\gamma, \theta) - E_{exp}^{range-fit} \quad (4.6)$$

ein Wert, der aufgrund der Energieauflösung der Szintillatoren und der Ungenauigkeit der Spurrekonstruktion leicht um Null schwankt. Für den Kanal $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ ist dies in Abbildung 4.23 gezeigt. Die helle Linie entspricht der Messung mit dem Kohlenstofftarget, die dunkle der Messung mit dem Polyethylentarget, wobei beide Spektren auf die gleiche Luminosität ($N_\gamma N_T$) normiert wurden. Nur im *missing energy* Spektrum des Polyethylens ist eine deutlich ausgeprägte gaußförmige Verteilung um den Nullpunkt zu erkennen, die wie erwartet vom Wasserstoffanteil im Polyethylen herrührt. Um zu verifizieren, daß diese Annahme wirklich erfüllt ist, wurde die Differenz beider Spektren gebildet. Abbildung 4.24 stellt das Resultat der Subtraktion dar. Man erhält eine relativ untergrundfreie Verteilung

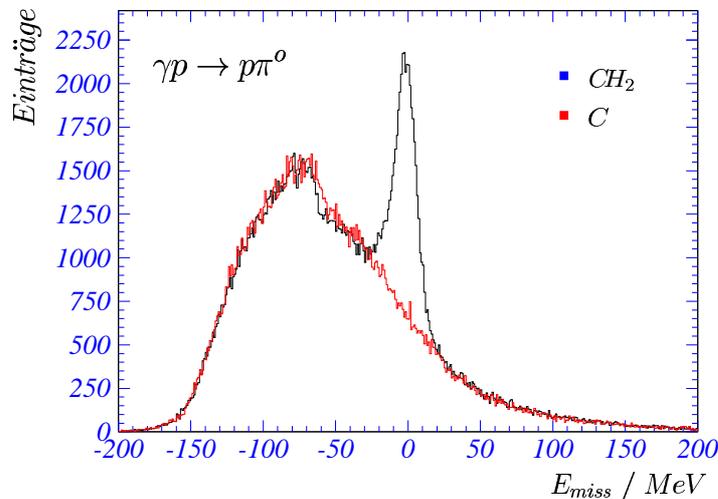


Abbildung 4.23: Experimentelles „missing energy“ Spektrum für das Polyethylentarget (dunkle Linie) und das Kohlenstofftarget (helle Linie) für Protonen, die in Lage B gestoppt wurden.

mit einer Halbwertsbreite von $FWHM = 17,6$ MeV. Nach einem zusätzlichen Schnitt auf diese Verteilung, der sicherstellt, daß alle Kohlenstoffereignisse außerhalb der Verteilung entfernt wurden, sollte angenommen werden, daß alle Ereignisse innerhalb der Verteilung nur aus dem Kanal $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ stammen.

⁴aus dem Engl. = fehlende Energie

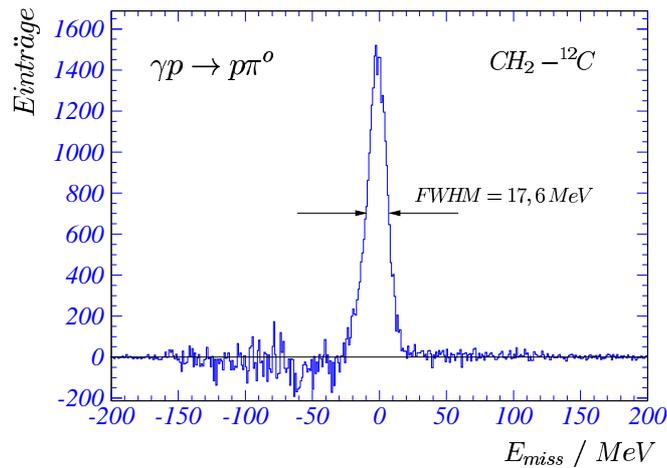


Abbildung 4.24: Experimentelles „missing energy“ Spektrum als Differenz der Spektren aus Abbildung 4.23.

Für Protonen aus anderen Prozessen als der freien Pion-Photoproduktion sollte deswegen die Differenz verschwinden, falls kinematische Bereiche betrachtet werden, in denen aufgrund der fehlenden Akzeptanz in DAPHNE keine Protonen aus eben dieser Reaktion nachgewiesen werden können. Aus Abbildung 4.13 ist ersichtlich, daß unterhalb einer Photonenergie von $E_\gamma = 250$ MeV keine Protonen aus der Pion-Photoproduktion in

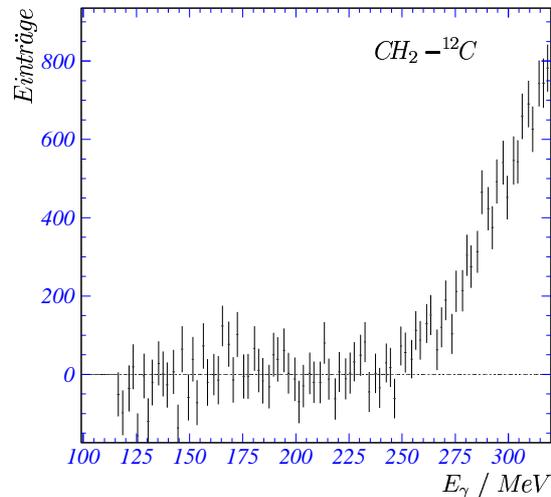


Abbildung 4.25: Differenzspektrum aus der Messung an Polyethylen und Kohlenstoff von in DAPHNE identifizierten Protonen als Funktion der primären Photonenergie. Für Energien unterhalb von $E_\gamma = 250$ MeV hat DAPHNE keine Akzeptanz für Protonen aus Reaktionen der freien Pion-Photoproduktion.

den Akzeptanzbereich des DAPHNE-Detektors fallen und deshalb nur Protonen aus Reaktionen am Kohlenstoff nachgewiesen werden können. Das Ergebnis dieser Betrachtung zeigt Abbildung 4.25. Im Bereich unterhalb einer Photonenergie von $E_\gamma = 250$ MeV ist die Zählrate im Rahmen der statistischen Schwankungen mit Null verträglich.

Der Anteil an Protonen, der vom Kohlenstoff herrührt, stammt im wesentlichen aus der quasifreien Pion-Photoproduktion an Protonen und der Photospaltung von Quasideuteronen im Kohlenstoffkern. Diese Protonen gehorchen einer anderen Kinematik und bilden deshalb im *missing energy* Spektrum der freien $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ -Kinematik eine andere Verteilung mit einem anderen Schwerpunkt. Ihre Verteilung ist im Gegensatz zu der der Protonen aus der Pion-Photoproduktion sehr viel breiter. Dies ist eine Folge der Masse des Rückstoßkerns und der Fermiverteilung der Protonenimpulse im Kohlenstoffkern. Weiterhin tragen zum Untergrund natürlich auch Reaktionen mit Drei- oder Mehrkörperteilchen im Ausgangskanal bei, bei denen entweder nur eines der geladenen Teilchen in den Akzeptanzbereich von DAPHNE fällt oder bei denen neben dem geladenen Teilchen mehrere ungeladene Mesonen emittiert werden. Hierzu gehören Reaktionen wie $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$, $\gamma p \rightarrow n\pi^+\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$. Für alle diese Reaktionen gilt jedoch, daß aufgrund der Drei- oder Mehrkörperkinematik die Bedingung 4.6 nur schlecht erfüllt ist. Durch Simulationen mit dem Programm-Paket GEANT konnte gezeigt werden, daß sich der Kohlenstoffuntergrund durch Einbeziehung alleine der Reaktionen der quasifreien Pion-Photoproduktion und der Photospaltung von Quasideuteronen im Kohlenstoffkern sehr gut reproduzieren läßt [Seit95].

Für den zweiten Ein-Pion-Kanal am Proton, den $(n\pi^+)$ -Kanal, gilt dasselbe wie für den $(p\pi^0)$ -Kanal. Wieder können *missing energy* Spektren aufgebaut werden (siehe Abbildung 4.26). Die helle Linie entspricht der Messung mit dem Kohlenstofftarget, die dunkle der Messung mit dem Polyethylentarget, wobei wieder beide Spektren auf die gleiche Lumi-

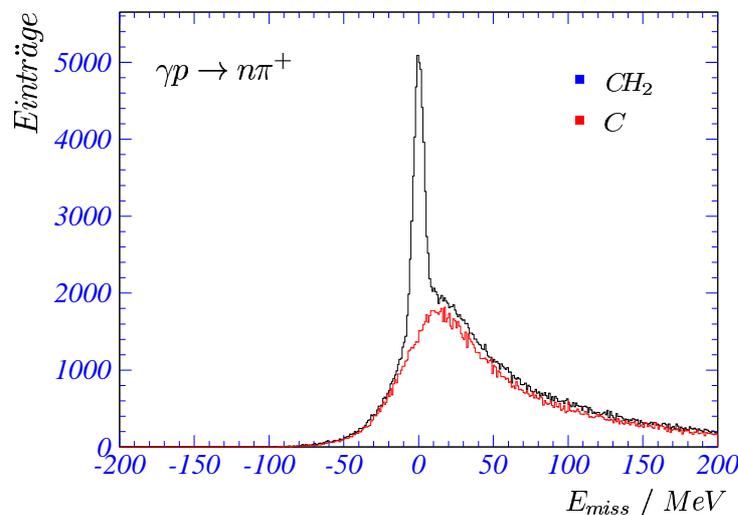


Abbildung 4.26: Experimentelles „missing energy“ Spektrum für das Polyethylentarget (dunkle Linie) und das Kohlenstofftarget (helle Linie) für Pionen, die in Lage B gestoppt wurden.

nosität normiert wurden. Nach der Subtraktion beider Spektren voneinander erhält man Abbildung 4.27, in der wie schon im Falle des Kanals $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ eine relativ untergrundfreie Verteilung mit einer Halbwertsbreite von $FWHM = 8,8 \text{ MeV}$ zu erkennen ist. Der hier zu beobachtende Ausläufer zu hohen Differenzenergien resultiert aus der im Gegensatz zur (pN) -Wechselwirkung viel stärkeren (πN) -Wechselwirkung und ist deswegen in Abb. 4.23 kaum zu erkennen.

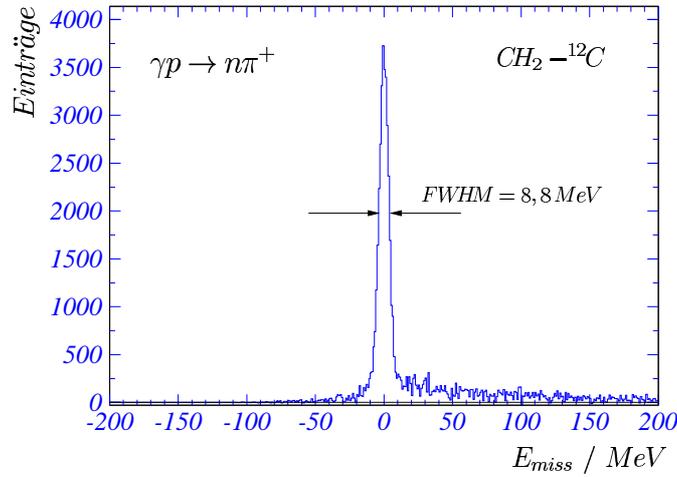


Abbildung 4.27: Experimentelles „missing energy“ Spektrum als Differenz der Spektren aus Abbildung 4.26.

Wieder kann nach einem zusätzlichen Schnitt auf diese Verteilung, der sicherstellt, daß alle Kohlenstoffereignisse außerhalb der Verteilung entfernt wurden, angenommen werden, daß alle Ereignisse innerhalb der Verteilung nur aus dem Kanal $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ stammen. Eine weitere Bedingung läßt sich aus der Viererimpulserhaltung gewinnen, die im Falle der beiden Ein-Pion-Photoproduktionskanäle die Formen

$$k_\gamma + p_p = p'_p + p_\pi^0$$

oder

$$k_\gamma + p_p = p'_n + p_\pi^+$$

annimmt. Wird das jeweils ungeladene Teilchen nicht nachgewiesen, so fehlt dessen Impuls in der Bilanz. Mit der Definition der sogenannten „missing mass“⁵ als dem Betrag des Viererimpulses des nicht nachgewiesenen Teilchens folgt im Falle des Kanals $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ für das neutrale Pion π^0

$$m_{miss}^2 = p_\pi^2 = 2 \left(m_p^2 - E_\gamma E_{kin}^p - m_p E_p + p_p \cos \theta \right),$$

wobei E_p , p_p und m_p Gesamtenergie, Impulsbetrag und Masse des Protons bezeichnen. In Abbildung 4.28 ist ein entsprechendes Spektrum für die beiden Kanäle $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow p\eta$ dargestellt. In beiden Fällen ist eine gaußförmige Verteilung mit dem Schwerpunkt bei der Masse des neutralen Pions bzw. des η -Mesons zu erkennen. Das Spektrum für die invariante Masse des η -Mesons wurde mit den zusätzlichen Nebenbedingungen erzeugt, daß die primäre Photonenergie größer als 750 MeV sein soll und nur Protonen akzeptiert werden, deren Polarwinkel $\theta < 25^\circ$ beträgt. Hierdurch wird eine bessere Untergrundunterdrückung erreicht. Somit kann eine weitere Schnittbedingung aufgestellt werden, die verlangt, daß die *missing mass* des Ereignisses innerhalb der dargestellten Verteilung für den entsprechenden Kanal liegt.

⁵aus dem Engl. = *fehlende Masse*

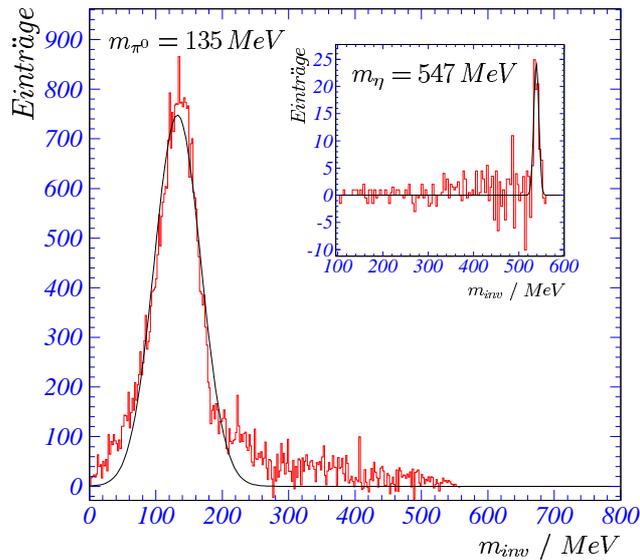


Abbildung 4.28: „missing mass“ Spektrum für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow p\eta$.

Beide in diesem Abschnitt besprochenen kinematischen Bedingungen stellen ein sehr strenges Selektionskriterium dar. Damit erlauben sie eine zweifelsfreie Bestimmung des Reaktionskanals ohne den Nachweis des jeweiligen neutralen Partnerteilchens zu verlangen. Dieses Kriterium kann jedoch nur dann angewendet werden, wenn sowohl eine Identifikation als auch eine Rekonstruktion der kinetischen Energie des geladenen Teilchens möglich war.

4.4.6 Alternative Methode der Selektion von Pionen

Eine weitere Möglichkeit der Bestimmung der Anzahl der geladenen Pionen soll im folgenden besprochen werden. Diese verzichtet auf eine kinematische Selektion der Pionen, geht jedoch von einer einwandfreien Selektion der Protonen und guten Abtrennung der Elektronen aus. Hierbei wird wie folgt vorgegangen: Für Photonenergien kleiner als $E_\gamma = 500$ MeV gibt es keine Protonen, die weiter als bis zur zweiten Detektorlage von DAPHNE vordringen, wie aus Abbildung 4.29 ersichtlich ist. Deshalb müssen alle Ereignisse, die für Photonenergien unterhalb von $E_\gamma = 500$ MeV in den folgenden Lagen *C - F* nachgewiesen werden, Pionen sein. Anders formuliert heißt dies, daß sich die Gesamtzahl aller in DAPHNE nachgewiesenen geladenen Teilchen in diesem Energiebereich aus den Protonen, die in den Lagen *A* und *B* detektiert wurden, und aus den Pionen, die ein Signal in allen Detektorlagen erzeugt haben und dem elektromagnetischen Untergrund zusammensetzt. Also kann die Anzahl der in DAPHNE nachgewiesenen geladenen Pionen nach

$$N_{\pi^+} = N_{\text{geladen}}^{\text{tot}} - N_{\text{prot}} - N_{e^-}$$

berechnet werden. Hierbei ist die Anzahl der nachgewiesenen Protonen wie im vorigen Abschnitt auf die Nachweiswahrscheinlichkeit zu korrigieren. Dasselbe gilt für die gela-

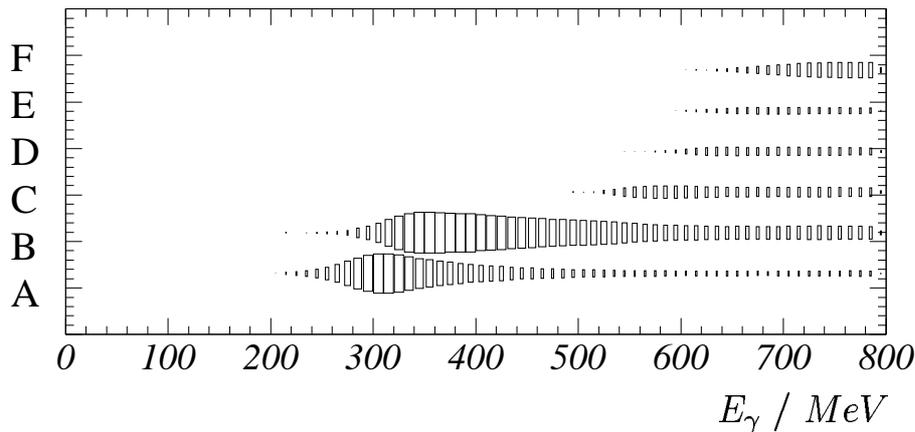


Abbildung 4.29: *Abhängigkeit der Reichweite der Protonen in DAPHNE von der Photonenergie (GEANT-Simulation).*

denen Pionen. Der Anteil der Elektronen wird wie schon beschrieben abgezogen. Die durch hadronische Verluste in den Summen-Schnitt für Elektronen fallenden Pionereignisse müssen natürlich in der Nachweiswahrscheinlichkeit berücksichtigt werden. Ihr Anteil beträgt für Detektorlage *B* etwa 2 %.

4.4.7 Anteil des Kohlenstoffuntergrundes

Nachdem bisher beschrieben wurde, wie es möglich ist, den Kohlenstoffanteil abzuseparieren, soll nun noch kurz darauf eingegangen werden, wie groß dieser Anteil an der Anzahl der Gesamt Ereignisse ist. Dies ist insofern von Interesse als bei einer Abzugsmessung der Fehler auch durch den Anteil des Untergrundes bestimmt wird. Des weiteren kann mit a priori definierten Schnittbedingungen bei der Analyse die Analysedauer enorm gesenkt werden. Allerdings muß zu einer Bestimmung der Schnitte eine Untermenge der Daten voranalysiert werden.

Eine Abschätzung des Kohlenstoffanteils erhält man durch Betrachtung der *missing energy* Spektren. In Abbildung 4.30 sind diese für verschiedene Photonenergien für den $(p\pi^0)$ -Kanal an Kohlenstoff und Polyethylen dargestellt. Deutlich ist zu erkennen, wie sich die Form des Kohlenstoffuntergrundes in Abhängigkeit von der Photonenergie ändert. Zur Subtraktion dieses Untergrundes muß dessen Verlauf unterhalb der Verteilung der Ereignisse am freien Proton bestimmt werden. Dies kann zum einen durch eine Messung mit einem reinem Kohlenstofftarget erreicht werden. Hierzu ist jedoch eine Messung erforderlich, die den Untergrund mit mindestens derselben Statistik wie in der Messung mit wasserstoffhaltigem Target bestimmt, um den Fehler bei der Subtraktion so klein möglich zu halten. Alternativ kann versucht werden, den Untergrund durch ein Polynom anzupassen. Dieses muß jedoch an Ereignisse angepaßt werden, die außerhalb der Verteilung der Ereignisse am freien Proton liegen. Wie aus Abbildung 4.30 ersichtlich ist, ist dies nur in einem beschränkten Photonenergiebereich ohne allzu großen systematischen Fehler möglich. Allerdings erspart man sich dabei die Unsicherheiten, die infolge der sonst notwendigen Normierung auftreten.

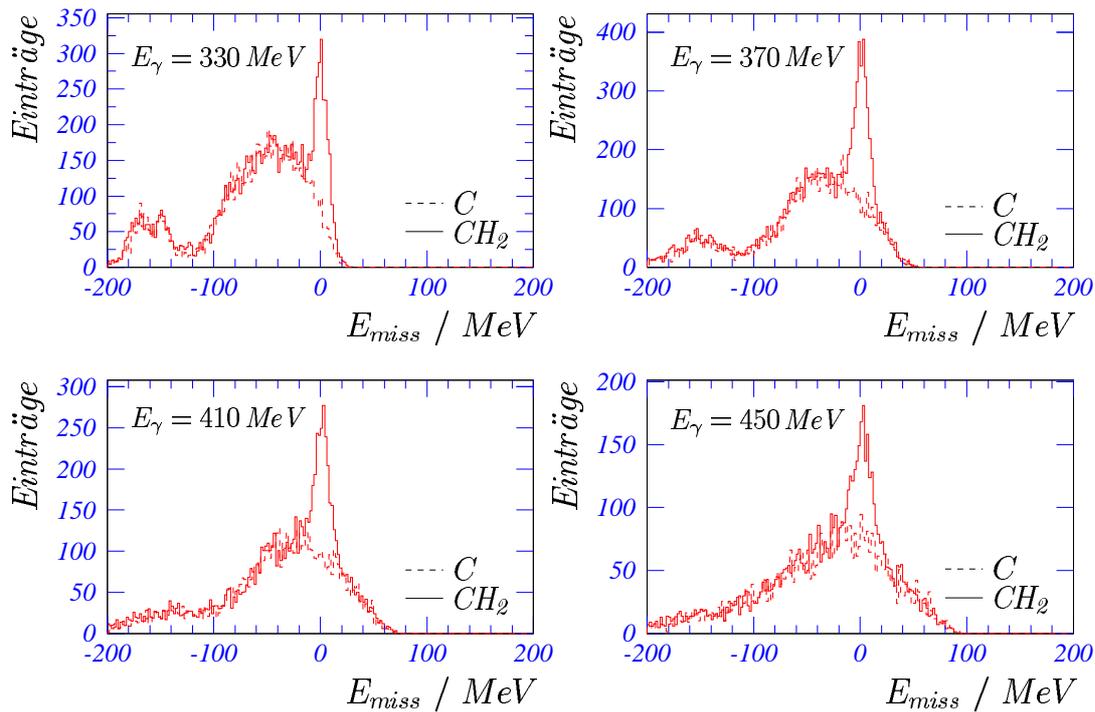


Abbildung 4.30: Abhängigkeit des „missing energy“ Spektrums von der Photonenergie für den $(p\pi^0)$ -Kanal. Es wurde über alle Lagen summiert.

Der Anteil der Ereignisse vom Kohlenstoff kann enorm gesenkt werden, wenn ein Schnitt auf die Verteilung um den Nullpunkt mit einer Breite von $\Delta E_{miss} = \pm 40$ MeV gesetzt wird. Mit der so gewählten Breite ist sichergestellt, daß keine Ereignisse am freien Proton verworfen werden. Der Anteil der Untergrundereignisse, der infolgedessen nicht analysiert werden muß, liegt je nach Photonenergie bei 35 – 65 % der Gesamtereignisse im Fall des $p\pi^0$ -Kanals. Die Voraussetzung eines derartigen Schnittes ist allerdings, daß die Methode *range-fit* angewendet werden konnte. Dies ist insbesondere im Fall des $(n\pi^+)$ -Kanals nur in einem eingeschränkten Bereich möglich.

Kapitel 5

Reproduktion von Wirkungsquerschnitten der Ein-Pion-Photoproduktion

Bis jetzt wurden alle Hilfsmittel und Methoden zur Verfügung gestellt, um eine Bestimmung von Wirkungsquerschnitten der Photoproduktion am Wasserstoff zu ermöglichen. In diesem Kapitel sollen diese auf die Analyse von Daten angewendet werden, die mit unpolarisiertem Photonenstrahl und unpolarisiertem Target aufgenommen wurden. Das Ziel ist die Reproduktion bestehender unpolarisierter Wirkungsquerschnittsdaten am Wasserstoff. Da hierzu auf die Differenzmessung von Daten an einem Polyethylen- und Kohlenstofftarget zurückgegriffen wird, kann bei einer erfolgreichen Reproduktion davon ausgegangen werden, daß diese Methoden und Hilfsmittel auch auf den Fall der doppelpolarisierten Photoproduktion an einem Butanol-Target übertragbar sind.

5.1 Die Bestimmung differentieller Wirkungsquerschnitte

Im letzten Kapitel wurde die Bestimmung der Reaktionskanäle erörtert. Dies ist primäre Aufgabe der Datenanalyse und essentiell für die Berechnung differentieller Wirkungsquerschnitte. Die dort erhaltenen Analyseergebnisse waren Zählraten für den Nachweis von Teilchen aus einem definierten Kanal. Um diese Ergebnisse mit theoretischen Vorhersagen vergleichen zu können, müssen die Zählraten in Wirkungsquerschnitte umgerechnet werden. Diese Umrechnung erfolgt für die beiden Reaktionstargets Polyethylen und Kohlenstoff nach den Formeln

$$N^{CH_2} = N_\gamma^{CH_2} L_{CH_2} \rho_{CH_2} N_{Av_0} (W_C \sigma_C \varepsilon_C^{CH_2} + W_H \sigma_H \varepsilon_H^{CH_2}) \quad (5.1)$$

$$\text{und} \quad N^C = N_\gamma^C L_C \rho_C N_{Av_0} \sigma_C \varepsilon_C^C / A_C \quad (5.2)$$

mit den Wichtungsfaktoren $W_i = \frac{1}{A_j} \frac{n_i A_i}{\sum_j n_j A_j}$, woraus folgt, daß $W_C = \frac{1}{A_{CH_2}}$
und $W_{CH_2} = \frac{2}{A_{CH_2}}$,

wobei sich die Indizes (CH_2) und (C) auf die den entsprechenden Targets zugeordneten Größen beziehen. Die Anzahl der Targetkerne wurde durch $N_T = L \rho N_{Av0}/A$ mit der effektiven Targetlänge L ausgedrückt. Die Größen ε_i^j geben die totale Nachweiswahrscheinlichkeit, die die Detektorantworten, Analyseeffizienz (Schnitte), hadronische Verluste und geometrische Randbedingungen berücksichtigt, für den Wirkungsquerschnitt von i am Target j wieder. Es wird davon ausgegangen, daß ε_C^C und $\varepsilon_C^{CH_2}$ identisch sind. Diese Größen müssen im Rahmen einer numerischen Simulation bestimmt werden. Durch Umstellung läßt sich aus 5.1 und 5.2 der differentielle Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma_H}{d\Omega} = \frac{1}{\varepsilon_H^{CH_2} W_H N_{Av0} d\Omega} \left(\frac{N_{CH_2}}{N_\gamma^{CH_2} L_{CH_2} \rho_{CH_2}} - \frac{W_H W_C A_C N_C \varepsilon_C^{CH_2}}{N_\gamma^C L_C \rho_C \varepsilon_C^C} \right) \quad (5.3)$$

gewinnen, wobei N_i die Anzahl der im Raumwinkelelement $d\Omega$ nachgewiesenen Ereignisse ist. Die beiden letzten unbekanntenen Faktoren, die Anzahl der Photonen N_γ und die Nachweiswahrscheinlichkeiten ε , sollen im folgenden bestimmt werden, so daß dann alle experimentellen Faktoren bekannt sind und der differentielle Wirkungsquerschnitt der interessierenden Reaktion bestimmbar ist.

5.1.1 Das Programm-Paket GEANT

Das Programm GEANT [Brun94], das am CERN (Centre Européen pour la Recherche Nucléaire) entwickelt wurde, simuliert die Propagation elementarer Teilchen durch Materie. Ursprünglich wurde GEANT für den Bereich der Hochenergiephysik entwickelt. Die Anpassung durch die Integration von Wirkungsquerschnitten im Niederenergiebereich [Pedr88] macht es jedoch auch zu einem idealen Werkzeug zur Simulation von Reaktionen, die in dem durch MAMI vorgegebenen Energiebereich liegen.

Um Simulationsrechnungen durchzuführen, die später auf das Experiment übertragen und mit ihm verglichen werden sollen, wird der experimentelle Aufbau durch eine Struktur geometrischer Volumina repräsentiert. GEANT stellt nun Routinen zur Verfügung, mit deren Hilfe die Trajektorien verschiedener Teilchen durch diese Anordnung verfolgt werden können. Die während der Propagation auftretenden physikalischen Prozesse führen zu Wechselwirkungen, die die Eigenschaften des primären Teilchens verändern, wobei der kinetischen Energie hier eine Schlüsselrolle zukommt, oder sogar neue Teilchen erzeugen. Die Wahrscheinlichkeiten dieser Wechselwirkungen sind anhand bekannter Wirkungsquerschnitte im Programm integriert, die sowohl aus der Theorie als auch aus Parametrisierungen experimenteller Daten stammen. Um die Simulation durchführen zu können, müssen vor Beginn die physikalischen Eigenschaften wie Dichte, Masse, atomare Zusammensetzung oder Strahlungslänge aller Volumina bekannt sein. Danach kann ein definierter Anfangszustand erzeugt werden, der durch den Vertex und den Impulsvektor des Anfangsteilchens charakterisiert wird. Diese kinematische Definition eines Anfangszustandes obliegt dem Benutzer und muß auch von ihm selbst programmiert werden. Hierbei ist es sinnvoll, die Erzeugung eines Ereignisses entsprechend dem zur Verfügung stehenden Phasenraum der zu untersuchenden Reaktion durchzuführen. Da im vorliegenden Fall die Ein-Pion-Photoproduktion untersucht werden soll, sind Anfangszustände zu modellieren, deren Energie- und Winkelverteilungen diesen Zweiteilchen-Prozessen entsprechen. Dadurch ist es möglich, neben der Einsparung von Rechenzeit infolge der Vermeidung von

5.1. DIFFERENTIELLE WIRKUNGSQUERSCHNITTE

Anfangszuständen, deren Kinematik nicht in den Akzeptanzbereich von DAPHNE fällt, einzelne Reaktionskanäle direkt und ohne störenden Untergrund zu betrachten. Hiernach übernimmt GEANT die Kontrolle der Simulation und propagiert das Teilchen und seine Sekundärteilchen, bis deren gesamte kinetische Energie durch Wechselwirkungsprozesse aufgebraucht sind oder das Teilchen das Detektorvolumen verlassen hat. Die Simulation muß hierbei die Antwort der Detektoranordnung auf alle in Frage kommenden geladenen und ungeladenen Teilchen berücksichtigen.

Der beschriebene Simulationsprozeß wird für eine große Anzahl von Ereignissen durchlaufen, so daß das statistische Verhalten der erzeugten Verteilungen untersucht werden kann. Schließlich lassen sich als Ergebnis der Simulation Aussagen über die Akzeptanz der Detektoranordnung, die Auswirkungen der neuen Targetkonfiguration und die Nachweiswahrscheinlichkeiten für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte gewinnen.

In Abbildung 4.5 wurde schon das Simulationsergebnis für den kinematischen Impulsakzeptanzbereich des Nachweises von Protonen und geladenen Pionen in der ersten Detektorlage vorweg genommen. Allgemein ist eine Berücksichtigung von Detektionsschwellen, Akzeptanzen bzw. Nachweiswahrscheinlichkeiten von großer Wichtigkeit, da andernfalls das Experiment zu einem falschen Ergebnis führt, weil der Anteil nichtregistrierter Teilchen nicht richtig berücksichtigt werden würde. Mit Hilfe einer numerischen Simula-

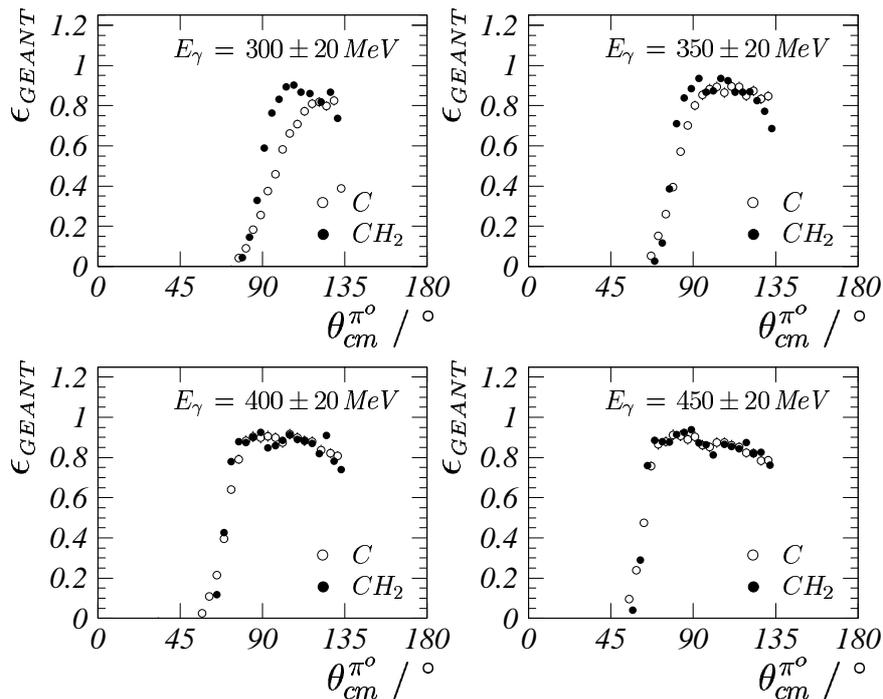


Abbildung 5.1: Simulierte Nachweiswahrscheinlichkeit von DAPHNE für Protonen in Abhängigkeit des Pionstreuwinkels des neutralen Pions im Schwerpunktsystem (cm).

tion kann die Antwort des Detektorsystems auf einen vorgegebenen Anfangszustand untersucht werden, wodurch die notwendigen Korrekturen bestimmbar werden. Diese Korrekturen sind notwendig, da nicht alle Reaktionsprodukte ein verwertbares Detektorsignal erzeugen, sei es, daß sie schon vor dem Erreichen der ersten Detektorlage absorbiert werden oder daß sie aufgrund von Vielfachstreuung soviel Energie verlieren, daß sie

nicht mehr nachgewiesen werden können. Gerade im niederenergetischen Bereich spielt der Verlust an Teilchen eine große Rolle und muß genau bekannt sein, da hier durch die $1/\omega$ -Wichtung der Integrand der GDH-Summenregel besonders zum Tragen kommt, verstärkt durch die besondere Rolle der $\Delta(1232)$ -Resonanz. Die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit erfolgte für beide Ein-Pion-Photoproduktionskanäle $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ durch den Nachweis des Protons bzw. des geladenen Pions. Diese totale Nachweiswahrscheinlichkeit setzt sich aus mehreren Faktoren zusammen. Zum einen müssen hier Verluste, die sich aus der Geometrie des Targets und der Winkelakzeptanz des Detektorsystems ergeben, berücksichtigt werden. Hierauf soll in Abschnitt 5.1.3 näher eingegangen werden. Eine weitere Korrektur muß aufgrund der Verluste durch die Wechselwirkung der Reaktionsprodukte mit den Materialien des Detektorsystems miteinbezogen werden. Denn durch Streuung und hadronische Reaktionen kann es dazu kommen, daß ein Teilchen durch eine geänderte ϵ -Energiedistributionsverteilung im Kalorimeter vom Analysealgorithmus entweder nicht akzeptiert oder fehlidentifiziert wird. Dieser Faktor hängt nur von der Art des Teilchens und seinem Impulsvektor ab. Der letzte Beitrag zur totalen Nachweiswahrscheinlichkeit wird durch die Analyseeffizienz gegeben. Diese gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß der Identifikationsalgorithmus ein Ereignis korrekt rekonstruiert und identifiziert. Hierzu muß innerhalb der Simulation der in Abschnitt 4.4

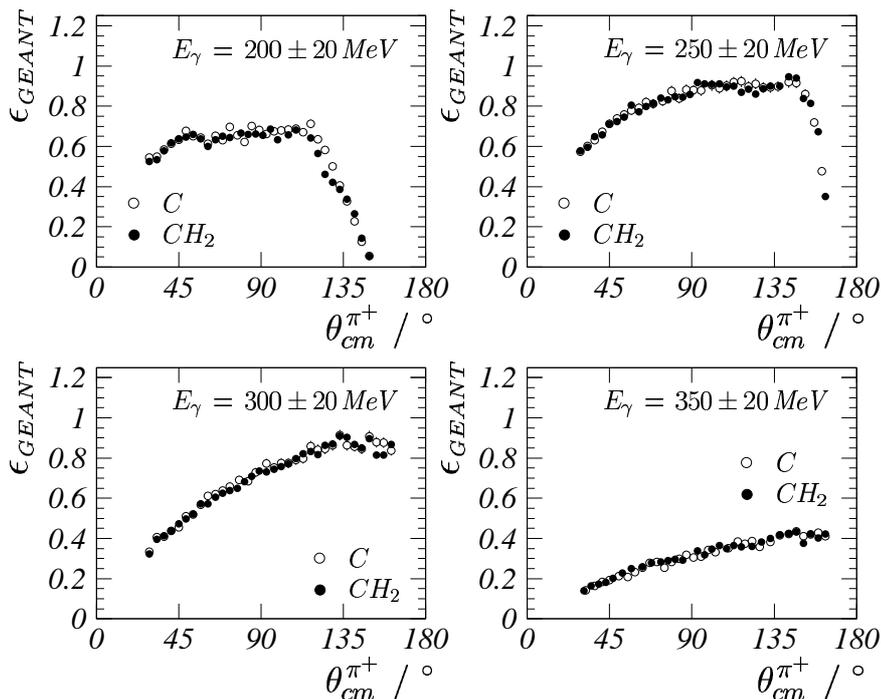


Abbildung 5.2: Simulierte Nachweiswahrscheinlichkeit von DAPHNE für Pionen in Abhängigkeit des Pionstreuwinkels des geladenen Pions im Schwerpunktsystem (cm).

vorgestellte Algorithmus nachgebildet werden. Somit kann die Analyseeffizienz abhängig vom Reaktionskanal und der auch in der Analyse verwendeten Auswahlkriterien bestimmt werden. Die Ergebnisse der Simulation sind für Protonen in Abbildung 5.1 und für Pionen in Abbildung 5.2 wiedergegeben. Dabei wurde die Berechnung für die beiden Targetmaterialien Kohlenstoff und Polyethylen getrennt durchgeführt. Es sind die totalen Nachweis-

wahrscheinlichkeiten für einen vorgegebenen primären Photonenergiebereich über dem Schwerpunktspolarwinkel des jeweiligen geladenen Hadrons dargestellt. Dabei sei darauf hingewiesen, daß die Nachweiswahrscheinlichkeiten stark von der Wahl der verwendeten Schnittbedingungen abhängen. Bei kleinen Photonenergien sind insbesondere beim Kanal $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ sehr gut die Abweichungen zu erkennen, die aufgrund der verschiedenen Dichten und geometrischen Ausmaße entstehen und die bei höheren Energien verschwinden. Zudem macht sich im Falle der Protonen der insbesondere bei kleinen Photonenergien durch die Kinematik eingeschränkte Polarwinkelbereich bemerkbar, der nur durch die zusätzlich Detektion des neutralen Pions vergrößert werden kann. Im Gegensatz hierzu erlaubt die Kinematik der $(n\pi^+)$ -Reaktion eine Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts innerhalb der gesamten DAPHNE-Akzeptanz.

5.1.2 Die Bestimmung des Photonenflusses

Die Kenntnis des Photonenflusses geht direkt in den Wirkungsquerschnitt ein. Es ist deswegen notwendig, diesen ständig während des Experiments zu erfassen, da er stark von den Eigenschaften des Elektronenstrahles abhängt. So kann schon ein kleiner Versatz (≈ 1 mm) gegen die optimale Strahlachse einen beträchtlichen Einfluß ausüben, da sich der Anteil des Strahles, der den Kollimator passiert, ändert. In Abschnitt 3.3.4 wurde der Paardetektor vorgestellt, der während der Messung als Photonenmonitor benutzt wird.

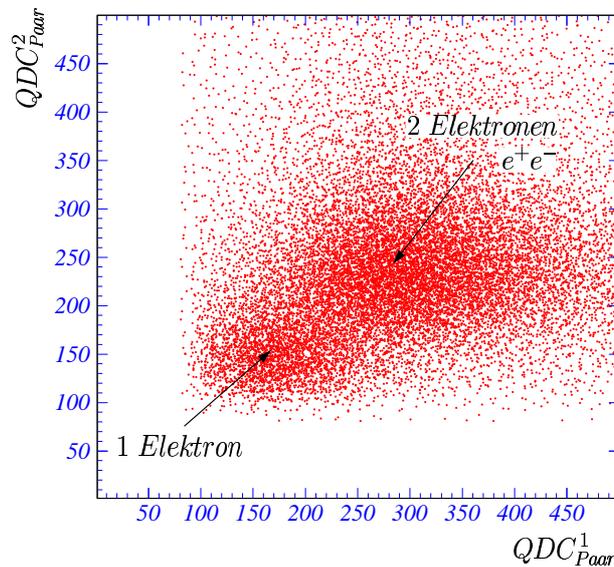


Abbildung 5.3: Trennung von Paar- und Comptonereignissen. Es ergeben sich in einer Häufigkeitsverteilung zwei räumlich getrennte Bereiche, wenn man die QDC -Werte der beiden Szintillatoren des Paardetektors gegeneinander aufträgt.

Der Photonenfluß durch diesen Detektor ist direkt der Anzahl der im Kupferkonverter erzeugten e^+e^- -Paare proportional, die über eine Koinzidenz in zwei Plastikszintillatoren nachgewiesen werden. Trägt man für koinzidente Ereignisse die Energiedeposition im ersten Szintillator gegen die des zweiten Szintillators auf (siehe Abb. 5.3), so erkennt man

zwei getrennte Bereiche, die Ereignissen aus der Paarproduktion und aus der Comptonstreuung zuzuordnen sind, je nachdem ob ein oder zwei Elektronen Energie deponieren. Um die absolute Anzahl von Photonen messen zu können, wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit dieses Detektors mit Hilfe eines Bleiglas-Detektors bei geringen Elektronenstrahlströmen geeicht. Dabei wird davon ausgegangen, daß der Photonenfluß energieunabhängig durch die pro Sekunde im Bleiglas-Detektor registrierten Ereignisse gegeben ist und die Nachweiswahrscheinlichkeit des Paardetektors nicht vom Elektronenstrom abhängig ist. Da weiterhin die Winkelverteilung der erzeugten Bremsstrahlphotonen nur von der primären Strahlenergie abhängen sollte, weist jede Abweichung auf Ineffizienzen des Bleiglasdetektors oder des Tagging-Systems hin. Für sehr kleine Photonenergien konnte gezeigt werden, daß diese Energieunabhängigkeit leicht verletzt wird (siehe Abb. 5.5), was eine Folge der schlechten Energieauflösung und der Wahl der Nachweisschwelle des Bleiglas-Detektors ist. Die Anzahl der Photonen $N_{Paar}^{\gamma \rightarrow e^+e^-}$, die in der Kupferfolie aufgrund des Paareffektes zu e^+e^- -Paaren konvertiert und in beiden Szintillatoren nachgewiesen wurden, ist gegeben durch

$$N_{Paar}^{\gamma \rightarrow e^+e^-} = \sigma_{Paar} \frac{N_{Av0} \rho}{A} \cdot \Delta x \cdot N_{Bleiglas}^{\gamma}.$$

σ_{Paar} ist der Wirkungsquerschnitt für die Paarproduktion, $\rho = 8,96 \text{ g/cm}^3$ und $A = 63,54$ sind die Dichte und die Massenzahl des Kupferkonverters und $N_{Bleiglas}^{\gamma}$ ist die Anzahl der Photonen, die mit dem Bleiglasdetektor nachgewiesen wurden. Der einzige freie Parameter in dieser Beziehung ist die effektive Targetdicke Δx . Sie wird durch eine An-

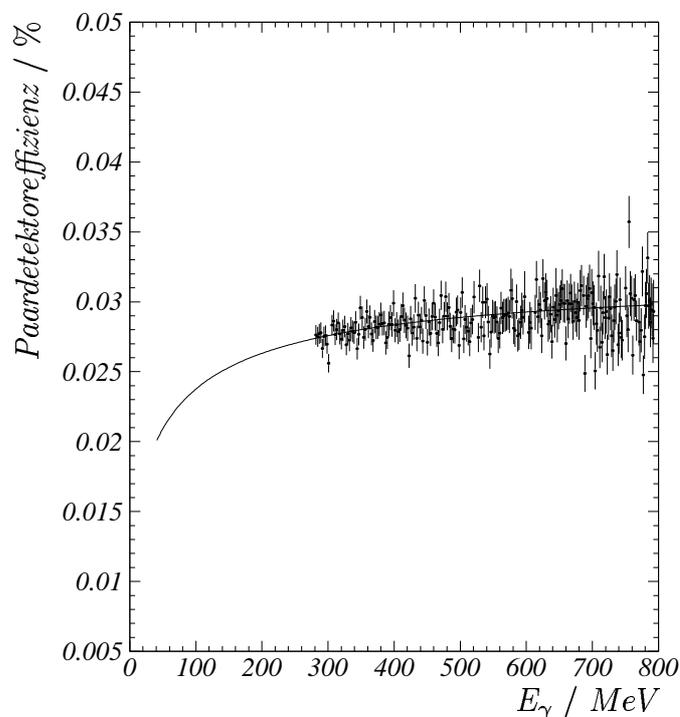


Abbildung 5.4: Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Paar-Detektors. Durch eine Anpassung der Paardetektoreffizienz an die experimentellen Daten wird die effektive Konverterdicke gewonnen.

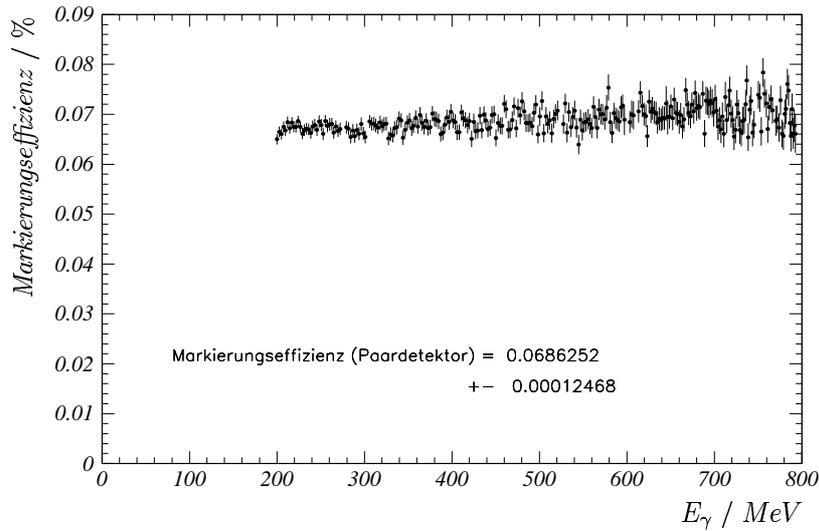


Abbildung 5.5: Die Markierungseffizienz des Taggingsystems bestimmt mit Hilfe des Paar-Detektors.

passung der Paardetektoreffizienz $\sigma_{Paar} \frac{N_{Avog} \rho \cdot \Delta x}{A}$ an die experimentellen Daten gewonnen (siehe Abb. 5.4). Die so parametrisierte Nachweiswahrscheinlichkeit des Paardetektors, die in separaten Messungen zwischen den eigentlichen Meßperioden bestimmt wird und von der angenommen wird, daß sie sich während dieser Meßperioden nicht ändert, geht als feste Größe in die Markierungseffizienz

$$\epsilon_{tagg}(E_\gamma) = \frac{N_{e^-} \cdot \epsilon_{Paar}(E_\gamma)}{N_{Paar}^{\gamma \rightarrow e^+e^-}},$$

ein, die in Abbildung 5.5 dargestellt ist. Damit ergibt sich die Anzahl der auf das Target treffenden Photonen zu

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

5.1.3 Geometrische Korrekturen

Neben der schon angesprochenen Akzeptanzlücke im Vorwärts- und Rückwärtswinkelbereich aufgrund des geometrischen Aufbaus von DAPHNE existieren weitere geometrische Bereiche, aufgrund derer eine Korrektur der ermittelten Wirkungsquerschnitte notwendig ist. So deckt der Detektor DAPHNE aus mechanischen Gründen nicht den gesamten Azimutalwinkelbereich ab. Denn zwischen den Szintillatorbalken benachbarter Sektoren verhindert das Verpackungsmaterial zur Lichtabschirmung eine nahtlose Verbindung. Dies hat zur Folge, daß Teilchen, deren Azimutwinkel in eine derartige Lücke fallen, gar nicht erst detektiert werden, oder daß, falls die Spur derartiger Teilchen in beiden angrenzenden Sektoren zu einem Signal führt, es zu einer Fehlidentifizierung kommt. Beispielsweise würde die Trajektorie $A_5, B_5, C_5, D_6, E_6, F_6$, die eigentlich zu der Spur eines geladenen Pions gehört, das den Detektor vollständig durchquert hat, als Signatur einer $(p\pi^0)$ -Reaktion gedeutet, bei der das Proton vor D_5 gestoppt und die neutrale Spur $D_6 - F_6$ dem neutralen Pion zugeordnet wurde. Um diese Randeefekte an den Grenzflächen der Szintillatoren zu vermeiden, werden während der Datenanalyse Winkelbereiche aus-

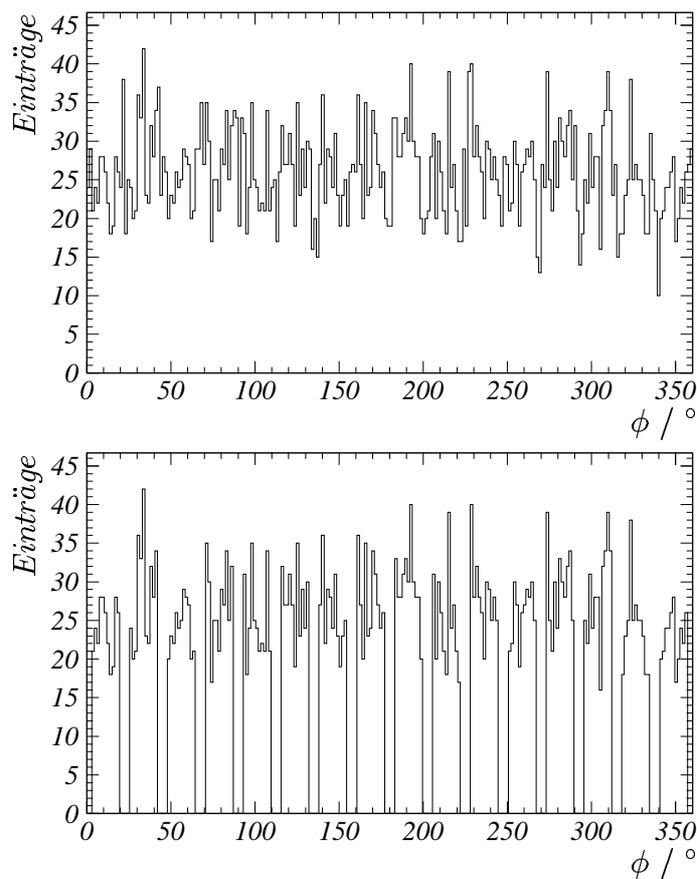


Abbildung 5.6: Azimutalverteilung der Protonen aus der Ein-Pion-Photoproduktion mit und ohne Lochschnitt.

geblendet. Die Azimutalwinkelverteilung in Abbildung 5.6 (oberer Teil) zeigt deutliche Einbrüche, die die Grenzen zwischen den Sektoren direkt anzeigen. Der Effekt der zusätzlichen Schnittbedingung (im unteren Teil von Abbildung 5.6 dargestellt) wird in der Analyse durch eine zusätzliche Akzeptanzkorrektur ε_ϕ berücksichtigt. Die Größe dieser Korrektur ergibt sich aus der Wahl der Schnittbereiche, die aus der Analyse von kosmischen Höhenstrahlungsereignissen bestimmt wurden. Der somit zusätzlich zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten anzubringende Korrekturfaktor beträgt $\varepsilon_\phi = 0,75$.

Ein weiterer geometrischer Faktor, der zu einer Korrektur führt, ist der Einfluß des Reaktionsortes in Strahlrichtung auf die vom Polarwinkel des emittierten Teilchens abhängige Nachweiswahrscheinlichkeit. Hierfür sind zwei Dinge verantwortlich. Zum einen stellt das Target kein ideales Punkttarget dar, sondern hat eine endliche Länge, die wie im Falle des Wasserstofftargets sogar in derselben Größenordnung wie die Länge der ersten Drahtkammer liegt. Zum anderen sind auch die Szintillatoren Zylinder mit endlicher Länge. Aufgrund dieser geometrischen Verhältnisse hängt für einen Teil der Ereignisse die Wahrscheinlichkeit, im Detektor nachgewiesen zu werden, davon ab, an welchem Ort bezüglich der Targetlänge der Ursprungsvortex lag. Dies ist hauptsächlich für Ereignisse mit nur einer geladenen Spur relevant. Mit anderen Worten ist je nach Polarwinkel θ die Anzahl der Streuzentren im Target unterschiedlich (effektive Targetlänge).

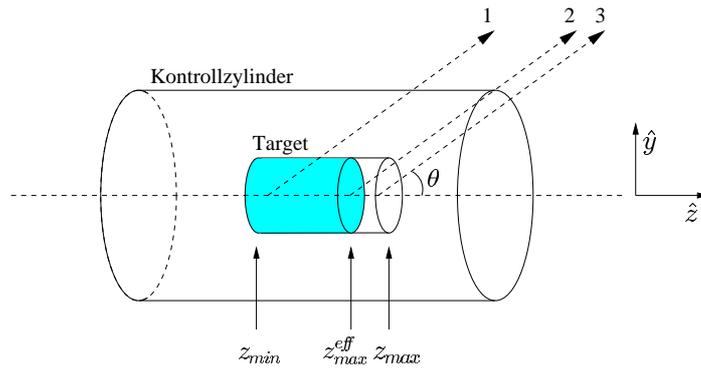


Abbildung 5.7: Bestimmung der effektiven Targetlänge. Die Variablen sind im Text erklärt. Das schraffierte Volumen definiert das effektive Targetvolumen.

Um dies zu illustrieren sind die Verhältnisse vereinfachend in Abbildung 5.7 für den Fall der Emission in Vorwärtsrichtung dargestellt. Hiernach ist die Gesamtlänge des Targets $L = z_{max} - z_{min}$. Zusätzlich wurde ein Kontrollzylinder eingezeichnet, der den aktiven Bereich definiert, der darüber entscheidet, bis wohin der effektive Raumwinkelbereich reicht. Die Abmessungen des Kontrollzylinders sind hierbei durch den inneren Aufbau des DAPHNE-Detektors und der Targethalterung vorgegeben. Dazu müssen alle betrachteten Trajektorien, deren Ursprung innerhalb des effektiven Targetvolumens liegt, abhängig von einem festen Emissionswinkel θ diesen Zylindermantel schneiden. In Abbildung 5.7 ist dies für die Trajektorien mit den Nummern 1 und 2 erfüllt, wobei letztere gerade die effektive Targetlänge durch den korrespondierenden z-Achsenabschnitt z_{max}^{eff} über $\mathcal{L}(\theta) = z_{max}^{eff}(\theta) - z_{min}$ definiert. Alle Trajektorien mit einem größeren Wert der Vertexkoordinate in z-Richtung wie die Trajektorie mit der Nummer 3 werden verworfen. Um den Wirkungsquerschnitt deshalb auf die Anzahl der Ereignisse zu korrigieren, die eigentlich innerhalb eines Targets der physikalischen Länge L erzeugt werden, muß jedes Ereignis, das innerhalb von DAPHNE nachgewiesen wurde, mit einem Wichtungsfaktor

$$w(\theta) = \frac{z_{max} - z_{min}}{z_{max}^{eff}(\theta) - z_{min}}$$

multipliziert werden. Der Bereich, in dem diese Korrektur von Eins verschieden ist, nimmt mit der Länge des physikalischen Targets zu. Im Falle des Polyethylentargets ist diese Korrektur fast vernachlässigbar.

5.2 Der Wirkungsquerschnitt des Ein-Pion-Photoproduktionskanals $\gamma p \rightarrow p\pi^0$

Nachdem nun alle Faktoren zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten bekannt sind, können diese nach Gleichung 5.3 ermittelt werden. Hierzu werden für beide Targetmaterialien Azimutalwinkelverteilungen bei festem Polarwinkel (siehe Abb. 5.6) aufgebaut. Vor einem Eintrag in das entsprechende Histogramm wird bei jedem Ereignis individuell entschieden, ob es sich um ein Ereignis der Ein-Pion-Photoproduktion oder um eine der

Untergrundreaktionen handelt, wobei auf die bisher beschriebenen Schnitte zur Prozeßidentifikation zurückgegriffen wird. Für Protonenereignisse, die in der ersten Szintillatorlage nachgewiesen wurden, werden die in Abschnitt 4.4.2 besprochenen Schnitte angewendet. Für die weiteren Lagen kann einer der in den Abschnitten 4.4.1, 4.4.3 oder 4.4.4 vorgestellten Separationsalgorithmen verwendet werden. Jeder Algorithmus besitzt einen anderen systematischen Fehler aufgrund der unterschiedlichen Fehlidentifikation der beiden Teilchensorten Proton und Pion. Dieser wird allerdings teilweise wieder mit der Korrektur durch die Nachweiswahrscheinlichkeit vermindert. Insofern gestaltet sich eine genaue Abschätzung dieses Fehlers als sehr schwierig. Deshalb wurde für den Fehler der Teilchenidentifikation eine obere Grenze angegeben, zumal dieser leicht energieabhängig ist. In der folgenden Tabelle sind die einzelnen Beiträge zum systematischen Fehler noch einmal aufgeschlüsselt. Sie unterteilen sich in Fehler, die aus der Experimentdurchführung resultieren, und Fehler, die sich aufgrund der Analyse ergeben. Da diese Fehler unabhängig

Photonenfluß	2,5 %
Nachweiseffizienz	2 %
Teilchenidentifikation	< 1,9 %
Targetdicke	2 %

Tabelle 5.1: Abschätzung der systematischen Fehler für die Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte

voneinander sind, kann ein maximaler systematischer Fehler von 4,2 % angenommen werden. Die Wahl des Separationsalgorithmus kann sehr individuell erfolgen. Allerdings ist zu bedenken, daß jeder Schnitt, der geometrisch gesetzt wird, rein phänomenologisch ist und nur aufgrund einer optischen Bewertung der Verteilung von Streudiagrammen erfolgt. Zudem müssen die Schnitte für jede Experimentauswertung individuell neu bestimmt werden, da sie von der Experimentdurchführung abhängig sind. Dies macht sich z.B. deutlich beim Wechsel des Targets oder bei einer Verschlechterung der Szintillatoren bemerkbar, was außerdem die Notwendigkeit einer Neukalibrierung des Detektorsystems zur Folge hat. Im Gegensatz hierzu stellt das Verfahren *range-fit* einen Algorithmus dar, der von der Experimentdurchführung unabhängig ist. Alleine die Geometrie des Aufbaus muß in ihren exakten Maßen und Materialparametern bekannt sein. Da allerdings der filigrane Aufbau der Drahtkammern nicht nachgebildet werden kann, wird das Material, das sich zwischen dem Target und der ersten Szintillatorlage befindet, durch eine sogenannte *äquivalente Szintillatordicke* ersetzt. Durch Variation dieses Parameters kann eine Änderung der Targetgeometrie schnell angepaßt werden. Hier verschafft eine Überprüfung durch die Lage des Maximums der *missing energy* Verteilung eine schnelle Eichmöglichkeit. Zudem bietet dieses Verfahren den Vorteil, daß zusätzlich auch die kinetische Startenergie des Teilchens geliefert wird. So sind alle Verfahren, die wie die *missing energy* oder *missing mass* Analyse diese Observable benötigen, auf die Anwendung dieser Methode angewiesen. Für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte, die im folgenden dargestellt sind, wurde deshalb diese Methode der Separation in Verbindung mit Schnitten im *missing energy* Spektrum angewendet. Um die Korrektur auf zufällige Koinzidenzen durchzuführen, werden zunächst zwei Azimutalwinkelverteilungen erzeugt, einmal mit einem Zeitschnitt wie in Abbildung 4.6 und eine zweite mit einem gleich breiten Zeitschnitt auf den Sockel der

zufälligen Ereignisse. Dann wird die zweite Verteilung von der ersten subtrahiert. Es hat sich allerdings gezeigt, daß der Beitrag der zufälligen Koinzidenzen nach allen kinematischen Schnitten vernachlässigbar klein war. Unter Verwendung der *range-fit*-Methode für Protonen, die in den Lagen B-E stoppen, sind die so erhaltenen Wirkungsquerschnitte mit Angabe der statistischen Fehler in Abbildung 5.8 dargestellt. Zum Vergleich wurden Daten aus der SAID-Multipol-Analyse für verschiedene Lösungen eingezeichnet. Ebenfalls eingezeichnet sind Daten aus der früheren Messung von 1994 am selben Detektor

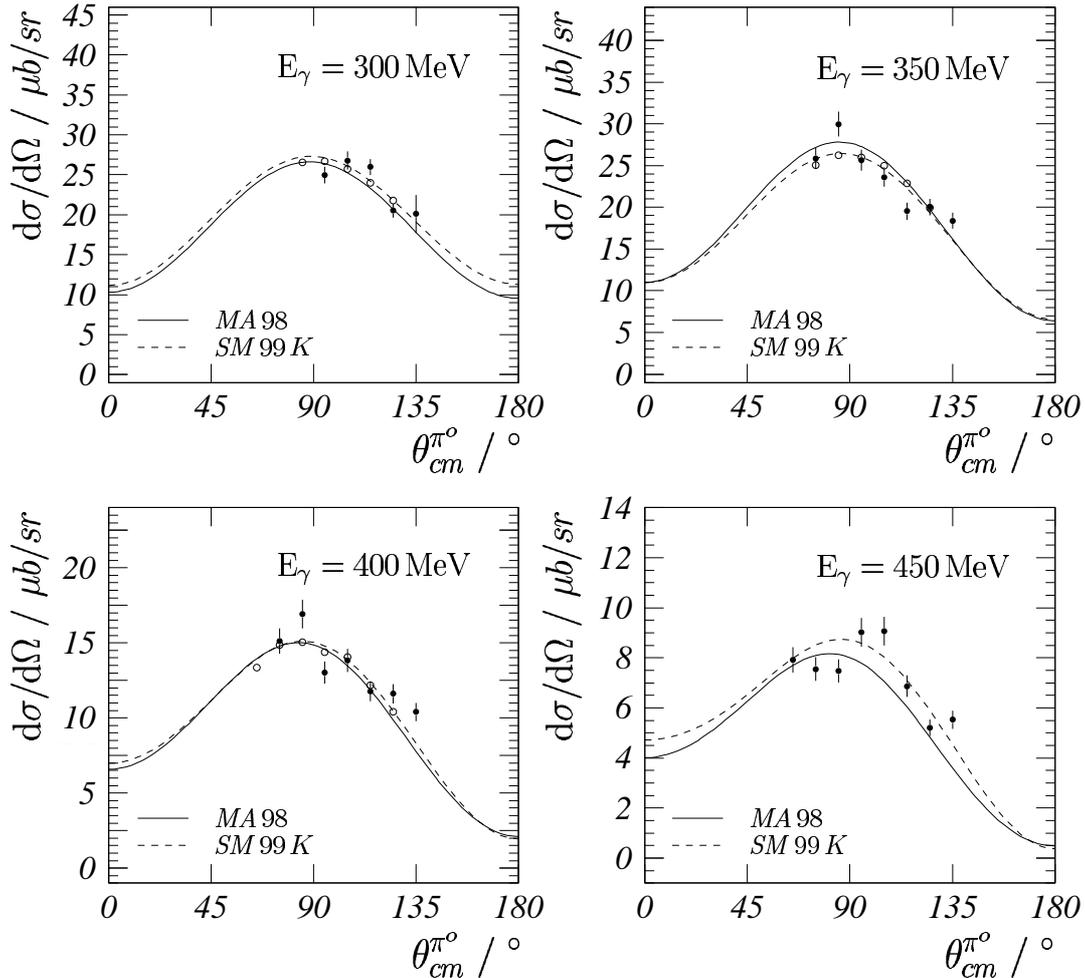


Abbildung 5.8: *Differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ bei verschiedenen Photonenergien. Die experimentellen Daten sind mit Vorhersagen verglichen. \circ sind hierbei Daten der Messung mit DAPHNE 1994, \bullet die in dieser Arbeit ermittelten Werte.*

[Krah96]. Die geringe Statistik machte es notwendig, die Daten in Intervallen von 40 MeV und 10° zusammenzufassen. Innerhalb der statistischen Fehler ist eine gute Übereinstimmung zu erkennen. Unterhalb einer Photonenergie von $E_\gamma = 290$ MeV ist der Nachweis des Rückstoßprotons nicht mehr möglich, da dieses aus kinematischen Gründen den ersten Szintillator nicht erreichen kann. Eine Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts unterhalb dieser Energie ist somit mit dem verwendeten Detektorsystem nur durch

Detektion des neutralen Pions möglich. Für Photonenergien oberhalb der Doppelpionproduktionsschwelle muß zusätzlich eine Abtrennung der Ereignisse $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ vorgenommen werden. Für den Fall, daß das Proton nachgewiesen werden konnte, kann dieser Anteil jedoch wegen der eindeutigen Signatur des Protons durch einen Schnitt im *missing energy* oder *missing mass* Spektrum abgetrennt werden.

5.3 Der Wirkungsquerschnitt des Ein-Pion-Photoproduktionskanals $\gamma p \rightarrow n\pi^+$

Schon ab einer Pionenergie von $E_\pi \approx 200$ MeV haben die meisten Pionen eine so große Energie, daß sie den Detektor DAPHNE wieder verlassen. Auch wenn diese Pionen im Detektormaterial Energie deponieren, ist es nicht möglich, ihre kinetische Energie zu rekonstruieren. Dies liegt daran, daß sie sich in einem kinematischen Bereich befinden, wo sie als minimalionisierend bezeichnet werden, in dem sie mehr oder weniger unabhängig von ihrer kinetischen Energie immer dieselbe Energie pro Wegstrecke im Szintillatormaterial deponieren. Der Anteil derjenigen Pionen, die innerhalb des Detektors DAPHNE stoppen, liegt für eine maximale Photonenergie von $E_\gamma = 450$ MeV bei etwa 60 % und sinkt für den gesamten im Mainzer Experiment verfügbaren Energiebereich auf unter 20 %. Wie schon in Abschnitt 4.4.2 ausgeführt wurde, ist in der ersten Szintillatorlage eine Trennung der Pionen vom elektromagnetischen Untergrund nicht für alle Winkelbereiche einwandfrei möglich. Deshalb wurde auf eine Separation von Pionen in dieser Lage verzichtet. Der hierdurch verlorene Anteil an Pionen muß jedoch durch eine Simulation ermittelt werden. Außerdem kann für die Pionen, die weiter als Lage *E* kommen, keine kinetische Energiebestimmung erfolgen. Deshalb werden alle Ereignisse, die in Lage *F* ein Signal erzeugt haben, abzüglich der Elektronen, die wie in Abschnitt 4.4.3 beschrieben separiert werden können, in die Berechnung von Wirkungsquerschnitten miteinbezogen. Allerdings muß auch hier eine Korrektur der Nachweiswahrscheinlichkeit für diese Lage mittels einer Simulation durch GEANT erfolgen. Für die verbleibenden Lagen gilt wieder das schon im vorigen Abschnitt Gesagte. Der Nachteil der Abzugsmethode, die in Abschnitt 4.4.6 beschrieben wurde, gegenüber der Methode *range-fit* liegt darin, daß hier eine gute Trennung des elektromagnetischen Untergrundes von den Pionen erfolgen muß. *range-fit* besitzt hier den großen Vorteil, daß der Anteil der Pionen kinematisch sehr gut abgetrennt werden kann. Für einfache Targetkonfigurationen, die keinen allzu großen Untergrund erzeugen (beispielhaft ist hier das Wasserstofftarget), besitzt die Abzugsmethode ($N_{\pi^+} = N_{\text{gelad}} - N_p \cdot \epsilon_p^{-1} - N_{e^-}$) den Vorteil, daß in die Berechnung der Anzahl der Pionen ebenfalls die Effizienz des Protonennachweises eingeht, so daß auf eine Simulation dieser Größe für das Pion verzichtet werden kann. Dies ist insbesondere deshalb erwähnenswert, weil es am Anfang der Analyse noch Probleme mit der Simulation von Pionen in GEANT gab, was hauptsächlich auf die erforderlich gewordene Niederenergieerweiterung zurückzuführen war.

Unter Verwendung der *missing energy* Methode wurden die Wirkungsquerschnitte für den ($n\pi^+$)-Kanal berechnet und sind mit Angabe der statistischen Fehler in Abbildung 5.9 dargestellt. Zum Vergleich wurden wieder Daten aus der SAID-Multipol-Analyse für verschiedene Lösungen und Daten aus der früheren Messung von 1994 eingezeichnet. Wie

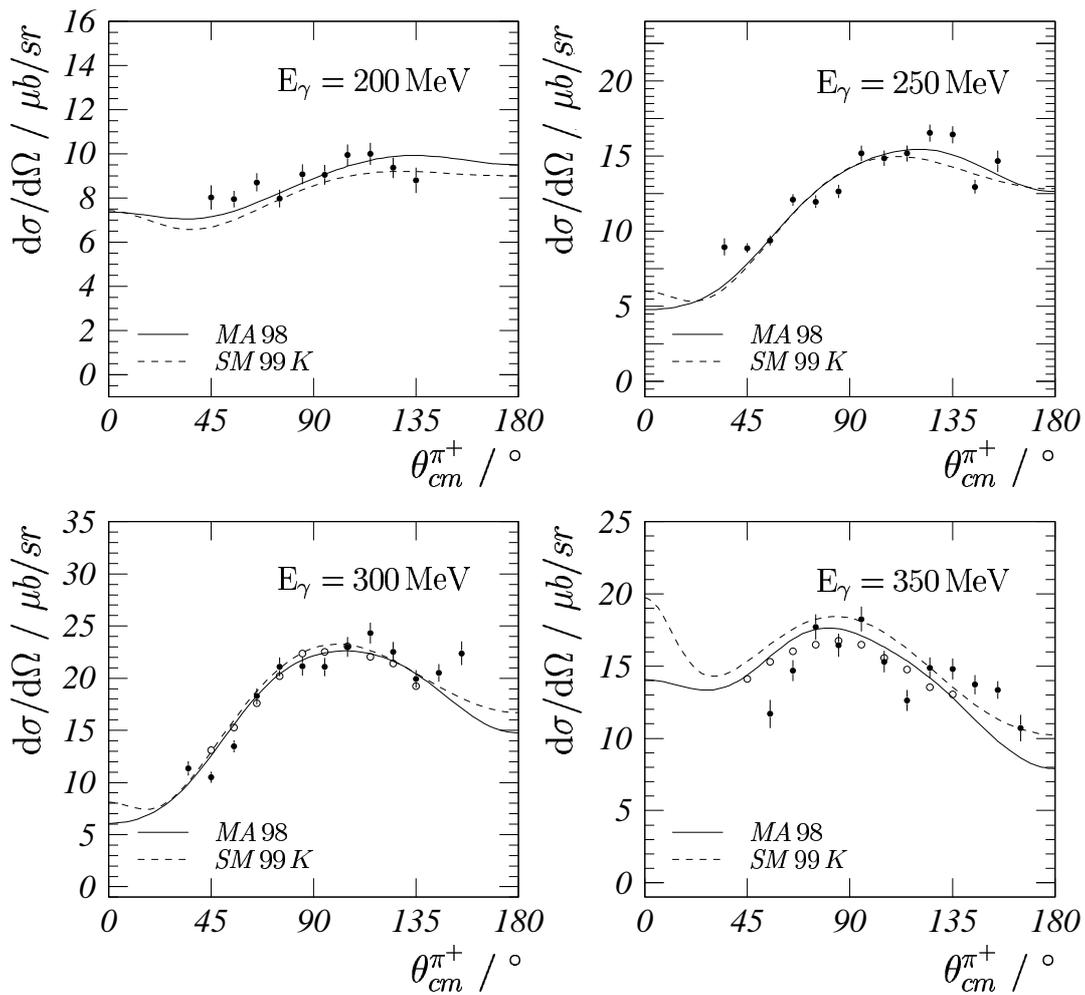


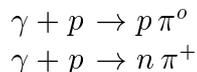
Abbildung 5.9: *Differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ bei verschiedenen Photonenergien. Die experimentellen Daten sind mit Vorhersagen verglichen. \circ sind hierbei Daten der Messung mit DAPHNE 1994, \bullet die in dieser Arbeit ermittelten Werte.*

im Fall des Kanals $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ machte es die geringe Statistik notwendig, die Daten in Intervallen von 40 MeV und 10° zusammenzufassen. Innerhalb der statistischen Fehler ist wieder eine recht gute Übereinstimmung zu erkennen.

5.4 Bestimmung totaler Wirkungsquerschnitte

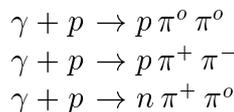
In den vorigen Abschnitten dieses Kapitels wurde die Extraktion der differentiellen Wirkungsquerschnitte der beiden Ein-Pion-Photoproduktionskanäle $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ vorgestellt, wobei jeweils nur das geladene Teilchen detektiert wurde. Für die Berechnung der mit DAPHNE gemessenen totalen Photoabsorption wurde eine allgemeinere Methode entwickelt [Corm93], die eine Bestimmung totaler Wirkungsquerschnitte mit einem systematischen Fehler kleiner als 3% erlaubt. Diese schließt allerdings auch den Nachweis des neutralen Pions ein, so daß nur Extrapolationen in den verbleiben-

den nichterfaßten Phasenraum für den Kanal $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ notwendig sind. Für Photonenergien kleiner als $E_\gamma = 400$ MeV setzt sich der totale Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion am Wasserstoff alleine aus den beiden schon besprochenen Ein-Pion-Photoproduktionskanälen



zusammen. Aufgrund der beschränkten Akzeptanz von DAPHNE für Protonen wird nur etwa die Hälfte des totalen Wirkungsquerschnittes $\sigma(p\pi^0)$ über das Proton nachgewiesen. Der fehlende Anteil muß deshalb über den Nachweis des neutralen Pions bestimmt werden, wobei eine Korrektur aufgrund der niedrigen Nachweiseffizienz ϵ_{π^0} notwendig ist. Da jedoch die beiden Zerfallsphotonen des neutralen Pions eine isotrope Winkelverteilung aufweisen, besitzt jeder Polaremissionswinkel des Pions eine endliche Wahrscheinlichkeit dafür, daß beide Photonen in DAPHNE nachgewiesen werden können. Der koinzidente Nachweis beider Photonen macht eine gute Trennung von Untergrundereignissen möglich. Dies erleichtert die Analyse erheblich, weil in diesem Fall keine Extrapolationen notwendig werden. Demgegenüber kann die Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts des Kanals $\sigma(n\pi^+)$ alleine über die Detektion des geladenen Pions erfolgen. In diesem Fall wird der verfügbare Phasenraum weitgehend vom DAPHNE-Detektor abgedeckt. Aufgrund der Detektionsschwelle und des verbleibenden nichterfaßten Raumwinkels muß eine Korrektur erfolgen, da nur etwa 90 % aller geladenen Pionen wirklich nachgewiesen werden (siehe 5.4.1).

Oberhalb einer Photonenergie von $E_\gamma = 400$ MeV tragen dann weitere Photoproduktionskanäle bei, die im totalen Wirkungsquerschnitt berücksichtigt werden müssen. Hierzu gehören alle Kanäle mit mehrfacher Pionproduktion



und entsprechend Kanäle mit mehr als zwei Pionen in Endzustand. Allerdings wird hier die Korrektur des Wirkungsquerschnittes komplexer, da aufgrund der neu hinzugekommenen Endzustände die Nachweiswahrscheinlichkeiten neu berechnet werden müssen und die Extrapolationen in den nichterfaßten Phasenraum schwieriger sind, da für Drei- oder Mehrteilchenreaktionen die Kinematik von der von Zweikörperreaktionen stark abweicht. Der totale Wirkungsquerschnitt für Photonenergien kleiner als $E_\gamma = 400$ MeV schreibt sich dann nach [Corm93] als

$$\sigma_{tot} = \sigma_{p\pi^0}^{tot} + \sigma_{n\pi^+}^{tot}$$

mit

$$\sigma_{n\pi^+}^{tot} = \frac{1}{N_\gamma \rho N_A} \left(\frac{N_{\pi^+}}{l} + \frac{\Delta N_{\pi^+}}{l} \right)$$

und

$$\sigma_{p\pi^0}^{tot} = \frac{1}{N_\gamma \rho N_A} \left(\frac{N_p}{l} + \frac{N_{\pi^0}}{\epsilon_{\pi^0} L} - \Delta L_{p-\pi^0} \right).$$

Hierbei sind

N_γ	=	Anzahl der Photonen
N_p	=	Anzahl der Ereignisse mit einem Proton
N_{π^+}	=	Anzahl der Ereignisse mit einem geladenen Pion
N_{π^0}	=	Anzahl der Ereignisse mit genau einem neutralen Pion
ϵ_{π^0}	=	Nachweiswahrscheinlichkeit für ein neutrales Pion
ΔN_{π^+}	=	Summe der notwendigen Extrapolationen und Korrekturen für den $(n\pi^+)$ -Kanal
$\Delta L_{p-\pi^0}$	=	Korrektur aufgrund der verschiedenen Targetakzeptanzbereiche für Proton und π^0 , die aus den Koinzidenzen $p - \pi^0$ errechnet wird

Werden die nachgewiesenen Protonen und geladenen Pionen zusammengefaßt, so läßt sich der totale Wirkungsquerschnitt schreiben als

$$\sigma_{tot} = \frac{1}{N_\gamma \rho N_A} \left(\frac{N_{gelad}}{l} + \frac{\Delta N_{\pi^+}}{l} + \frac{N_{\pi^0}}{\epsilon_{\pi^0} L} - \Delta L_{p-\pi^0} \right),$$

wobei $N_{gelad} = N_p + N_{\pi^+}$ die Summe der Anzahl von detektierten Protonen und geladenen Pionen ist.

5.4.1 Extrapolation in den nicht erfaßten Phasenraum

Aufgrund der eingeschränkten Raumwinkelakzeptanz von DAPHNE muß zur Bestimmung totaler Wirkungsquerschnitte eine Extrapolation für die Polarwinkel $\theta < 21^\circ$ und $\theta > 159^\circ$ vorgenommen werden. Dies erfolgt ausgehend von den geladenen Pionen. Hier schreibt sich der totale Wirkungsquerschnitt infolge der Azimutalsymmetrie des Detektors als

$$\sigma_{n\pi^+}^{tot} = \sigma_{21^\circ-159^\circ}^{exp} + 2\pi \int_{0^\circ}^{21^\circ} \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin(\theta) d\theta + 2\pi \int_{159^\circ}^{180^\circ} \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin(\theta) d\theta.$$

Die beiden Korrekturbeiträge werden aus zwei extremen Annahmen für das Verhalten von $d\sigma/d\Omega$ in den nichterfaßten Bereichen abgeleitet. In Abbildung 5.10 ist dies für die beiden Photonenergien $E_\gamma = 300$ MeV und $E_\gamma = 700$ MeV exemplarisch dargestellt. Es sind für den $(n\pi^+)$ -Kanal Daten aus [Corm93] gezeigt, denen eine Multipolanalyse aus Landolt-Börnstein [Land73] unterlegt ist. Zusätzlich sind die extremen Annahmen der Extrapolationen miteingezeichnet. Die maximale Differenz zwischen den Extrapolationen, die sich aufgrund der verschiedenen Annahmen ergibt, beträgt 33 %, so daß ein relativer Fehler von ± 16 % für die berechneten Extrapolationen angenommen wird. Bezogen auf den totalen Photoabsorptionswirkungsquerschnitt, der diese Korrekturen gewichtet mit dem Sinus des Polarwinkels einbezieht, steigt somit der systematische Fehler aufgrund der Winkelextrapolationen in Abhängigkeit von der primären Photonenergie, bleibt jedoch unterhalb von etwa $\pm 0,8$ %.

Eine Extrapolation in nichterfaßte Impulsbereiche ist für primäre Photonenergien unterhalb von $E_\gamma = 400$ MeV nicht erforderlich, da im Fall der einfachen Pionproduktion der

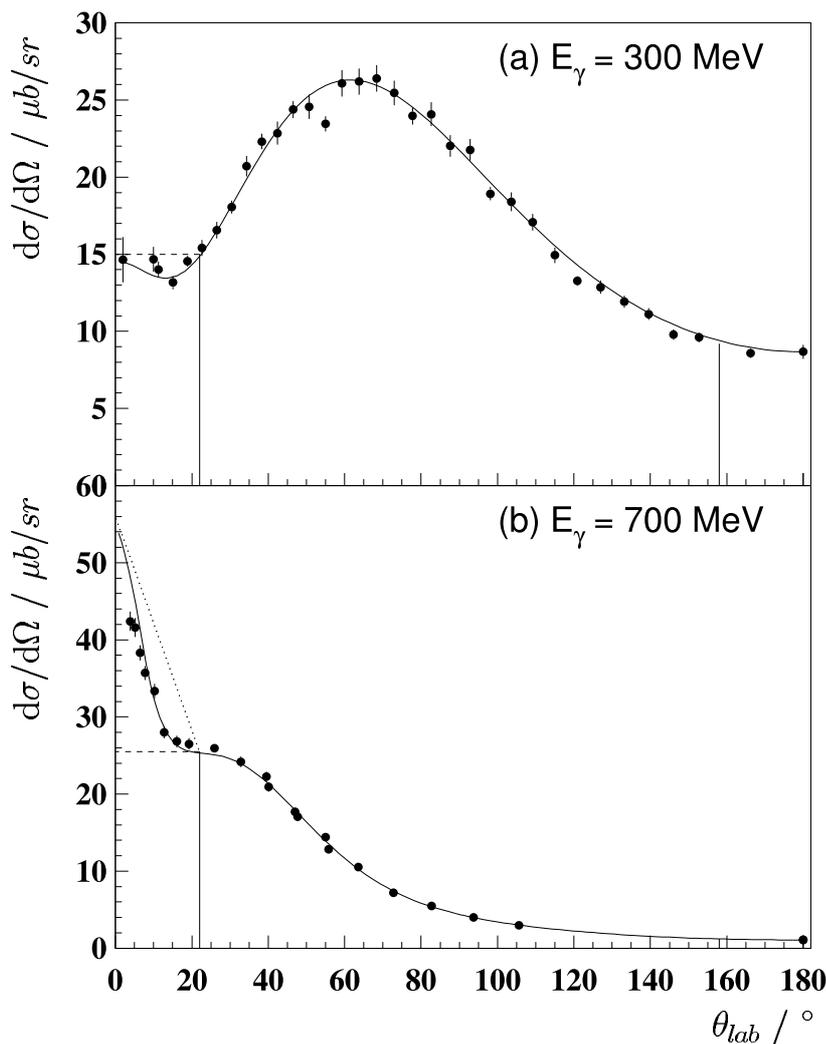


Abbildung 5.10: Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ für die Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ mit den extremen Annahmen der Extrapolation in nicht erfaßte Raumwinkelbereiche (die Daten stammen aus [Corm93]).

Bereich von erlaubten Pionimpulsen aufgrund der Kinematik der Zweikörperreaktion immer über der Detektorschwelle liegt. Erst für den Fall der doppelten Pionproduktion existiert keine kinematische untere Schwelle der Pionimpulse mehr, so daß hier eine lineare Extrapolation in der Impulsverteilung zwischen Null und den Impulsen an der Nachweischwelle erfolgen muß. Diese Korrektur liegt jedoch für alle Photonenergien unterhalb von 1 %.

Neben den Korrekturen für den nichterfaßten Phasenraum müssen weitere Korrekturen berücksichtigt werden. Dies sind Korrekturen, die schon bei der Berechnung differentieller Wirkungsquerschnitte erwähnt wurden. Hierzu gehören zum einen rein geometrische Korrekturen wie die Ausblendung azimuthaler Winkelbereiche aufgrund der Szintillatorzwischenräume und die Abhängigkeit des vom emittierten Teilchen gesehenen Raumwinkels vom Polarwinkel θ . Zum anderen gehören hierzu Korrekturen aufgrund hadronischer Verluste. Diese liefern einen Beitrag von weniger als 2,4 % zum totalen Wirkungsquerschnitt.

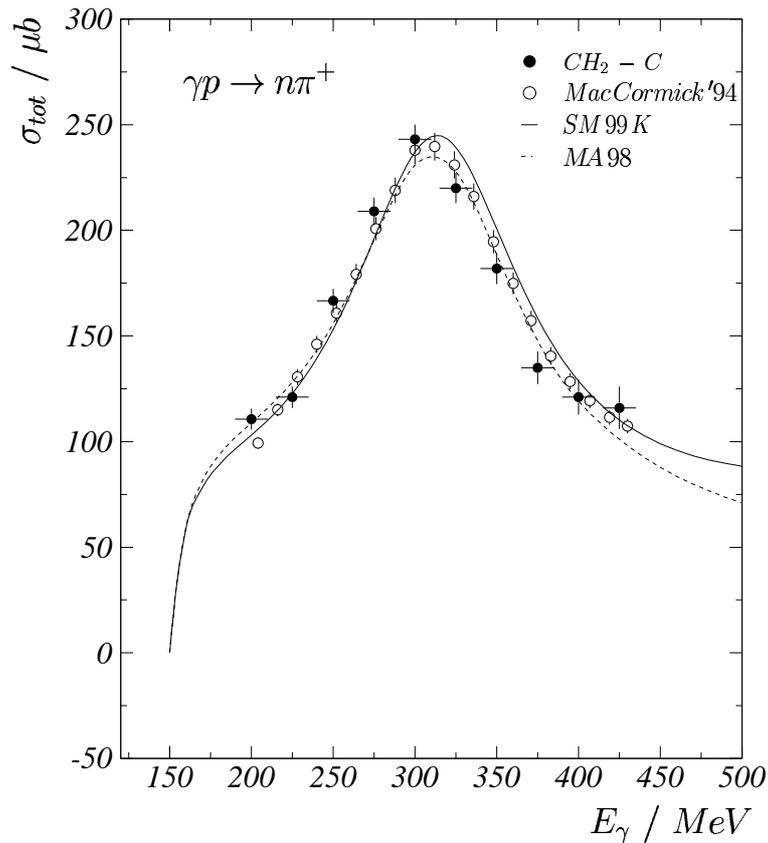


Abbildung 5.11: Totaler Photoabsorptions-Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^+$. Die Daten sind mit Vorhersagen verglichen. Zusätzlich sind Daten aus der Arbeit von Mac Cormick [Corm93] eingetragen.

5.4.2 Der totale Wirkungsquerschnitt für den Kanal $\gamma p \rightarrow n\pi^+$

Nach der in den beiden vorigen Abschnitten beschriebenen Methode zur Extraktion totaler Wirkungsquerschnitte wurde dieser für den partiellen Ein-Pion-Photoproduktionskanal $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ bestimmt. Da die Entwicklung einer Methode zum Nachweis von neutralen Pionen nicht Ziel dieser Arbeit war, ist es nicht möglich, mit der beschriebenen Methode den totalen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ zu bestimmen, da der Winkelbereich, der den Protonen kinematisch erlaubt ist, nur einen Bruchteil des gesamten Polarwinkelbereichs ausmacht. Eine Extrapolation in für das Proton nicht zugängliche Bereiche würde von sehr wagen Annahmen ausgehen und einen hohen systematischen Fehler besitzen.

Das Ergebnis der Auswertung ist in Abbildung 5.11 dargestellt. Wie schon bei der Berechnung der differentiellen Wirkungsquerschnitte machte es die geringe Statistik notwendig, die Daten in Intervallen von 20 MeV zusammenzufassen, um gerade bei höheren Photonenergien den statistischen Fehler klein zu halten. Die Daten sind wiederum mit Vorhersagen aus SAID und Daten aus der Arbeit von Mac Cormick [Corm93], die am selben Detektor aufgenommen wurden, verglichen und zeigen eine sehr gute Übereinstimmung.

Kapitel 6

Analyse der Daten an polarisiertem Butanol

Im vorigen Kapitel wurden Methoden vorgestellt, die gezeigt haben, daß es möglich ist, den Wasserstoffanteil vom Polyethylen zu trennen und somit die differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitte für beide Ein-Pion-Photoproduktionskanäle am Proton im Rahmen der Fehler zu reproduzieren. Diese sollen in diesem Kapitel auf Daten angewendet werden, die mit zirkular polarisiertem Photonenstrahl und polarisiertem Target aufgenommen wurden. Unter Verwendung der zur Auswertung der unpolarisierten Messungen entwickelten Analysemethoden konnten in sehr kurzer Zeit erste Ergebnisse aus den Daten mit polarisiertem Target, die im ersten Halbjahr '98 aufgenommen wurden, gewonnen werden. Es werden allerdings nur vorläufige Resultate vorgestellt, da eine vollständige Analyse weiterer Korrekturen bedarf, deren Entwicklung im Rahmen weiterer Doktorarbeiten in der GDH-Kollaboration zur Zeit vorangetrieben wird.

6.1 Helizitätsabhängige Wirkungsquerschnitte

Ziel der GDH-Kollaboration ist es, zum einen die Gültigkeit der GDH-Summenregel zu verifizieren. Hierzu muß die Differenz $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$ der beiden doppel polarisierten totalen Wirkungsquerschnitte mit den Helizitäten $3/2$ und $1/2$ in Abhängigkeit von der primären Photonenergie bestimmt werden. Da die Maximalenergie des Elektronenstrahls am MAMI 855 MeV beträgt, kann das Integral der GDH-Summenregel nur bis zu dieser Energie berechnet werden. Hierbei ist es nicht notwendig, den Kohlenstoffanteil zu separieren, da dieser bei der Differenzbildung

$$\begin{aligned}\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2} &\propto (N_{3/2}^H + N_{3/2}^C) - (N_{1/2}^H + N_{1/2}^C) \\ &\propto N_{3/2}^H - N_{1/2}^H\end{aligned}$$

herausfällt. Dies wurde bereits im unpolarisierten Fall in Abschnitt 4.4.5 gezeigt. Im polarisierten Fall stellt sich das Ganze sogar etwas einfacher dar, da hier dasselbe Target für die Differenzbildung verwendet wird und nur die Polarisationsrichtung der Protonen oder die zirkulare Polarisation der Photonen umgekehrt wird. Außerdem sollen die Kohlenstoffkerne nicht polarisierbar sein, da diese den Gesamtspin Null tragen. Dies kann mit

den schon in 4.4.5 vorgetragenen Argumenten erneut für den polarisierten Fall bestätigt werden. Hierzu werden wieder Spektren nach der *missing energy* Methode erzeugt. In Abbildung 6.1 ist das Resultat dieser Berechnung für den $(p\pi^0)$ -Kanal an Butanol dargestellt. Im oberen Teil ist der Anteil mit Helizität $3/2$ aufgetragen, in der Mitte der Abbildung

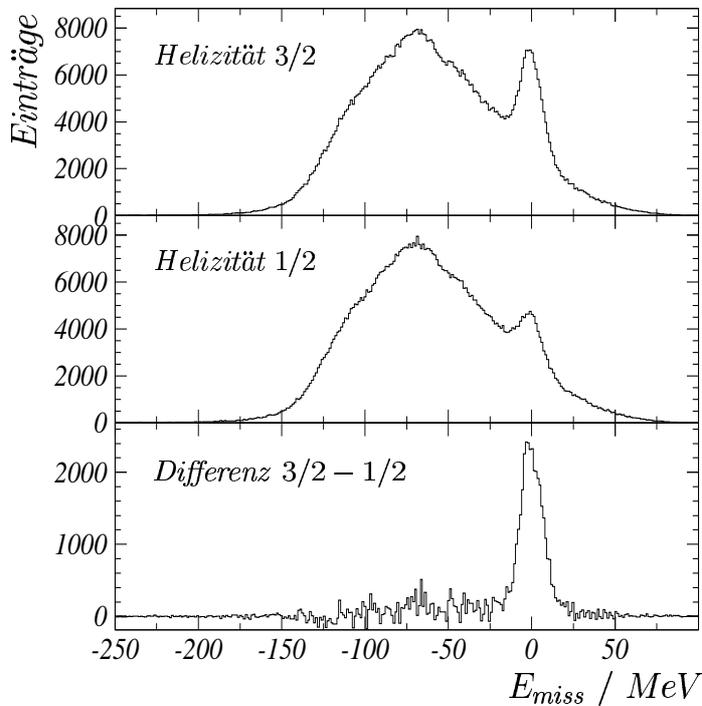


Abbildung 6.1: „missing energy“ Spektren für Ereignisse an polarisiertem Butanol, wobei über alle Detektorlagen summiert wurde. Es sind die Spektren für die Helizitäten $1/2$ und $3/2$ und deren Differenz aufgetragen.

der Helizitäts- $1/2$ -Anteil. Nach Subtraktion beider Helizitätsanteile voneinander erhält man das Differenzspektrum, das im unteren Teil der Abbildung dargestellt ist. Deutlich zu erkennen ist eine gaußförmige Verteilung um den Nullpunkt. Wie schon im unpolarisierten Fall ist der Kohlenstoffuntergrund verschwunden. Die Annahme, daß der Kohlenstoffuntergrund unpolarisiert sei, wird auf diese Weise erneut bestätigt – er zeigt keine Beiträge zu Spineffekten.

Ein Ziel der GDH-Kollaboration ist die Extraktion differentieller Wirkungsquerschnitte einzelner Produktionskanäle. Die beiden helizitätsabhängigen Anteile lassen sich aus der Differenz $(\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2})$ und dem unpolarisierten Wirkungsquerschnitt σ_{tot} , der entweder aus Messungen unpolarisierter Targets oder aus der Summe $\sigma_{tot} = 1/2 (\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2})$ gewonnen werden kann, über

$$\sigma_{3/2} = \frac{1}{2} \left((\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}) + 2\sigma_{tot} \right)$$

$$\sigma_{1/2} = \frac{1}{2} \left(2\sigma_{tot} - (\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}) \right)$$

berechnen. Dabei muß im Falle der Bestimmung von σ_{tot} aus Daten an Butanol der Kohlenstoffanteil durch eine separate Messung mit einem reinem Kohlenstofftarget gemessen

und abgezogen werden. Während der GDH-Strahlzeit wurde zwar eine derartige Messung durchgeführt. Deren Zählstatistik ist allerdings im Vergleich zur Messung am Butanoltarget so schlecht, daß es vorgezogen wurde, auf frühere Messungen des totalen Absorptionsquerschnittes mit einem reinen Wasserstofftarget am selben Detektor zurückzugreifen. Analog zu Abbildung 6.1 kann das *missing energy* Spektrum für den Kanal $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ berechnet werden. Nimmt man die aus der Differenzbildung erhaltenen Pionereignisse und

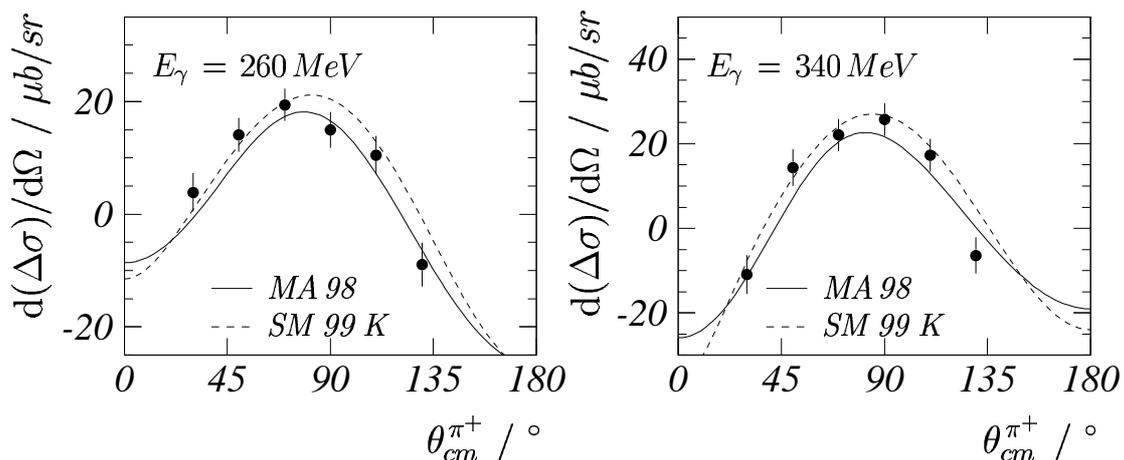


Abbildung 6.2: Differenz der helizitätsabhängigen differentiellen Wirkungsquerschnitte $d(\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2})/d\Omega$ der Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ als Funktion des Pionemissionswinkels im Schwerpunktsystem. Die durchgezogene Kurve gibt die Vorhersage nach SAID und die gestrichelte die nach HDT wieder (siehe Text).

berechnet wie im unpolarisierten Fall den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Differenz ($\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$) für den ($n\pi^+$)-Kanal, so erhält man die differentiellen Wirkungsquerschnitte in Abbildung 6.2, die für Photonenergien von 260 MeV bzw. 340 MeV berechnet wurden. Diese Wirkungsquerschnitte sind mit Daten aus der SAID-Multipolanalyse für verschiedene Lösungen verglichen. Als weiteres Resultat dieser ersten Analyse ist in Abbildung 6.3 die totale Photoabsorptionsquerschnittsdifferenz gezeigt. Ihre Berechnung erfolgt analog zu der im unpolarisierten Fall und wurde schon eingehend in Abschnitt 5.4 beschrieben. Der Beitrag, der durch die zusätzliche π^0 -Detektion und die hieraus resultierenden Korrekturen gegeben ist, wurde freundlicherweise von P. Pedroni [Pedr98] berechnet und dem Autor als Datensatz zur Verfügung gestellt. Dasselbe gilt für Ereignisse aus der Zwei-Pion-Photoproduktion, die oberhalb von $E_\gamma = 550$ MeV einen zusätzlichen Beitrag liefern.

Das Resultat ist mit Daten aus einer dispersionstheoretischen Multipolanalyse von Hanstein, Drechsel und Tiator (HDT) [Hans98] verglichen, die eine Anpassung an ausgewählte Photoproduktionsdaten darstellt. Ebenfalls eingezeichnet ist die Multipolanalyse SAID (Lösung WI98) [Arnd96]. Der wesentliche Unterschied zwischen den beiden theoretischen Modellen liegt in der Behandlung der s-Wellen-Amplitude, die im Fall der SAID-Analyse (Lösung WI98) den Schwellenwert $E_{0+}(n\pi^+) = 24,9 \cdot 10^{-3}/m_{\pi^+}$ liefert, während das Niederenergiethorem einen Wert von $28,3 \cdot 10^{-3}/m_{\pi^+}$ erfordert. Der Einfluß der E_{0+} -Amplitude an der Schwelle wird bei einem Vergleich der beiden Multipolanaly-

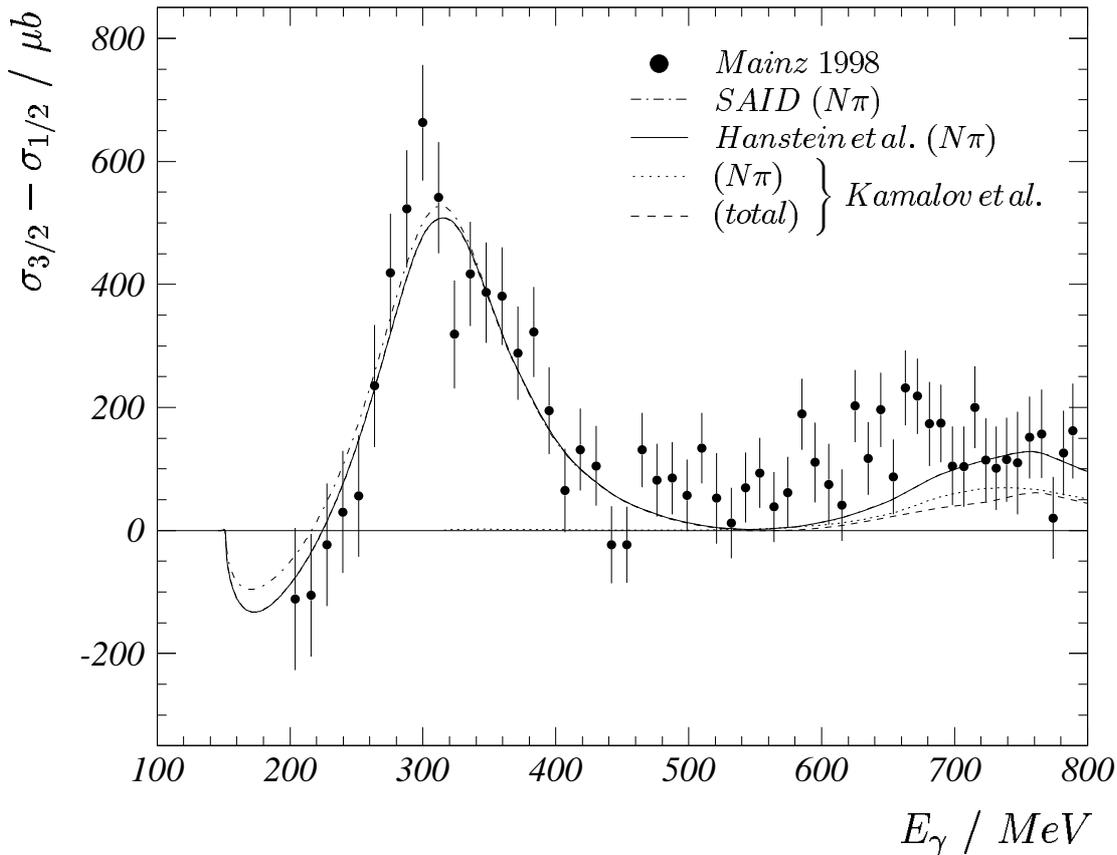


Abbildung 6.3: Differenz der totalen helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnitte $\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}$ als Funktion der primären Photonenergie E_γ .

sen SAID und HDT in Abbildung 6.3 besonders deutlich. Letztere scheint das Verhalten der Daten bis zu einer Photonenergie von $E_\gamma = 450$ MeV besser wiederzugeben als die SAID-Analyse, insbesondere wenn man den Schwellenbereich betrachtet. Oberhalb dieser Energie liegen die Daten offensichtlich oberhalb der Multipolanalysen. Hierzu ist anzumerken, daß der Zwei-Pionbeitrag, der einen positiven Beitrag zu $\Delta\sigma$ liefert, nicht miteinbezogen wurde.

6.2 Beitrag zur GDH-Summenregel

Aus der im letzten Abschnitt berechneten Differenz der totalen helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnitte kann der Beitrag der beiden Ein-Pion-Photoproduktionskanäle zur GDH-Summenregel 2.4 berechnet werden. Da die Meßpunkte diskret sind, muß das Integral numerisch nach

$$I(E_\gamma) = \int_{200 \text{ MeV}}^{E_\gamma} \frac{\sigma_{1/2}(\omega) - \sigma_{3/2}(\omega)}{\omega} d\omega = \sum_i \frac{(\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2})|_{E_i}}{E_i} \cdot \frac{E_{i+1} - E_{i-1}}{2}$$

bestimmt werden. Hierbei werden die experimentell ermittelten Wirkungsquerschnittsdifferenzen mit der zugehörigen Photonenergie gewichtet und mit der gemittelten Energie-

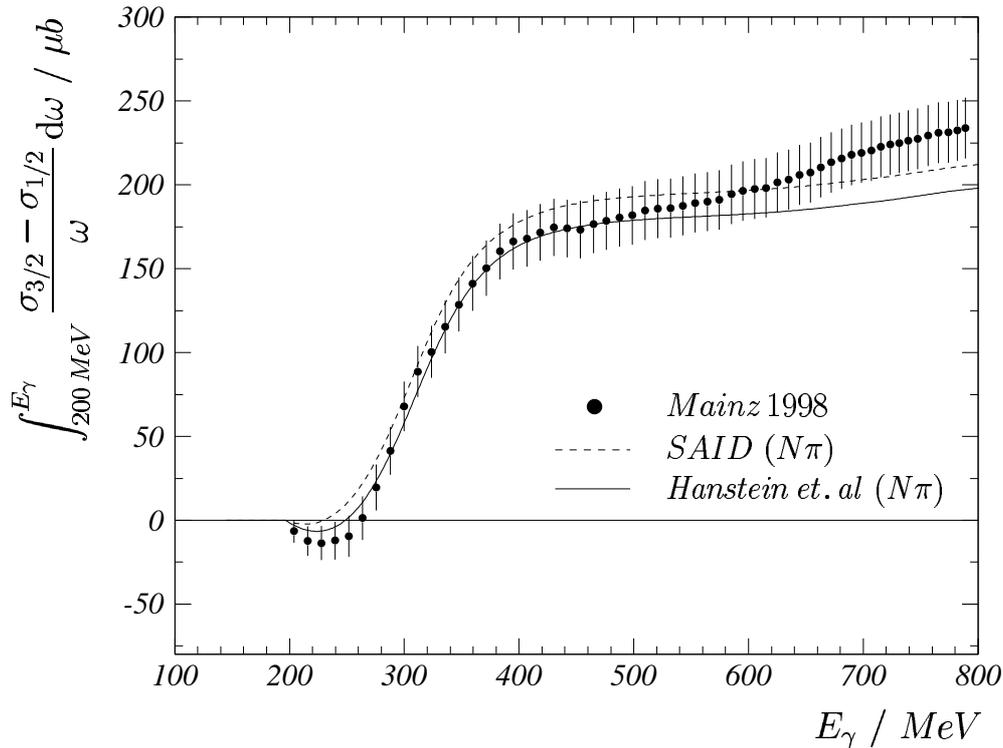


Abbildung 6.4: Wert des GDH-Integrals im betrachteten Energiebereich als Funktion der oberen Integralgrenze.

kanalbreite multipliziert. Das Resultat dieser jeweils von der Maximalenergie der Summation abhängigen Berechnung ist in Abb. 6.4 aufgetragen und mit Multipolanalysen verglichen. Der Beitrag zur GDH-Summenregel im Photonenergiebereich zwischen 200 MeV und 800 MeV aus dieser Summation ergibt einen experimentellen Wert von $234 \pm 20 \mu\text{b}$. In Tabelle 6.1 ist dieser Wert im Vergleich mit den theoretischen Vorhersagen gezeigt. Da im Mainzer Experiment nur der Energiebereich von $200 \text{ MeV} < E_\gamma < 800 \text{ MeV}$ abgedeckt

E_γ (MeV)	$N\pi$ -Modelle		$N\pi\pi$ -Modelle		Exper. Mainz	GDH Summen- regel
	SAID	Hanstein	Karl.	L'vov		
140 – 200	–20	–30			(–30)	
200 – 800	212	199	65	46	234 ± 20	
>800	25	25			(25)	
Total	216	193	65	46	225 ± 20	204

Tabelle 6.1: Vergleich des Wertes des GDH-Integrals zwischen Experiment und Multipolanalysen für verschiedene Energiebereiche (Einheiten in μb).

wurde, ist der fehlende Teil des Integrals durch Abschätzungen aus der Multipolanalyse von Hanstein et al. ergänzt worden. In Abschnitt 2.3.1 wurden schon Abschätzungen des GDH-Integrals aus Multipolanalysen vorgestellt. Hier sind diese noch einmal für die verschiedenen Energiebereiche getrennt aufgeschlüsselt. Berechnet man daraus das GDH-Integral im vollen Energieintervall, so erhält man die in Tabelle 6.2 aufgetragenen Werte.

GDH	204 μb
SAID ($N\pi$) + $N\pi\pi$ (Karl.)	281 μb
HDT ($N\pi$) + $N\pi\pi$ (Karl.)	258 μb
Exp. + HDT	225 ± 20 μb

Tabelle 6.2: Vergleich des Wertes des GDH-Integrales zwischen Experiment und Multipolanalysen (Einheiten in μb).

Wie auch aus Abbildung 6.4 ersichtlich ist, ergibt sich eine beeindruckende Übereinstimmung zwischen Multipolanalysen und dem Experiment innerhalb des Bereiches der Δ -Resonanz. Geht man allerdings zu höheren Energien, so fällt die deutliche Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment auf, die jedoch auf das schon angesprochene Fehlen des Zwei-Pionbeitrages in den Multipolanalysen zurückzuführen ist.

Betrachtet man die Modelle der Zwei-Pionproduktion, so fällt der große Wert von 65 μb in der Analyse von Karliner auf. Dies ist insbesondere dann interessant, wenn man diesen Wert mit der Differenz zwischen dem SAID-Wert und unserem Integralwert vergleicht. Diese Differenz sollte eine Abschätzung des Zwei-Pionbeitrages zum Integral im Energiebereich bis 800 MeV liefern. Auch wenn der Wert von Karliner nur eine Schätzung des Zwei-Pionbeitrages darstellt, so scheint dieser doch viel zu groß zu sein. Andererseits ist auch anzunehmen, daß der Ein-Pionbeitrag von SAID zu groß ist. Der Wert aus der Analyse von Hanstein et al. kommt dem wahren Wert des Ein-Pionbeitrages offensichtlich viel näher. Es scheint somit, daß Unsicherheiten im Bereich der höheren Resonanzen und insbesondere in Beiträgen von Mehr-Pionen-Kanälen und schwereren Mesonen für die verbleibenden Differenzen verantwortlich sind.

6.3 Die Spin-Polarisierbarkeit

Im zweiten Kapitel dieser Arbeit wurde eingehend auf die Herleitung der GDH-Summenregel eingegangen. Aus Gleichung 2.7 folgt durch Koeffizientenvergleich mit der Niederenergieentwicklung in ω (siehe Glg. 2.6) für den Term in dritter Potenz von ω die Vorwärts-Spinpolarisierbarkeit

$$\gamma_0 = \frac{1}{4\pi} \int_{\omega_0}^{\infty} \frac{\sigma_{1/2}(\omega) - \sigma_{3/2}(\omega)}{\omega^3} d\omega, \quad (6.1)$$

die im Vergleich zur GDH-Summenregel 2.4 ein zur Pion-Produktionsschwelle hin stärker gewichtetes Integral darstellt. Infolge dieser starken Wichtung spielt der Niederenergiebereich eine sehr große Rolle, so daß zu erwarten ist, daß das Integral 6.1 in Abhängigkeit von der oberen Integrationsgrenze relativ schnell konvergiert und daß der hochenergetische Anteil der helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnittsdifferenz kaum beiträgt (vergleiche hierzu auch Abschnitt 2.3.2). Wie im Fall der GDH-Summenregel wurde die von der oberen Integralgrenze abhängige Spinpolarisierbarkeit numerisch berechnet und ist in Abbildung 6.5 dargestellt. In dieser ersten vorläufigen Analyse wurde die Spinpolarisierbarkeit im Bereich von $200 \text{ MeV} < E_\gamma < 800 \text{ MeV}$ berechnet. In einer eingehenderen Analyse

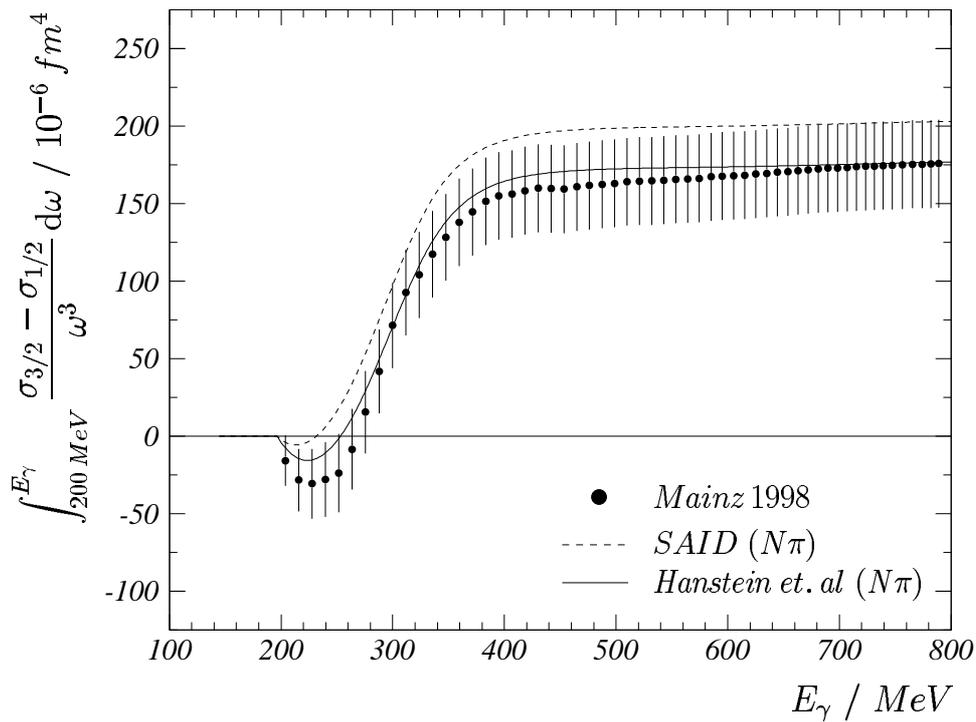


Abbildung 6.5: Spinpolarisierbarkeit $\gamma_0(\omega)$ als Funktion der oberen Integralgrenze.

kann der signifikante Beitrag unterhalb von 200 MeV genauer untersucht werden. Insbesondere für den $(p\pi^0)$ -Kanal kann aufgrund der nichtverschwindenden Effizienz für das neutrale Pion der Beitrag bis zur Schwelle bestimmt werden, wohingegen der Beitrag des $(n\pi^+)$ -Kanals unterhalb der Nachweisschwelle für das geladene Pion nicht bestimmt werden kann. In Abbildung 6.5 sind neben den Datenpunkten die theoretischen Vorsagen nach SAID und Hanstein (HDT) mit eingezeichnet. Auch hier ergibt sich eine relativ gute Übereinstimmung mit der Multipolanalyse von Hanstein.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Die erstaunlichen Resultate zur Spinstruktur des Protons, die seit Ende der 80er Jahre durch die Experimente der tiefinelastischen Streuung polarisierter Leptonen an polarisierten Protonen gewonnen wurden, richteten den Blick der Teilchenphysiker wieder auf ein eher älteres theoretisches Ergebnis: Daß nämlich, aufbauend auf allgemeinen Argumenten der Feld- und Teilchentheorie, eine Verknüpfung zwischen dem anomalen magnetischen Moment eines Teilchens und dem Integral einer bestimmten Kombination der spinabhängigen Photoabsorptions-Wirkungsquerschnitte dieses Teilchens existiert. Für das Nukleon ist dieses Ergebnis durch die 1966 von Gerasimov, Drell und Hearn unabhängig voneinander aufgestellte und als GDH-Summenregel bezeichnete Relation gegeben.

Das experimentelle Studium dieser Summenregel macht die Vermessung totaler Photoabsorptionswirkungsquerschnitte von zirkular polarisierten Photonen an longitudinal polarisierten Nukleonen über einen weiten Energiebereich notwendig. Vom experimentellen und technischen Standpunkt aus stellt die Durchführung einer derartigen Messung sehr hohe Anforderungen an die notwendigen Gerätschaften. Für die Präparation des Zustandes im Eingangskanal der Photoreaktion muß sichergestellt sein, daß sowohl der Polarisationsgrad der Photonen als auch der der Protonen in einem Bereich liegt, der eine Messung in einem vertretbaren Zeitrahmen ermöglicht. Die Messung am Mainzer Mikrotron stellt das erste derartige Experiment mit reellen Photonen dar, da aufgrund der angedeuteten Schwierigkeiten bisher die Planung eines derartigen Experimentes nicht in Angriff genommen wurde.

Für die Erzeugung zirkular polarisierter Photonen wird am Mainzer Mikrotron MAMI [Herm76] der Prozeß der Bremsstrahlung longitudinal polarisierter Elektronen an einem Radiator ausgenutzt. Der Elektronen-Polarisationsgrad kann unter Verwendung von *Strained Layer GaAsP*-Kristallen in der Elektronenquelle auf Werte von bis zu 80 % gebracht werden. Für die Bestimmung von Energie, Fluß und Polarisationsgrad der erzeugten Bremsstrahlphotonen wird der im Rahmen der A2-Kollaboration aufgebaute Glasgow-Tagger [Anth91] in Verbindung mit verschiedenen Methoden von Polarisationsmessungen wie der Møller- oder Comptonpolarimetrie eingesetzt. Für die Erzeugung longitudinal polarisierter Protonen ähnlich hoher Polarisation wird ein *Frozen-Spin*-Target mit Butanol als Targetmaterial verwendet. Die in der Photoreaktion erzeugten hadronischen Reaktionsprodukte werden mit dem Detektor DAPHNE [Audi91] nachgewiesen. Dieser Detektor deckt unter Zuhilfenahme weiterer Detektorelemente in Vorwärtsrichtung nahezu den gesamten

Raumwinkel ab und ist in der Lage, die Trajektorien geladener Teilchen und deren Energie zu bestimmen. Außer geladenen Teilchen können auch neutrale Teilchen wie Photonen aus dem Zerfall des neutralen Pions nachgewiesen werden.

Neben der im Sommer 1998 erfolgten Messung am Proton und Neutron am Mainzer Elektronenbeschleuniger MAMI ist diese Summenregel zur Zeit auch Untersuchungsobjekt an verschiedenen anderen Forschungseinrichtungen. So existiert ein Vorschlag zur Messung in einem ähnlichen Energiebereich für LEGS (**L**aser **E**lectron **G**amma **S**ource) am BNL (**B**rookhaven **N**ational **L**aboratory). Für höhere Energien existieren Planungen für Experimente am CEBAF (**C**ontinuous **E**lectron **B**eam **A**ccelerator **F**acility) und an GRAAL (**G**renoble-**A**nneau **A**ccelerateur **L**aser). Die im letzten Jahr begonnenen Messungen am Bonner Beschleuniger ELSA (**E**lectron **S**tretcher **A**nlage) sollen dieses Jahr erfolgreich beendet werden. Sie ergänzen die in Mainz begonnene Bestimmung der Helizitätsbeiträge aller partiellen Kanäle der Ein- und Zwei-Pion-Photoproduktion im Photonenergiebereich von $140 \text{ MeV} < E_\gamma < 800 \text{ MeV}$ um die Messung totaler Wirkungsquerschnitte der Photoabsorption bei Photonenergien von bis zu 3 GeV .

Die Verwendung eines *Frozen-Spin*-Butanoltargets im Falle der Messung des GDH-Integrals am Proton, das eingesetzt wurde, um einen möglichst hohen Polarisationsgrad zu erreichen, stellt eine zusätzliche experimentelle Schwierigkeit dar, denn die im Butanoltarget enthaltenen Kohlenstoffkerne liefern ebenfalls Reaktionsprodukte, die zusammen mit den am Proton erzeugten nachgewiesen werden. Es muß deswegen eine Methode gefunden werden, die den Anteil der vom Wasserstoff stammenden Ereignisse geeignet separiert.

Die vorliegende Arbeit beschreibt erste Pilotexperimente an einem komplexen Target (CH_2) wie es beim polarisierten Target vorliegt, die durchgeführt wurden, um zu gewährleisten, daß eine derartige Separation möglich ist. Diese dienen neben der Entwicklung der Reaktionsidentifikation auch der Eichung des Detektorsystems. Die notwendigen Techniken hierzu wurden im Rahmen dieser Arbeit zu einem allgemein nutzbaren Werkzeug entwickelt. Bis zu einer Photonenergie von etwa 400 MeV machen die beiden Ein-Pion-Photoproduktionsreaktionen $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ den Hauptbeitrag zum GDH-Integral aus. Somit stellt die Reproduktion dieser schon für unpolarisierte Photonen bekannten und vermessenen Wirkungsquerschnitte eine eindeutige Bestätigung der gestellten Problemstellung dar und zeigt, daß eine Separation der Wasserstoff- von Kohlenstoffereignissen möglich ist. Als ein Resultat dieser Arbeit wurden deshalb die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Ein-Pion-Photoproduktion am Proton bestimmt. Diese befinden sich im Rahmen des statistischen Fehlers in guter Übereinstimmung mit früheren Messungen und theoretischen Werten aus Multipolanalysen. Hierbei wurde jedoch auf den Nachweis des ungeladenen Reaktionspartners der jeweiligen Reaktion verzichtet. Dies ist im Rahmen der Reproduktion differentieller Wirkungsquerschnitte hinreichend. Für den totalen Querschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ kann der fehlende kinematische Bereich durch Extrapolationen bestimmt werden. Für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ ist bei der Bestimmung totaler Wirkungsquerschnitte jedoch auch die Detektion des neutralen Pions von essentieller Bedeutung, da viele Protonen aus kinematischen Gründen nicht nachgewiesen werden können. Deshalb wurde im Rahmen dieser Arbeit auf eine Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts dieser Reaktion verzichtet und nur diejenige der Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ durchgeführt. Weiterhin konnte gezeigt werden, daß der vom Kohlenstoff stammende Anteil der Reaktionen keine Helizitätsabhängigkeit besitzt. Unter dieser Voraussetzung reduziert sich die Bestimmung der helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnittsdifferenz auf

eine einfache Differenzbildung. Außerdem kann für die Bestimmung einzelner Wirkungsquerschnitte definierter Helizität auf die Messung unpolarisierter Querschnitte oder auf eine Messung an reinem Kohlenstoff zurückgegriffen werden.

Diese Arbeit bereitete somit die erstmalige Durchführung eines Experiments zur Messung der helizitätsabhängigen Photoproduktion vor. Aus den erhaltenen Ergebnissen der intensiven Analyse von Daten, die mit einem unpolarisierten Target erhalten wurden, konnten schnell erste Resultate für Messungen, die mit dem polarisierten *Frozen-Spin*-Target aufgenommen wurden, geliefert werden. Es zeigt sich, daß sich diese ersten Resultate für polarisierte differentielle und totale (γN) -Wirkungsquerschnitte in guter Übereinstimmung mit theoretischen Analysen befinden. Gleichzeitig kann diese Messung für die Verifizierung der GDH-Summenregel im gesamten zur Verfügung stehenden Energiebereich herangezogen werden und eine Bestimmung der Vektor-Spinpolarisierbarkeit ermöglichen. Allerdings wurde hier auf die Methode einer inklusiven Messung zurückgegriffen, die nur den Nachweis geladener Teilchen erfordert und somit nur ein sehr vorläufiges Ergebnis darstellt, das im Rahmen anderer Arbeiten der GDH-Kollaboration noch stark verbessert werden wird. Insofern muß bei einem derzeitigen Vergleich mit theoretischen Analysen beachtet werden, daß diese nur den Ein-Pionanteil korrekt beschreiben können und daß bei einem Miteinbezug von Mehrteilchenendzuständen immer bestimmte Modellannahmen eingehen. Zudem müssen Extrapolationen der Daten für eine Bestimmung des GDH-Integrals erfolgen, da sich dieses über alle Energien erstreckt. Hier wird die Messung in Bonn durch die Vergrößerung des zugänglichen Energiebereichs den systematischen Fehler verringern.

Die vollständige Auswertung dieses Experiments wird durch die Bestimmung helizitätsabhängiger partieller und totaler Wirkungsquerschnitte und der Helizitätsasymmetrie $E(\theta)$ sicherlich neue Einsichten und Informationen über die Substruktur des Nukleons liefern. Neben einem Test der GDH-Summenregel werden auch neue Daten für Multipolanalysen zur Verfügung gestellt werden können. Zudem kann über das verallgemeinerte GDH-Integral zusätzliche Information aus Messungen mit virtuellen Photonen für die in der tiefinelastischen Leptonstreuung zugängliche polarisierte Strukturfunktion $g_1(x, Q^2)$ erhalten werden. Dies ist insbesondere deshalb interessant, da hier zum einen Messungen bei sehr kleinem Impulsübertrag Q^2 fehlen und zum anderen gerade in diesem Bereich die störungstheoretischen Rechnungen versagen.

Literaturverzeichnis

- [Abe95] E143 Collaboration, K. Abe et al., Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 346 und **75** (1995) 25 und Phys. Lett. B **364** (1995) 61.
- [Abe97] E143 Collaboration, K. Abe et al., Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 815.
- [Acke98] Hermes Collaboration, K. Ackerstaff et al., Phys. Lett. B **404** (1997) 383 and to be published (1998)
- [Adam97] SMC Collaboration, D. Adams et al., Phys. Lett. B **396** (1997) 338 and Phys. Rev. D **56** (1997) 5330 und Vordruck (1998).
- [Adev94] B. Adeva et al., Phys. Lett. B **320** (1994) 400, D. Adams et al., Phys. Lett. B **329** (1994) 399, Phys. Lett. B **336** (1994)
- [Adev95] B. Adeva et al., Phys. Lett. B **357** (1995) 248.
- [Adev97] B. Adeva et al., Phys. Lett. B **396** (1997) 338.
- [Anse89] M. Anselmino, B. L. Ioffe und E. Leader, Sov. J. Nucl. Phys. **49** (1989) 136.
- [Anth91] I. Anthony et al., *Design of a Tagged Photon Spectrometer for Use With the Mainz 840 MeV Microtron*, Nucl. Instr. and Meth. **A301** (1991) 230.
- [Anth93] P. L. Anthony et al., Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 959
- [Arai82] I. Arai and H. Fujii, Nucl. Phys. **B194** (1982) 251.
- [Aren95] J. Arends et al., GDH Kollaboration, ELSA und MAMI Proposal A2/2-95.
- [Arnd90] R. A. Arndt, R. L. Workman, Z. Li and L. D. Roper, Phys. Rev. **42** (1990) 1853.
- [Arnd96] R. Arndt et al., Phys. Rev. C **53** (1996) 430 und interaktiv unter http://said.phys.vt.edu/said_branch.html (Lösung SM 99 K).
- [Ashm88] J. Ashman et al., Phys. Lett. B **206** (1988) 364.
- [Ashm89] EMC Collaboration, J. Ashman et al., Nucl. Phys. **B328** (1989) 1.
- [Audi91] G. Audit et al., *DAPHNE: a Large-Acceptance Tracking Detector for the Study of Photoreactions at Intermediate Energies*, Nucl. Instr. and Meth. **A301** (1991) 473.
- [Aule97] K. Aulenbacher et al., *The MAMI-source of polarized electrons*, Nucl. Instr. Meth., **A391** (1997) 498-506.

- [Azna66] I. G. Aznauryan, *Yad. Fiz.* **6** (1966) 124 [*Sov. J. Nucl. Phys.* **6** (1967) 91].
- [Bark75] I. S. Barker, A. Donnachie and J. K. Storrow, *Nucl. Phys.* **B79** (1974) 431, **B 95** (1975) 347.
- [Baum80] G. Baum et al., *Phys. Rev. Lett.* **45** (1980) 2000 und **51** (1983) 1135.
- [Bere78] F. A. Berends and A. Donnachie, *Nucl. Phys.* **B84** (1975) 342; **B 136** (1978) 317.
- [Beth30] H. A. Bethe, *Ann. Physik* **5** (1930) 325
- [Bloc33] F. Bloch, *Ann. Physik* **16** (1933) 285
- [Bian99] N. Bianchi and E. Thomas, *Parameterisation of $[\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}]$ for $Q^2 \geq 0$ and non-resonance contribution to the GDH sum rule*, hep-ph/9902266.
- [Birk51] J. B. Birks, *Proc. Phys. Soc. A* **64** (1951) 874.
- [Bjor66] J. D. Bjorken, *Phys. Rev.* **148** (1966) 1467.
- [Brad99] Ch. Bradtke et al., *Nucl. Instr. and Meth., Reg.Nr. 20361, A new frozen-spin target for 4 pi particle detection*
- [Brad98] Ch. Bradtke, Dissertation, Physikalisches Institut, Bonn (in Vorbereitung).
- [Brag94] A. Braghieri, P. Pedroni et al., *A Range Telescope Technique for Particle Discrimination and Energy Reconstruction*, *Nucl. Instr. and Meth.* **A343** (1994) 623.
- [Brun94] R. Brun et al., *GEANT - Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library Long Writeup W5013, CERN, Genf 1994.
- [Burk92] V. Burkert und B. L. Joffe, *Phys. Lett. B* **296** (1992) 223; V. Burkert und B. L. Joffe, *JETP* **105** (1994) 1153 und **49** (1989) 136.
- [Burk93] V. Burkert und Zh. Li, *Phys. Rev. D* **47** (1993) 46.
- [Cate96] G. Cates, *Proceedings of the 12th International Symposium on High Energy Spin Physics (Spin'96)*, Amsterdam, Niederlande, September 1996.
- [Chan93] L. N. Chang, Y. G. Liang and R. Workman (unveröffentlicht)
- [Chew57] G. F. Chew et al., *Phys. Rev.* **106** (1957) 1345.
- [Clos72] F. E. Close, F. J. Gilman and I. Karliner, *Phys. Rev. D* **6** (1972) 2533.
- [Clos93] F. E. Close and R. G. Roberts, *Phys. Lett. B* **316** (1993) 165.
- [Corm93] M. Mac Cormick, *Mesure des Sections Efficaces Totales de Photoabsorption sur l'Hydrogène et l'Hélium-3 Dans la Région des Résonances*, Dissertation CEA Saclay, DAPNIA/SPhN 93 63, 12 1993
- [Craw80] R. L. Crawford et al., *Proceedings of the IV International Conference on Baryon Resonances*, Toronto, 1980, p. 107.

- [Drel66] S. Drell and A. C. Hearn, Phys. Rev. Lett. **16** (1966) 908.
- [Dre94] D. Drechsel, *The Drell-Hearn-Gerasimov-Sumrule*; CERN-Preprint NUCL-TH-9411034, 1994.
- [Dres95] I. Drescher, *Aufbau und Test eines Compton-Polarimeters*, Diplomarbeit, Mainz 1995.
- [Dres96] P. Drescher et al., *Photoemission of spinpolarized electrons from strained GaAsP*, Applied Physics A **63** (1996) 203.
- [Drec92] D. Drechsel, L. Tiator, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **18** (1992) 449.
- [Drec94] D. Drechsel, Proc. Int. School of Nuclear Physics, ed. A. Fäßler, Pergamon Press (1994).
- [Drec95] D. Drechsel, Prog. Part. Nucl. Phys., **34** (1995) 181.
- [Drec98] D. Drechsel und G. Krein, Phys. Rev. D **58** (1998) 116009.
- [Dutz95] H. Dutz et al., *Polarized target materials and techniques*, Nucl. Instr. Meth. **A356** (1995) 111.
- [Elli74] J. Ellis and R. Jaffe, Phys. Rev. D **9** (1974) 1444 and D **10** (1974) 1669.
- [Elli93] J. Ellis and M. Karliner, Phys. Lett. B **313** (1993) 131.
- [Elli96] J. Ellis and M. Karliner, CERN-TH/95-335 (hep-ph/9601280).
- [Elsa87] *ELSA - Ein neuer Beschleuniger der Mittelenergiephysik*, Universität Bonn, BONN-IR-87-30.
- [Elsa92] *Proposal to measure the Drell-Hearn-Gerasimov Sum Rule*, Bonn, 1992.
- [Emme95] H. Emmerich, *Aufbau und Test eines Vorwärts-Schauer-Detektors zur experimentellen Überprüfung der GDH-Summenregel*, Diplomarbeit, Mainz 1995.
- [Fell76] P. Feller et al., Nucl. Phys. **B104** (1982) 251.
- [Fuer98] Björn Fürst, *Comptonpolarimetrie für das GDH-Experiment*, Diplomarbeit, Mainz 1998.
- [Gell54] M. Gell-Mann, M. L. Goldberger, Phys. Rev. **96** (1954) 1433.
- [Gera66] S. B. Gerasimov, Sov. J. Nucl. Phys. **2** (1966) 430.
- [Gosh96] M. Goshtasbpour and G. P. Ramsey, hep-ph/9512250 und hep-ph/9611216.
- [Goth98] R. Gothe, Proceedings of „Baryons 98“, Bonn (1998), to be published by World Scientific; P. Stoler, *ibid*; P. Bartsch for the A1 Collaboration, *ibid*; M. Distler for the OOPS Collaboration, *ibid*.
- [Hans93] O. Hanstein, Diplomarbeit, Mainz, 1993.

- [Hans96] O. Hanstein, *Dispersionstheoretische Analyse der Pionphotoproduktion am Nukleon*, Dissertation, Mainz, 1996.
- [Hans98] D. Drechsel, O. Hanstein et al., Phys. Lett. **B** (1998) 248 und interaktiv unter http://said.phys.vt.edu/said_branch.html (Lösung MA 98).
- [Helb93] K. Helbing, *Konzeption eines Detektors zur Überprüfung der Drell-Hearn-Gerasimov Summenregel*, Diplomarbeit, Bonn, 1993.
- [Helb97] K. Helbing, *Messung von Photoabsorptionsquerschnitten mit dem GDH-Detektor*, Doktorarbeit, Bonn, 1997.
- [Herm76] H. Herminghaus et al., *The Design of a Cascaded 800 MeV Normal Conducting c.w. Race Track Microtron*, Nucl. Instr. and Meth. **138** (1976) 1.
- [Jaff92] R. L. Jaffe, Lectures on Spin, Twist and Hadron Structure in Deep Inelastic Processes at Kloster Banz (1992).
- [Jahr89] Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Jahresbericht, 1988-1989.
- [Ji96] X. Ji, hep-ph/9610369.
- [Jura98] Beatriz Jurado, *Untersuchungen zur Erhöhung der Energieauflösung und Photonenzählrate der A2-Photonennarkierungsanlage*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1998.
- [Kaji80] R. Kajikawa et al., Proceedings of the IV International Conference on Baryon Resonances, Toronto, 1980, p. 43.
- [Karl73] I. Karliner, Phys. Rev. B **7** (1973) 2717.
- [Kerh93] S. Kerhoas, *Etude de l'Interaction $N\Delta$ Dans la Réaction $\gamma D \rightarrow pp\pi^-$* , Dissertation, CEA Saclay, DAPNIA/SPhN 93 44, 09/1993.
- [Krah96] H.-P. Krahn, *Messung der Photonasymmetrien für die geladene und neutrale Pionphotoproduktion am Proton und das E2/M1 Verhältnis*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1996.
- [Krol97] M. Krol, *Inbetriebnahme und Kalibration der Vorwärtsdetektoren für das GDH-Experiment*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1997.
- [Land73] Landolt-Börnstein, *Photoproduction of elementary particles*, Springer Verlag (1973)
- [Lang20] M. Lang, Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität (in Vorbereitung).
- [Lang96] M. Lang, *Einsatz des Datenerfassungssystems ACQU für den DAPHNE-Detektor*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität
- [Lann99] B. Lannoy, persönliche Mitteilung.
- [Lapi62] L. I. Lapidus and Chou Hangchao, Sov. Phys. JETP **14** (1962) 1102.

- [Leo87] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- [Leuk95] R. Leukel, *Aufbau und Test eines Møllerpolarimeters für den reellen Photonenstrahl an MAMI*, Diplomarbeit, 1995.
- [Low54] F. E. Low, Phys. Rev. **96** (1954) 1428.
- [MAID] D. Drechsel et al., Nucl. Phys. **A645** (1999) 145 und interaktiv unter <http://www.kph.uni-mainz.de/T/maid/maid.html>.
- [Murp93] L. Murphy, *Double Pion Photon Production on Single Nucleons from Threshold up to 780 MeV*, Dissertation CEA Saclay, DAPNIA/SPhN 93 49, 10/1993
- [Okub66] S. Okubo, Phys. Lett. **5** (1963) 165; G. Zweig, CERN Report, 8419/TH412 (1964, unpublished); I. Iuzuka, *Prog. Theor. Suppl.* **37-38** (1966) 21.
- [Olse59] H. Olsen und L. C. Maximon, Phys. Rev. **114** (1959) 887.
- [Pant98] R. Pantförder, *Investigations on the Foundation and Possible Modifications of the Gerasimov-Drell-Hearn Sum Rule*, Bonn, 1998, BONN-IR-98-06.
- [Pedr88] P. Pedroni, Internal Report, INFN Pavia 1988
- [Pedr98] P. Pedroni, persönliche Mitteilung.
- [Preo93] I. Preobrazhensky, *The use of Møller scattering for the measurement of the degree of polarization of intermediate energy electrons*, Diplomarbeit, 1993.
- [Sand94] A. Sandorfi et al., Phys. Rev. D **50** (1994) 11.
- [Saue96] M. Sauer et al., Nucl. Instr. Meth. **A378** (1996) 143.
- [Schm95] A. Schmidt, *Aufbau und Inbetriebnahme einer Apparatur zur Erzeugung linear polarisierter Photonen*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1995.
- [Seit95] B. Seitz, *Simulation eines Experimentes zum Test der Gerasimov-Drell-Hearn Summenregel am MAMI*, Diplomarbeit, II. Physikalisches Institut der Georg-August-Universität Göttingen, 1995
- [Seit99] B. Seitz, *Helizitätsabhängigkeit der Photoproduktion neutraler Mesonen im Energiebereich 150 MeV bis 780 MeV*, Dissertation, II. Physikalisches Institut der Georg-August-Universität Göttingen, 1999
- [Stoc96] Uwe Stockter, *Møllerpolarimetrie für das GDH-Experiment*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1996.
- [Tros94] S. M. Troshin and N. E. Tyurin, *Spin phenomena in particle interactions*, World Scientific, 1994.
- [Walk69] R. L. Walker, Phys. Rev. **182** (1969) 1729.

[Wenn97] M. Wennesheimer, *Inbetriebnahme und Test eines supraleitenden Polarisationsmagneten für die Messung der Gerasimov-Drell-Hearn-Summenregel*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1997.

[Work92] R. Workman and R. Arndt, Phys. Rev. D **45** (1992) 1789.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Das Nukleon, aufgebaut aus Valenzquarks und Gluonen.	1
2.1	Die Kinematik der tiefinelastischen Proton-Elektron-Streuung im Partonmodell.	8
2.2	Definition der Helizitätszustände im (γp) -System. Über den Impulsvektoren sind jeweils die relativen Spinorientierungen eingezeichnet.	13
2.3	Die Kinematik im einfachen Quarkmodell.	13
2.4	Definition der Winkel für die Reaktion $\gamma N \rightarrow \pi N'$	14
2.5	Bezug der gemessenen Wirkungsquerschnitte σ^+ und σ^- zu den Helizitätsbeiträgen und den experimentellen Polarisierungen. Über den Impulsvektoren sind jeweils die relativen Spinorientierungen eingezeichnet.	14
2.6	Kinematik der Elektron-Proton-Streuung.	15
2.7	Vergleich der Resultate verschiedener Messungen von $I(Q^2)$. Zusätzlich ist die Q^2 -Entwicklung für (Proton – Neutron) eingezeichnet.	17
2.8	Vorhersagen der VPI-Analyse [Arnd90] für einzelne Helizitätsbeiträge zum differentiellen Wirkungsquerschnitt für $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ (linke Spalte) und $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ (rechte Spalte) bei drei Photonenergien.	20
2.9	Die Helizitätsasymmetrie $E(\theta)$ für die Kanäle $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ (linke Spalte) und $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ (rechte Spalte) für verschiedene Partialwellenanalysen und Energien.	22
2.10	Energieabhängigkeit der Helizitätsasymmetrie $E(\theta)$ bei festen CM -Winkeln, wie sie von der Partialwellenanalyse MAID vorhergesagt wird.	23
2.11	Energieabhängigkeit von $E(\theta)$ bei $\theta_{CM} = 135^\circ$ dargestellt mit und ohne Einfluß der $P_{11}(1440)$ -Resonanzamplitude	23
2.12	Vorhersagen innerhalb des SAID-Modells.	26
3.1	Schematische Darstellung des Aufbaus zur experimentellen Überprüfung der GDH-Summenregel mit Tagger, <i>DAPHNE</i> , Vorwärtskomponenten und dem Heliumverflüssiger.	28
3.2	Häufigkeitsverteilung der Bremsstrahlphotonen. Die Struktur bei hohen Energien rührt von der Geometrie der Taggerleiter her.	30

3.3	Polarisationsgrad als Funktion der Photonenergie errechnet für einen vollständig polarisierten Elektronenstrahl (dunkle durchgezogene Linie) und für die real erreichte Strahlpolarisation von etwa 70 % (helle durchgezogene Kurve). Für 855 MeV sind zusätzliche Kurven für verschiedene Kollimationen (berechnet mit [Olse59] dargestellt).	31
3.4	Schematische Darstellung des Aufbaus des Compton-Polarimeters.	32
3.5	Mit dem Comptonpolarimeter gemessene Asymmetrie als Funktion des Spinwinkels.	32
3.6	Prinzipieller Aufbau zur Messung des Elektronpolarisationsgrades mit Hilfe der Møllerstreuung.	33
3.7	Summenenergiespektrum beider Møllerelektronen für eine Strahlenergie von 855 MeV (Simulation) für verschiedene Experimenttrigger.	34
3.8	Messung der Elektronstrahlpolarisation in zeitlichen Abständen von je 2 min.; im linken Teil ist das statistische Verhalten projiziert ($\chi^2/f = 0,9$). Die gemessene Asymmetrie beträgt $0,0239 \pm 0,0011$	35
3.9	Der Polarisationsgrad des Elektronstrahls als Funktion der Energiedifferenz ΔE der beiden Møllerelektronen	35
3.10	Die Stabilität des Polarisationsgrades während der gesamten Strahlzeit des Hauptexperiments.	36
3.11	Der Detektoraufbau.	37
3.12	Längs- und Querschnitt durch den DAPHNE-Detektor.	37
3.13	Der Aufbau einer Kammer des Vertexdetektors und die Methode zur Spurrekonstruktion.	38
3.14	Querschnitt durch einen Sektor des DAPHNE-Detektors. Die verwendete Nomenklatur zur Klassifizierung der einzelnen Szintillatorlagen ist ebenfalls eingezeichnet.	39
3.15	Der Paar- und der Bleiglas-Detektor.	40
3.16	Die Seitenansicht des Microstrip-Vorwärtsdetektors MIDAS.	41
3.17	QDC-Signalverteilung eines Siliziumdetektors von MIDAS.	41
3.18	QDC- und TDC-Spektrum für extrem in Vorwärtsrichtung emittierte Elektronen (Koinzidenz von 3 Szintillatoren). Das Startsignal des TDCs wurde durch eine Koinzidenz zwischen 2 Szintillatoren vor und hinter dem Čerenkov gegeben; das Stoppsignal erzeugte der Čerenkov-Photomultiplier.	42
3.19	Der STAR-Detektor, gesehen in Strahlrichtung. Die Lichtleiter und Photomultiplier sind konzentrisch um das aktive Gebiet angeordnet.	43
3.20	Das Frozen-Spin-Target.	44
3.21	Das Targetmaterial.	46
3.22	Querschnitt durch das Testtarget mit Kohlenstoff (rechts) und Polyethylen (rechts).	46
4.1	Antwort eines NE102-Plastikszintillators für verschiedene Teilchen.	50

4.2	Die Abschwächlänge der A-Szintillatoren.	51
4.3	Die Eichung eines Szintillatorbalkens der Lage B.	52
4.4	Die Energieauflösung der Szintillatoren der Lage it B (Sektor 5).	54
4.5	Impulsakzeptanzen für Protonen (links) und Pionen (rechts) in Abhängigkeit vom Polarwinkel θ_{lab} . für das Polyethylen-Target. Die Kurven entstammen einer Simulation mit dem Programmpaket GEANT der CERN-Bibliothek.	55
4.6	Koinzidenzspektrum zwischen DAPHNE und Tagger.	56
4.7	Die Vertexrekonstruktion für das Polyethylentarget. Die eingezeichneten Linien kennzeichnen die in der Analyse akzeptierten Bereiche (siehe auch Abb. 4.8).	58
4.8	Vergleich zwischen einer Leertargetmessung (durchgezogene Linie) und einer Messung mit Polyethylentarget (gestrichelte Linie). Die Beiträge der Trennfolien aus dem oberhalb des Diagramms abgebildeten Targetkopf machen den größten Anteil am Untergrund in der Leertargetmessung aus.	60
4.9	Energiedifferenzspektrum ($E_{\text{Beginn}} - E_{\text{Ende}}$) für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$	63
4.10	Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ für den Akzeptanzbereich von DAPHNE.	64
4.11	Spektrum des differentiellen Energieverlusts, den ein Teilchen in einem dünnen Szintillator (Ebene A) erlitten hat, gegenüber seiner Gesamtenergie, dargestellt für Teilchen, die in Lage B gestoppt wurden. Durch einfache geometrische Schnitte können verschiedene Teilchenarten ausgewählt werden.	66
4.12	Energieabhängigkeit des Streudiagramms aus Abbildung 4.11.	67
4.13	Kinematisch erlaubter Phasenraum für die beiden Ein-Pion-Photoproduktionskanäle für Teilchen, die in der ersten Szintillatorlage gestoppt wurden. Im rechten Teil ist eine GEANT-Simulation dargestellt, die die Schnitte definiert, die im Experiment (linker Teil) zu einer Trennung genutzt werden können.	69
4.14	Protonenidentifikation in Lage A von DAPHNE durch Bedingungen an den differentiellen Energieverlust. Links ist das Streudiagramm der Rohdaten dargestellt, während rechts alle im Text besprochenen Schnitte darauf angewandt wurden, die durch die Linien angedeutet sind.	70
4.15	Abhängigkeit der Energiedeposition in den Drahtkammern von der Energie des durchlaufenden Protons.	70
4.16	Streudiagramme des differentiellen Energieverlusts in den Drahtkammern in Abhängigkeit vom akzeptierten Polarwinkelbereich. Es ist eine sehr deutliche Trennung zwischen Protoninsel und der Insel des elektromagnetischen Untergrundes zu erkennen.	71
4.17	Streudiagramme für die Abhängigkeit des Energieverlusts in den Drahtkammern vom Polarwinkel im Laborsystem, links für die Rohdaten dargestellt, während rechts alle im Text besprochenen Schnitte darauf angewandt wurden, die durch die Linien angedeutet sind.	72

4.18	Energieverlust in Lage <i>B</i> als Funktion der Spurlänge des Teilchens für verschiedene Stopplagen.	73
4.19	Schematische Darstellung eines Beispiel-Detektors zur Erläuterung der „range-fit“-Methode.	74
4.20	χ^2 -Schnitte für die Ebene <i>B</i>	75
4.21	Nachweiswahrscheinlichkeit der Methode „range-fit“ für geladene Pionen (links) und Protonen (rechts).	76
4.22	Mit <i>range-fit</i> identifizierte Protonen (links) und Pionen (rechts) in Ebene <i>B</i>	77
4.23	Experimentelles <i>missing energy</i> Spektrum für das Polyethylentarget (dunkle Linie) und das Kohlenstofftarget (helle Linie) für Protonen, die in Lage <i>B</i> gestoppt wurden.	78
4.24	Experimentelles <i>missing energy</i> Spektrum als Differenz der Spektren mit dem Polyethylentarget und dem Kohlenstofftarget.	79
4.25	Differenzspektrum aus der Messung an Polyethylen und Kohlenstoff von in DAPHNE identifizierten Protonen als Funktion der primären Photonenergie. Für Energien unterhalb von $E_\gamma = 250$ MeV hat DAPHNE keine Akzeptanz für Protonen aus Reaktionen der freien Pion-Photoproduktion.	79
4.26	Experimentelles <i>missing energy</i> Spektrum für das Polyethylentarget (dunkle Linie) und das Kohlenstofftarget (helle Linie) für Pionen, die in Lage <i>B</i> gestoppt wurden.	80
4.27	Experimentelles <i>missing energy</i> Spektrum als Differenz der Spektren aus Abbildung 4.26.	81
4.28	<i>missing mass</i> Spektrum für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow p\eta$	82
4.29	Abhängigkeit der Reichweite der Pionen in DAPHNE von der Photonenergie (GEANT-Simulation).	83
4.30	Abhängigkeit des <i>missing energy</i> Spektrums von der Photonenergie für den ($p\pi^0$)-Kanal. Es wurde über alle Lagen summiert.	84
5.1	Simulierte Nachweiswahrscheinlichkeit von DAPHNE für Protonen in Abhängigkeit des Protonstreuwinkels des neutralen Pions im Schwerpunktsystem (cm).	87
5.2	Simulierte Nachweiswahrscheinlichkeit von DAPHNE für Pionen in Abhängigkeit des Pionstreuwinkels des geladenen Pions im Schwerpunktsystem (cm).	88
5.3	Trennung von Paar- und Comptonereignissen. Es ergeben sich in einer Häufigkeitsverteilung zwei räumlich getrennte Bereiche, wenn man die QDC-Werte der beiden Szintillatoren des Paardetektors gegeneinander aufträgt.	89
5.4	Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Paar-Detektors. Durch eine Anpassung der Paardetektoreffizienz an die experimentellen Daten wird die effektive Konverterdicke gewonnen.	90

5.5	Die Markierungseffizienz des Taggingsystems bestimmt mit Hilfe des Bleiglas-Detektors.	91
5.6	Azimutalverteilung der Protonen aus der Ein-Pion-Photoproduktion mit und ohne Lochschnitt.	92
5.7	Bestimmung der effektiven Targetlänge. Die Variablen sind im Text erklärt. Das schraffierte Volumen definiert das effektive Targetvolumen. . .	93
5.8	Differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ bei verschiedenen Photonenergien. Die experimentellen Daten sind mit Vorhersagen verglichen.	95
5.9	Differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ bei verschiedenen Photonenergien. Die experimentellen Daten sind mit Vorhersagen verglichen.	97
5.10	Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ für die Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ mit den extremen Annahmen der Extrapolation in nicht erfaßte Raumwinkelbereiche (die Daten stammen aus [Corm93].	100
5.11	Totaler Photoabsorptions-Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^+$. Die Daten sind mit Vorhersagen verglichen. Zusätzlich sind Daten aus der Arbeit von Mac Cormick [Corm93] eingetragen.	101
6.1	<i>missing energy</i> Spektren für Ereignisse an polarisiertem Butanol, wobei über alle Detektorlagen summiert wurde. Es sind die Spektren für die Helizitäten $1/2$ und $3/2$ und deren Differenz aufgetragen.	104
6.2	Differenz der helizitätsabhängigen differentiellen Wirkungsquerschnitte $d(\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2})/d\Omega$ der Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ als Funktion des Pionemissionswinkels im Schwerpunktsystem. Die durchgezogene Kurve gibt die Vorhersage nach SAID und die gestrichelte die nach HDT wieder (siehe Text).	105
6.3	Differenz der totalen helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnitte $\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}$ als Funktion der primären Photonenergie E_γ	106
6.4	Wert des GDH-Integrals im betrachteten Energiebereich als Funktion der oberen Integralgrenze.	107
6.5	Spinpolarisierbarkeit $\gamma_0(\omega)$ als Funktion der oberen Integralgrenze.	109

Tabellenverzeichnis

2.1	Auswahl einer bestimmten Observable durch definierte Wahl der Kombination von Target- und Photonenpolarisations-Parametern	15
2.2	Die GDH-Summenregel für Proton I_p und Neutron I_n und die Differenz $I_p - I_n$ im Vergleich mit verschiedenen Analysen der Photoproduktion von Mesonen, in Einheiten von μb	18
2.3	Ergebnis der Isospin-Zerlegung des GDH-Integrals von Karliner, Workman, Arndt und Sandorfi et al. im Vergleich zur Vorhersage der GDH-Summenregel. Die in Klammern angegebenen Werte sind die von Karliner berechneten Anteile der Zwei-Pion-Photoproduktion, die in allen drei Arbeiten benutzt wurden.	25
4.1	Intrinsische Auflösung der Szintillatoren $B-F$ gewonnen mit minimal ionisierenden Teilchen.	53
4.2	Triggerbedingungen von DAPHNE.	57
4.3	Mögliche Permutationen für Glg.4.3.	63
5.1	Abschätzung der systematischen Fehler für die Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte	94
6.1	Vergleich des Wertes des GDH-Integrales zwischen Experiment und Multipolanalysen für verschiedene Energiebereiche (Einheiten in μb).	107
6.2	Vergleich des Wertes des GDH-Integrales zwischen Experiment und Multipolanalysen (Einheiten in μb).	108

