Experimentelle Bestimmung der Interferenzbeiträge σ_{LT} und σ_{TT} zum Wirkungsquerschnitt der π^0-Elektroproduktion im Bereich der ersten Nukleonresonanz

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelm-Universität
zu Bonn

vorgelegt von
Dirk Wacker
aus
Bonn

Bonn 1998

Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Bonn

Referent: Prof. Dr. B. Schoch
Korreferent: Prof. Dr. F. Hinterberger
Tag der Promotion: 10. März 1998

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung

Das Nukleon, also das Isospindublett Proton und Neutron, ist der fundamentale Baustein für alle Atomkerne. Die Kenntnis seiner Eigenschaften ist daher grundlegend für das Verständnis der Kernphysik.

Die entsprechende Theorie zur Beschreibung des Nukleons und der starken Wechselwirkung im allgemeinen ist die Quantenchromodynamik QCD, die in sehr guter Übereinstimmung mit den Experimenten der Hochenergiephysik steht. Im Bereich der Mittelenergiephysik und der Kernphysik dagegen wird die effektive Kopplungskonstante der QCD groß und damit werden die bei hohen Impulsüberträgen angewandten störungstheoretischen Verfahren nutzlos, um Vorhersagen treffen zu können. Es wurden daher zahlreiche Modelle entwickelt, um diesen Bereich abdecken und die entsprechende Physik beschreiben zu können. Der Übergang des Nukleons zu seiner niedrigsten Anregungsresonanz $\Delta(1232)$ ist dabei ein wichtiger Test dieser Modelle.

In sphärischen Quarkmodellen wird der $p \to \Delta^+(1232)$-Übergang als Spinflip eines Quarks betrachtet, welcher nur durch eine M1- (magnetische Dipol-) Anregung erfolgen kann. Bisherige Experimente zeigen dagegen neben dem M1-Spinflip einen elektrischen Quadrupol- (E2) und, wenn virtuelle Photonen anstelle von reellen Photonen zur Anregung benutzt werden, außerdem einen Coulomb-Quadrupol-Übergang (C2). Diese resonanten Quadrupolbeiträge werden oft in Zusammenhang mit Deformationen des Δs und auch des Nukleons gebracht [Buc 97][ChD 90][Dre 92]. Drehimpulserhaltungsregeln dagegen erlauben für ein Spin 1/2 Teilchen kein direkt meßbares Quadrupolmoment, wohingegen das Δ mit Spin 3/2 beobachtbare Quadrupolmomente haben könnte. In den aktuellen Modellen werden daher verschiedene Ansätze verfolgt, um diese Quadrupolbeiträge erklären zu können. Ein kurzer Überblick der verschiedenen Modelle wird in Kapitel 2.3 gegeben.

Um die richtigen Ansätze in den Modellen und ihre Umsetzungen identifizieren zu können, ist eine genaue experimentelle Kenntnis der Quadrupolamplituden erforderlich. Neue Photoproduktionsexperimente an MAMI [Bec 97] und an LEGS [Bla 97] ergaben für den elektrischen Quadrupolbeitrag E2/M1 $-2.5\% \pm 0.4\%$ bzw. $-3\% \pm 0.5\%$. Die Größe und die Abhängigkeit des Coulomb-Quadrupols vom Viererimpulsübertrag ist Gegenstand von Elektroproduktionsmeßprogrammen, die nun am Bonner Elektronenbeschleuniger ELSA abgeschlossen und am Bates/MIT, am TJNAF sowie an MAMI/Mainz angelaufen sind. Hierbei wird die skalare Amplitude S_{1+}, die der Coulomb-Quadrupol-Anregung C2 entspricht, als Interferenz mit der dominierenden M_{1+}-Amplitude (M1) gemessen (siehe Kap. 2.2). Dieser Interferenzterm $Re(S_{1+}^* M_{1+})$ ergibt sich dabei aus der Θ-Φ-Winkelverteilung eines Zerfallsteilchens, Nukleon oder Pion, des Δs.

In Bonn fand vor wenigen Jahren bereits ein Experiment [Kal 97] hierzu statt, welches bei einem

$q^2 = -0.127\frac{GeV^2}{c^2}$ ein Verhältnis $\frac{Re(S^*_{1+}M_{1+})}{|M_{1+}|^2} = -12.7\% \pm 1.5\%$ lieferte. Dieses und weitere frühere Ergebnisse sind in Abbildung 1.1 zusammengetragen. Die neuen Experimente sollen Ergebnisse

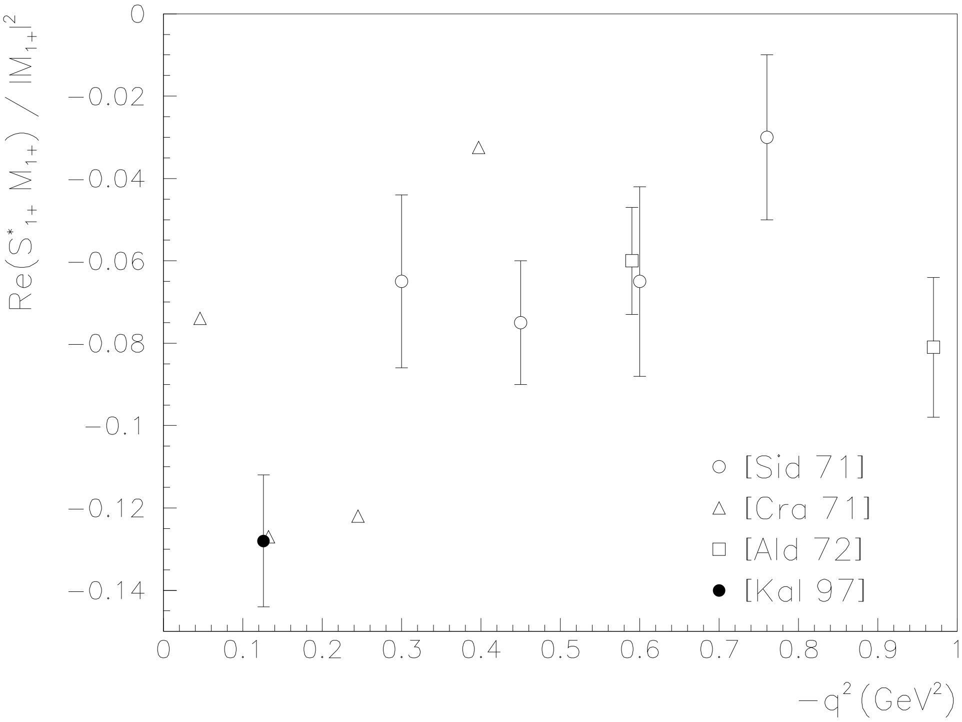


Abbildung 1.1: Bisherige experimentelle Ergebnisse für $\frac{Re(S^*_{1+}M_{1+})}{|M_{1+}|^2}$.

mit erheblich verkleinertem Fehler und einer klar erkennbaren Q^2-Abhängigkeit produzieren. Dabei wird die Anregung von Protonen sowie Neutronen untersucht, um die Annahme zu überprüfen, daß aufgrund der Isospinsymmetrie $\frac{Re(S^*_{1+}M_{1+})}{|M_{1+}|^2}$ für beide Nukleonzustände gleich ist. Zur Analyse werden dabei alle aufgrund der starken Wechselwirkung möglichen Δ-Zerfallskanäle mit allen entsprechenden Zerfallsteilchen herangezogen.

Im Rahmen dieses Projektes wurde bereits eine Dissertation [Jak 96] fertiggestellt, in deren Rahmen der nichtmagnetische Hadronendetektor mit großer Winkelakzeptanz fertiggestellt und erste Testmessungen durchgeführt wurden. Gegenstand dieser Arbeit ist es nun, den $p \rightarrow \Delta^+(1232)$ Übergang bei einem Viererimpulsübertrag $q^2 = -0.2\frac{GeV^2}{c^2}$ zu untersuchen und für den Zerfallskanal $\Delta^+ \rightarrow p\pi^0$, der nur minimalen nichtresonanten Untergrund enthält, das $\frac{Re(S^*_{1+}M_{1+})}{|M_{1+}|^2}$-Verhältnis zu bestimmen. In Kapitel 2 werden hierfür die theoretischen Grundlagen zusammen mit einem kurzen Überblick der Nukleonmodelle gegeben. Kinematik, Aufbau und Durchführung des Experimentes werden in Kapitel 3 und 4 wiedergegeben. Die Analyse der gewonnenen Daten wird in Kapitel 5 beschrieben, die daraus abgeleiteten Ergebnisse werden in Kapitel 6 vorgestellt und eine abschliessende Zusammenfassung erfolgt in Kapitel 7.

2. Theorie

2.1 Der Wirkungsquerschnitt

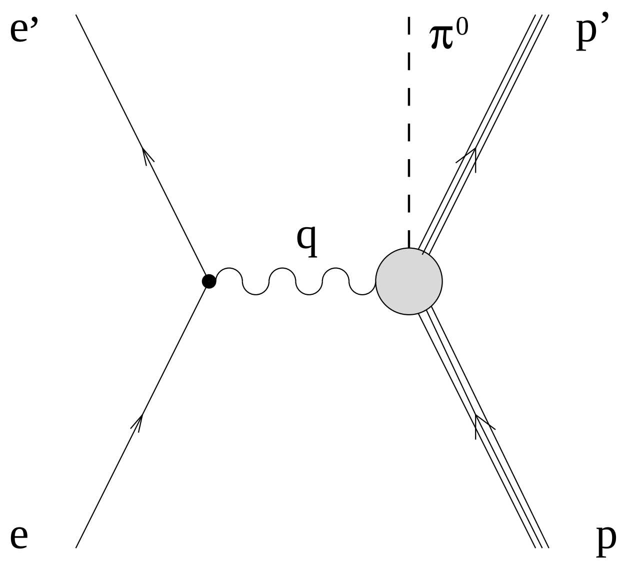


Abbildung 2.1: Elektroproduktion eines neutralen Pions am Proton.

Die zu untersuchende Reaktion ist die Elektroproduktion eines neutralen Pions an einem Proton $e+p \to e'+p'+\pi^0$, also die inelastische Streuung eines Elektrons an einem Proton unter Erzeugung eines neutralen Pions.

Dieser Prozeß kann durch den Graphen in Abbildung 2.1 repräsentiert werden, wobei die „Blase" andeuten soll, daß nicht bekannt ist wie das virtuelle Photon mit dem Proton wechselwirkt bzw. wie der Übergang zu dem Endzustand $p'\pi^0$ vonstatten geht. Die Näherung, daß nur ein virtuelles Photon ausgetauscht wird, ist eine Konsequenz der kleinen elektromagnetischen Kopplungskonstante $\alpha \approx \frac{1}{137}$, die dazu führt, daß Terme mit mehreren ausgetauschten Photonen unterdrückt werden. Der resultierende Fehler dieser Näherung liegt bei ungefähr 1 % [Dre 92].

Der entsprechende differentielle Wirkungsquerschnitt läßt sich in zwei Anteile zerlegen [Ama 79]

$$\frac{d^5\sigma}{dE_{e'}d\Omega_{e'}d\Omega^*_{\pi^0}} = \Gamma_t \cdot \frac{d^2\sigma_v}{d\Omega^*_{\pi^0}} \quad , \tag{2.1}$$

wobei der virtuelle Photonenflußfaktor

$$\Gamma_t = \frac{\alpha}{2\pi^2}\,\frac{E_{e'}}{E_e}\,\frac{k_\gamma}{-q^2}\,\frac{1}{1-\epsilon} \tag{2.2}$$

den Elektron-Photon Vertex und den Photonen Propagator (siehe Abb. 2.1) beschreibt. Er kann als die Anzahl virtueller Photonen für die Streuung von Elektronen in das Energieintervall $dE_{e'}$ und Raumwinkelelement $d\Omega_{e'}$ interpretiert werden. Die Photonenäquivalentenergie $k_\gamma = \frac{W^2-m_p^2}{2m_p}$ ist die Energie, die ein reelles Photon im Laborsystem benötigt, um den Endzustand $p'\pi^0$ mit der gleichen invarianten Masse W zu erzeugen. Der verbleibende Term in Gleichung 2.1 ist der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma_v}{d\Omega^*_{\pi^0}}$[1] der Pionproduktion durch polarisierte virtuelle Photonen und beschreibt den Photon-Proton-Vertex.
Weiterhin sind

$d\Omega^*_{\pi^0}$	das Raumwinkelelement des Pions im Schwerpunktsystem,
E_e , $E_{e'}$	die Energien des Elektrons vor und nach der Streuung,
$q^2 = -Q^2$	das Quadrat des Viererimpulses des Photons und
ϵ	die transversale Polarisation des Photons.

Im Schwerpunktsystem läßt sich dieser Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Elektronen und unpolarisiertes Target zerlegen in [Hai 77][2]

$$\sigma_v = \sigma_T + \epsilon_L\ \sigma_L + \sqrt{2\,\epsilon_L\,(\epsilon\,+\,1)}\ \cos\Phi^*_{\pi^0}\ \sigma_{LT} + \epsilon\ \cos 2\,\Phi^*_{\pi^0}\ \sigma_{TT} \quad , \tag{2.3}$$

oder [Dre 92]

$$\sigma_v = \frac{|\vec{p}^*_{\pi^0}|}{k^*_\gamma}\left(R_T + \epsilon_L\ R_L + \sqrt{2\,\epsilon_L\,(\epsilon\,+\,1)}\ \cos\Phi^*_{\pi^0}\ R_{LT} + \epsilon\ \cos 2\,\Phi^*_{\pi^0}\ R_{TT}\right) \quad . \tag{2.4}$$

Dabei sind

σ_T	Anteil des Wirkungsquerschnittes für unpolarisierte transversale virtuelle Photonen, der für $-q^2 \to 0\,\frac{GeV^2}{c^2}$ in den für reelle Photonen übergeht,
σ_L	der Anteil für longitudinale Photonen,
$\sigma_{TT}\,,\sigma_{LT}$	die Anteile für die transversal-transversal- bzw. transversal-longitudinal-Interferenzen,
$\Phi^*_{\pi^0}$	der Azimutalwinkel des Pions sowohl im Labor- als auch im Schwerpunkt-system,
$\vec{p}^*_{\pi^0}$	der Impuls des Pions und
$k^*_\gamma \ = \ \frac{W^2-m_p^2}{2W}$	die Photonenäquivalentenergie im Schwerpunktsystem.

Die transversale Polarisation der virtuellen Photonen

$$\epsilon = (1 + 2\frac{|\vec{q}|^2}{-q^2}tan^2\frac{\Theta_e}{2})^{-1} \tag{2.5}$$

[1]Größen im Schwerpunktsystem sind mit *gekennzeichnet.

[2]σ_v ist die Kurzschreibweise für $\frac{d^2\sigma_v}{d\Omega^*_{\pi^0}}$ und $\sigma_T, \sigma_L, \sigma_{TT}, \sigma_{LT}$ sind entsprechende Kurzschreibweisen.

wird im Laborsystem berechnet und ist invariant bei dem Übergang vom Laborsystem in das Schwerpunktsystem, da die entsprechende Lorentztransformation parallel zur Richtung des virtuellen Photons ist. Der longitudinale Polarisationsgrad

$$\epsilon_L = \frac{-q^2}{w^{*2}} \cdot \epsilon \tag{2.6}$$

dagegen ist unter dieser Transformation nicht invariant und hängt von dem Energieübertrag ω^* durch das Photon im Schwerpunktsystem ab.
Im Grenzfall $q^2 \to 0$ geht die longitudinale Polarisation $\epsilon_L \to 0$ und damit verschwinden die Terme mit σ_L und σ_{LT}, wodurch σ_v in den Wirkungsquerschnitt für linear polarisierte Photonen mit der Polarisation ϵ übergeht.

2.2 Die Multipolzerlegung des Wirkungsquerschnittes

Bei der Multipolanalyse wird der hadronische Anteil des Wirkungsquerschnittes nach Drehimpuls und Parität des Endzustandes in Teilamplituden zerlegt [Ama 79]. Diese Multipole sind komplexe Größen, die nur noch von der invarianten Masse W und dem Impulsübertrag Q^2 abhängen.
Für die Analyse ist die Betrachtung der Drehimpulse im Anfangs- und im Endzustand erforderlich. Im Anfangszustand trägt das Photon den Spin $s_\gamma = 1$, welcher mit seinem Bahndrehimpuls l_γ zu dem Gesamtdrehimpuls L_γ des Photons koppelt. Transversale Polarisation, hierbei ist die Spinkomponente in Ausbreitungsrichtung $m = \pm 1$, führt dabei zu elektrischen und magnetischen Multipol-Übergängen EL_γ bzw. ML_γ und longitudinale Polarisation $m = 0$ zu longitudinalen bzw. Coulomb-Übergängen CL_γ. Die Parität der Photonamplituden beträgt $(-1)^{L_\gamma}$ bei CL_γ- und EL_γ-Übergängen und $(-1)^{L_\gamma+1}$ bei ML_γ-Übergängen.
Der Gesamtdrehimpuls des Endzustandes J ergibt sich aus dem Bahndrehimpuls l_π des Pions relativ zum auslaufenden Nukleon, dem Spin $s_\pi = 0$ des Pions und $s_p = 1/2$ des Protons. Aus der Drehimpulserhaltung ergibt sich damit

$$J \;\; = \;\; |l_\pi \pm \frac{1}{2}| = |L_\gamma \pm \frac{1}{2}| \quad .$$

Die Parität des Endzustandes ist gegeben durch die innere Parität des Pions $P_\pi = -1$ und durch den Beitrag $(-1)^{l_\pi}$ des Bahndrehimpulses l_π. Aus Paritäts- und Drehimpulserhaltung ergibt sich somit

$$\begin{aligned} \mathrm{C}L\gamma, \mathrm{E}L\gamma \;&:\; (-1)^{L_\gamma} = (-1)^{l_\pi+1} \Rightarrow |L_\gamma - l_\pi| = 1 \quad , \\ \mathrm{M}L\gamma \;&:\; (-1)^{L_\gamma+1} = (-1)^{l_\pi+1} \Rightarrow L_\gamma = l_\pi \quad . \end{aligned}$$

In Tabelle 2.1 sind die niedrigsten elektromagnetischen Anregungen und die entsprechenden Zustände des πN-Systems angegeben [Dre 92]. Danach läßt sich die $\Delta(1232)$-Resonanz mit $J = \frac{3}{2}$ und $l_\pi = 1$ (Parität der Resonanz ist $P_\Delta = +1$) durch E2-, C2- und M1-Strahlung anregen. Die entsprechenden Multipole sind E_{1+}, L_{1+} und M_{1+}, wobei der erste Index dem Bahndrehimpuls $l_\pi = 1$ und der zweite dessen Kopplung mit dem Nukleonspin zu $J = l_\pi + \frac{1}{2}$ entspricht. Die longitudinalen Multipole sind mit den skalaren Multipolen durch $\omega^* S_{l\pm} = |\vec{q}^*| L_{l\pm}$ verbunden.

L_γ	elektromagnetische Multipole	πN -System J	l_π	Pionproduktions-Multipole
0	C0	1/2	1	L_{1-}
1	E1, C1	1/2	0	E_{0+}, L_{0+}
		3/2	2	E_{2-}, L_{2-}
	M1	1/2	1	M_{1-}
		3/2	1	M_{1+}
2	E2, C2	3/2	1	E_{1+}, L_{1+}
		5/2	3	E_{3-}, L_{3-}
	M2	3/2	2	M_{2-}
		5/2	2	M_{2+}

Tabelle 2.1: Amplituden der Pionelektroproduktion.

Unter der Annahme, daß nur s- und p-Wellen ($l_\pi = 0, 1$) zu dem Wirkungsquerschnitt beitragen, lautet die Zerlegung der Antwortfunktionen [Dre 92]

$$\begin{aligned} R_T &= |E_{0+}|^2 + 0.5|2\underline{M_{1+}} + M_{1-}|^2 + 0.5|3E_{1+} - \underline{M_{1+}} + M_{1-}|^2 \\ &\quad + cos\Theta^* \cdot 2Re[E_{0+}^*(3E_{1+} + \underline{M_{1+}} - M_{1-})] \\ &\quad + cos^2\Theta^* \cdot (|3E_{1+} + \underline{M_{1+}} - M_{1-}|^2 - 0.5|2\underline{M_{1+}} + M_{1-}|^2 \\ &\qquad -0.5|3E_{1+} - \underline{M_{1+}} + M_{1-}|^2), \end{aligned} \tag{2.7}$$

$$\begin{aligned} R_L &= |L_{0+}|^2 + 4|L_{1+}|^2 + |L_{1-}|^2 - 4Re[L_{1+}^* L_{1-}] \\ &\quad + cos\Theta^* \cdot 2Re[L_{0+}^*(4L_{1+} + L_{1-})] \\ &\quad + cos^2\Theta^* \cdot 12(|L_{1+}|^2 + Re[L_{1+}^* L_{1-}]), \end{aligned} \tag{2.8}$$

$$\begin{aligned} R_{LT} &= -sin\Theta^* \cdot Re[L_{0+}^*(3E_{1+} - M_{1+} + M_{1-}) - E_{0+}(2L_{1+}^* - L_{1-}^*) \\ &\qquad +6cos\Theta^* \cdot (\underline{L_{1+}^*}(E_{1+} - \underline{M_{1+}} + M_{1-}) + L_{1-}^* E_{1+})] \text{ und} \end{aligned} \tag{2.9}$$

$$\begin{aligned} R_{TT} &= 3sin^2\Theta^* \cdot (1.5|E_{1+}|^2 - 0.5|\underline{M_{1+}}|^2 \\ &\qquad -Re[E_{1+}^*(M_{1+} - M_{1-}) + M_{1+}^* M_{1-}]). \end{aligned} \tag{2.10}$$

Aus dieser Multipolzerlegung lassen sich folgende Schlußfolgerungen ziehen.

- In Einarmexperimenten, welche nur sensitiv auf die Größen R_T und R_L sind, erscheint die interessierende Größe L_{1+} nur als Produkt mit ebenfalls kleinen Amplituden und ist deswegen neben dem dominanten magnetischen Dipolübergang kaum nachweisbar.

- Aufgrund der $\Phi^*_{\pi^0}$-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes läßt sich der R_{LT}-Beitrag nachweisen, der einen Interferenzterm der L_{1+}-Amplitude mit der dominanten M_{1+}-Amplitude enthält.
- Der R_{TT}-Term entält keinen L_{1+}-Beitrag.
- Durch Messung der Θ^*-Abhängigkeiten der Antwortfunktionen R_T, R_L, R_{LT} und R_{TT} lassen sich weitere Informationen über die Stärke der Beiträge der verschiedenen Multipole gewinnen.

Die verschiedenen Beiträge zum Wirkungsquerschnitt und die Auswirkungen des elektrischen ($\frac{Re(E^*_{1+}M_{1+})}{|M_{1+}|^2} = -2\,\%$) und des longitudinalen Quadrupolanteils ($\frac{Re(L^*_{1+}M_{1+})}{|M_{1+}|^2} = -5\,\%$), berechnet von Kalleicher [Kal 93] mit Hilfe einer von Berends [Ber 71] [Ber 75] [Ber 78] durchgeführten Multipolanalyse von π^0-Photoproduktionsdaten, sind in Abbildung 2.2 dargestellt. Diese Rechnungen zeigen, daß die Winkelverteilung von σ_{LT} durch den gesuchten Interferenzterm $\frac{Re(L^*_{1+}M_{1+})}{|M_{1+}|^2}$ bestimmt wird.
In Abbildung 2.3 sind typische sich aus diesen Rechnungen für $\Theta^*_{\pi^0} = 17.5^o$ ergebende $\Phi^*_{\pi^0}$-Winkelverteilungen dargestellt.
Zentral auf der $\Delta(1232)$-Resonanz ist der Imaginärteil der dominierende M_{1+}-Amplitude maximal und der Realteil verschwindet. In diesem Fall können alle Terme, die den M_{1+}-Multipol nicht enthalten, vernachlässigt werden. Da $Re[M^*_{1-}M_{1+}]$ bei der Resonanz einen Nulldurchgang aufweist und die Terme $Re[E^*_{1+}M_{1+}]$ und $Re[L^*_{0+}M_{1+}]$ ebenfalls klein sind [Ald 72] und $Re[L^*_{0+}M_{1+}]$ gegenüber dem gesuchten Term noch um einen Faktor 6 unterdrückt ist, lassen sich die Antwortfunktionen wie folgt vereinfachen.

$$R_T = (2.5 - 1.5 \cdot cos^2\Theta^*) \cdot |M_{1+}|^2 + cos\Theta^* \cdot 2Re[E^*_{0+}M_{1+}] \tag{2.11}$$
$$R_L \simeq 0 \tag{2.12}$$
$$R_{LT} = 6 \cdot cos\Theta^* \cdot sin\Theta^* \cdot \underline{Re[L^*_{1+}M_{1+}]} \tag{2.13}$$
$$R_{TT} = -1.5 \cdot sin^2\Theta^* \cdot |M_{1+}|^2 \tag{2.14}$$

Die gesuchte Größe $\frac{Re(L^*_{1+}M_{1+})}{|M_{1+}|^2}$ läßt sich mit diesen Näherungen direkt aus dem Verhältnis R_{LT}/R_{TT} bestimmen. Eine weitere Möglichkeit ist durch das Verhältnis R_{LT}/R_T gegeben, wobei aber Annahmen über den nicht zu vernachlässigenden Multipol E_{0+} gemacht werden müssen. In beiden Fällen ist durch die Verhältnisbildung eine Absolutbestimmung der Wirkungsquerschnitte nicht notwendig.

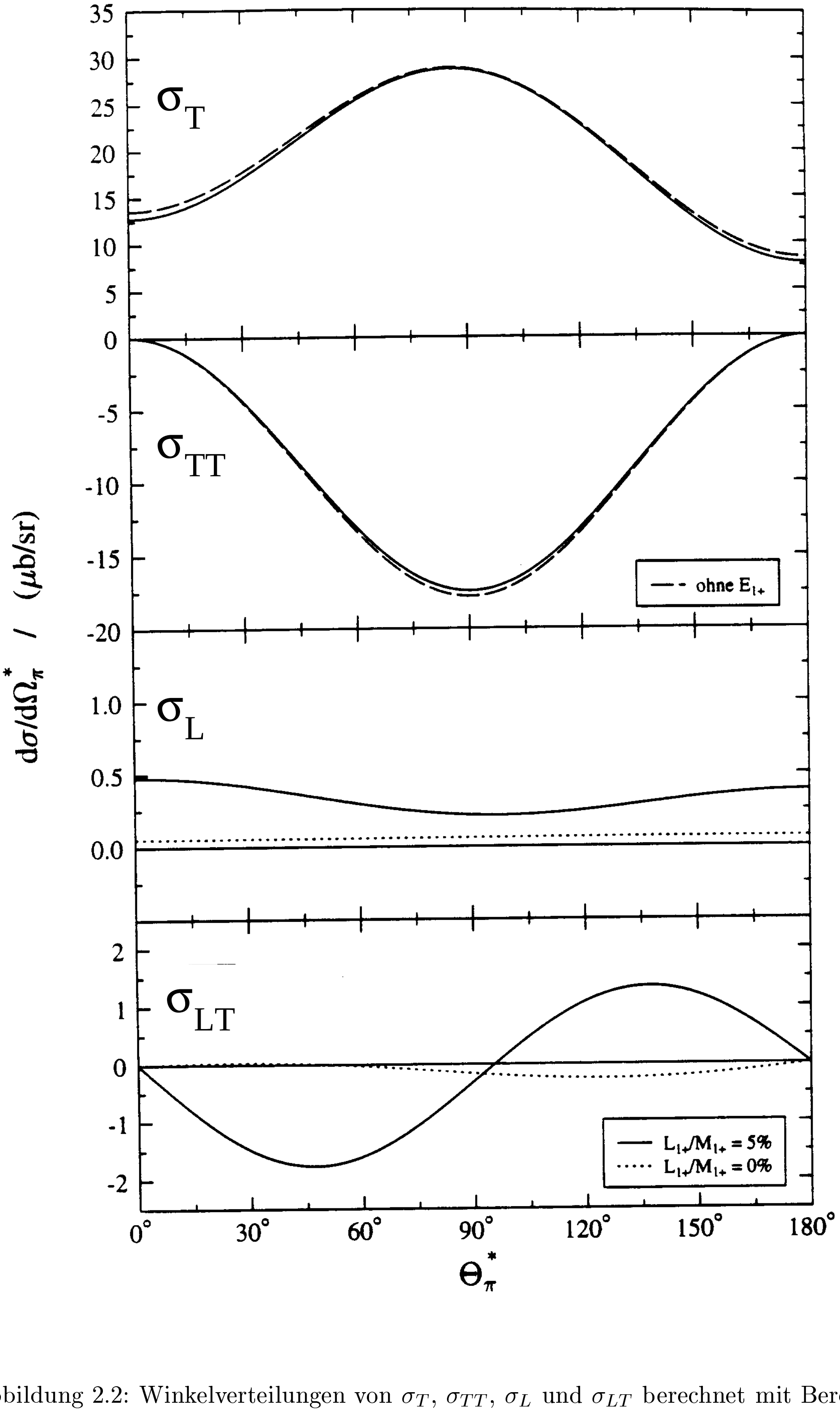


Abbildung 2.2: Winkelverteilungen von σ_T, σ_{TT}, σ_L und σ_{LT} berechnet mit Berends-Amplituden für $W = 1.232\,GeV$ und $-q^2 = 0.127\frac{GeV^2}{c^2}$.

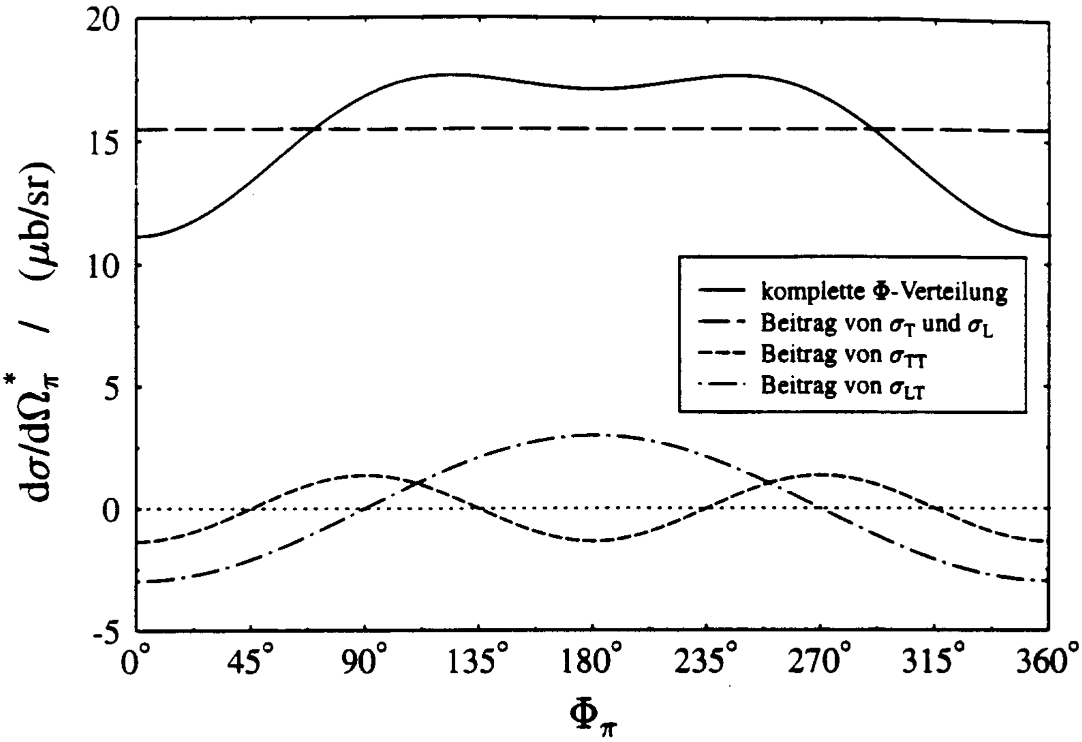


Abbildung 2.3: Typische $\Phi^*_{\pi^0}$-Modulation des Wirkungsquerschnittes bei $\Theta^* = 17.5^o$.

2.3 Nukleonenmodelle

Im folgenden werden einige wichtige Modelle zur Beschreibung des Nukleons aufgeführt. Dabei wird kurz auf die zugrundeliegenden Annahmen und die Realisierungen der charakteristischen Merkmale der QCD wie „Confinement", „asymptotische Freiheit" und chirale Symmetrie eingegangen. Weiterhin werden für die verschiedenen Modelle die möglichen Ursachen für Quadrupolbeiträge aufgeführt und auf Arbeiten verwiesen, die sich insbesondere mit longitudinalen Quadrupolbeiträgen beschäftigen.

2.3.1 Konstituenten-Quark-Modelle

In diesem Modell sind die Hadronen aufgebaut aus Konstituenten-Quarks, das sind Quarks, die von einer in dem QCD-Vakuum angeregten Polarisationswolke von Quark-Antiquark-Paaren und Gluonen umgeben sind. Konstituenten-Quarks sind daher komplizierte Objekte auf die sich die gesamte Nukleonenmasse verteilt $m_q \approx m_N/3$. „Confinement" der Quarks wird durch ein Oszillator-Potential zwischen ihnen erreicht. Mit der Einführung eines zusätzlichen kurzreichweitigen Potentials zwischen den Quarks, welches durch Ein-Gluon-Austausch das Verhalten der QCD bei kleinen Distanzen („asymptotische Freiheit") simuliert, ergibt sich eine Farb-Hyperfein-Wechselwirkung, mit der die Massenaufspaltung der Multipletts gut beschrieben werden kann [IsK 79]. Der Pionen-

austausch der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung bei großen Distanzen kann durch ein Ein-Pion-Austausch-Potential zwischen den Quarks realisiert werden. Seine Stärke ist gegeben durch die bekannte Pion-Nukleon-Kopplungskonstante und Ein-Pion-Austausch-Potentialen zwischen Nukleonen. Um die chirale Symmetrie zu berücksichtigen, ist neben dem Ein-Pion-Austausch-Potential noch ein Ein-Sigma-Austausch-Potential zwischen den Konstituenten-Quarks notwendig [Buc 97].
Die Farb-Hyperfein-Wechselwirkung führt zu Tensorkräften zwischen den Quarks, die die N- und Δ-Zustände leicht deformieren und dadurch zu Quadrupolbeiträgen führen. Aus dem Pionenaustausch resultiert ebenfalls ein Quadrupolbeitrag, der in Vorzeichen und Größe vergleichbar mit dem der Farb-Hyperfein-Wechselwirkung ist [WeW 84]. Weitere Quadrupolbeiträge entstehen auch in Abwesenheit von Tensorkräften, wenn das Konstituenten-Quark Modell relativistisch gerechnet wird [Bie 87].
Rechnungen zu der longitudinalen Quadrupolamplitude L_{1+} wurden unter anderem von Gogilidze [Gog 87] und Capstick [CaK 90] durchgeführt.

2.3.2 Bag-Modelle

In dem MIT-Bag-Modell [Cho 74] besteht das Baryon aus drei nicht miteinander wechselwirkenden relativistischen Quarks, welche in einer statischen sphärischen Cavity eingesperrt sind. Im Gegensatz zum Konstituenten-Quark-Modell sind die Quarks in Übereinstimmung mit der QCD masselos. Dieses Modell führt mit seiner sehr einfachen Umsetzung der „asymptotischen Freiheit“ und des „Confinements“ bereits zu einigen guten Vorhersagen hadronischer Eigenschaften. In erweiterten Modellen wird die Wechselwirkung zwischen den Quarks störungstheoretisch durch Gluonenaustausch beschrieben.
Eine Schwäche des MIT-Bag-Modells ist, daß es keine chirale Symmetrie besitzt. Um diese zu erreichen, wird das Nukleon mit einem ausgedehntem pionischen Feld umgeben, welches an das Quark-Feld innerhalb des Bags koppelt und so zu dem chiralen Bag-Modell [BrR 79] führt. Durch diese das Bag umgebende Pionenwolke werden außerdem Wechselwirkungen zwischen Nukleonen ermöglicht. Die Stärke des pionischen Feldes hängt von dem Radius des Bags ab, große Radien führen zu kleinen pionischen Beiträgen, wobei das chirale Bag-Modell in das MIT-Bag-Modell übergeht, und kleine Radien führen entsprechend zu großen Beiträgen, wobei das chirale Bag-Modell in das Skyrme-Modell übergeht.
Beim Cloudy-Bag-Modell [Mil 80] sollen die Kräfte der QCD für das “Confinement” verantwortlich sein und die Pionen nur zu Korrekturen führen. Der Bag-Radius wird daher relativ groß, vergleichbar mit dem Radius beim MIT-Bag-Modell, gewählt, womit sich ein relativ schwaches Pionenfeld ergibt, welches störungstheoretisch behandelt werden kann. Dabei ergibt sich in nullter Ordnung wieder das MIT-Bag-Modell. Die Kopplung zwischen Quarks und Pionen führt zu einem inhomogenen äußeren Druck auf den Bag, welcher am größten entlang der Nukleonspinrichtung ist und senkrecht dazu verschwindet. Ein deformierbarer Bag wird hierdurch beim Nukleon und beim Δ zu einer Oblate deformiert [MaW 83].
Rechnungen zu dem Verhältnis $\frac{Re(S^*_{1+}M_{1+})}{|M_{1+}|^2}$ in einem Modell [CeD 89] ähnlich dem Cloudy-Bag-Modell wurden von Christillin und Dillon [ChD 90] [ChD 92] durchgeführt.

2.3.3 Soliton-Modelle

„Confinement“ vorausgesetzt, ist die QCD für eine beliebige Anzahl von Farben N_F äquivalent zu einer Mesonentheorie mit einer Mesonenkopplungskonstante $\alpha_M = 1/N_F$ [Wit 84]. Im Grenzfall $N_F \rightarrow \infty$ besitzen Baryonen die gleichen Eigenschaften wie die sogenannten Solitonen. Es ist daher natürlich anzunehmen, daß Baryonen den Solitonen der zur QCD äquivalenten Mesonentheorie entsprechen.

Solitonen sind statische topologische Lösungen von Mesonenfeldtheorien [Alv 86]. Durch die Bosonen werden dabei statische Strukturen aus Energie aufgebaut. Da die Theorien lorentzinvariant sind, ist es möglich, daraus sich im Raum bewegende Strukturen zu konstruieren. Diese punktförmigen Strukturen werden Solitonen genannt und lassen sich als topologische und nicht-topologische Solitonen klassifizieren. Sie unterscheiden sich dabei in der Ursache ihrer Stabilität. Topologischen Solitonen ist es aufgrund von geometrischen Eigenschaften der Lösung nicht möglich, in eine andere Lösung überzugehen. Bei nicht-topologischen Solitonen wird die Stabilität durch Erhaltungsgesetze wie zum Beispiel für die Baryonenzahl gewährleistet [Wil 89]. Für eine Flavouranzahl $N_f \geq 2$ und einer ungeraden Anzahl von Farben N_F müssen Solitonen Fermionen entsprechen und es können mit diesen Strukturen, aufgebaut aus bosonischen Feldern, keine Bosonen beschrieben werden.

Die der QCD äquivalente Mesonentheorie ist eine sehr komplexe Theorie mit einer unendlichen Anzahl von Elementarfeldern [Wit 84] und es muß daher wieder auf Modelle zurückgegriffen werden. Für zwei Flavours ergibt sich in der einfachsten Form der Solitonenmodelle das nicht lineare σ-Modell [Alv 86]. Die entsprechenden Solitonen sind topologisch, aber nicht energetisch stabil. Das bekannte topologische Skyrme-Modell [Sky 62] ist in der Lage, durch eine einfache Erweiterung energetisch stabile Solitonen zu erzeugen und Quadrupolbeiträge vorherzusagen [Nap 84]. Im Bereich der nicht-topologischen Modelle wurden Rechnungen zu der skalaren Quadrupolamplitude S_{1+} der Elektroproduktion mit dem linearen σ-Modell und dem chiralen chromodielektrischen Modell durchgeführt [FGS 96].

3. Die Kinematik

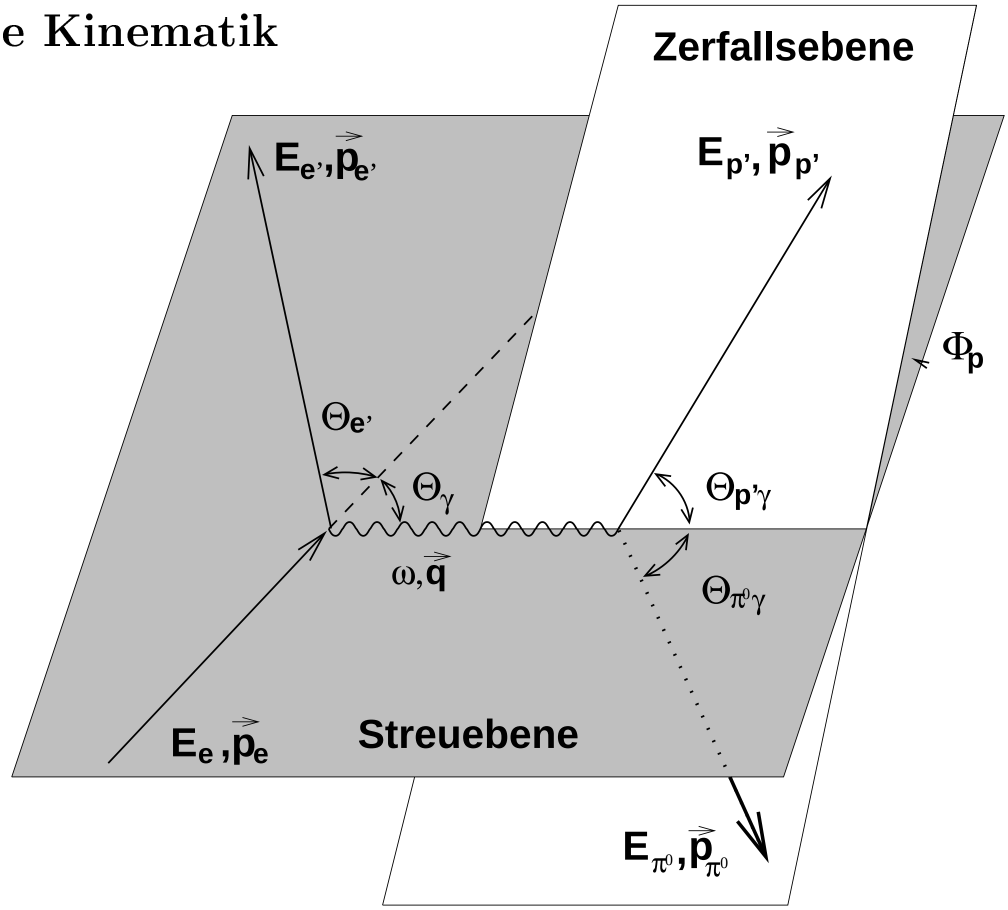


Abbildung 3.1: Kinematik der Elektroproduktion einzelner neutraler Pionen am Proton.

Bei der Streuung des Elektrons findet ein Energie- und Impulsübertrag mittels des virtuellen Photons $(\omega, \vec{q})$ auf das Proton statt, welches dadurch, bei entsprechender Kinematik, zu der Resonanz $\Delta^+(1232)$ angeregt werden kann. Diese wiederum zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit $> 99\,\%$ aufgrund der starken Wechselwirkung in ein Nukleon und ein Pion [PDG 94]. Der Zerfallskanal $\Delta^+ \rightarrow p'\pi^0$ ist dabei der für diese Arbeit relevante, wobei von den Zerfallsteilchen nur das Proton p' nachgewiesen wird und die zu untersuchende Reaktion daher $p(e, e'p')\pi^0$ entspricht (siehe Abb. 3.1). Der zweite dominante Zerfallskanal ist $\Delta^+ \rightarrow n'\pi^+$, wobei dieser Endzustand auch durch den nichtresonanten Übergang $\gamma_v p \rightarrow n'\pi^+$ produziert werden kann. Auf der Δ-Resonanz tragen der resonante und der nichtresonante Übergang zu dem Endzustand $n'\pi^+$ ungefähr gleich stark bei und entsprechen gemeinsam ungefähr dem Wirkungsquerschnitt für $\gamma_v p \rightarrow p'\pi^0$, der fast vollständig durch den resonanten Übergang $\gamma_v p \rightarrow \Delta^+ \rightarrow p'\pi^0$ gegeben ist [Chr 90].

Durch den bekannten Impuls des einlaufenden Elektrons und den gemessenen Impuls des gestreuten Elektrons wird der Viererimpuls $(\omega, \vec{q})$ und die Polarisation ϵ des ausgetauschten virtuellen Photons festgelegt (siehe Kap. 2). Mit dem im Laborsystem als ruhend betrachteten Targetproton p sind nun ebenfalls Energie und Impuls des erzeugten Δ^+ bestimmt. Beim Zerfall des Δ^+ verteilt sich die zur Verfügung stehende Energie W im Schwerpunktsystem auf das Proton p' und das Pion π^0 nach

$$E^*_{p'/\pi^0} = \frac{W^2 + m^2_{p/\pi^0} - m^2_{\pi^0/p}}{2W} \quad . \tag{3.15}$$

Die Gesamtenergie W ist dabei durch $W^2 = q^2 + 2\omega m_p + m_p^2$ gegeben und m_p, m_{π^0} sind die Ruhemassen von Proton bzw. π^0. Da das Proton p' und das Pion π^0 im Schwerpunktsystem zueinander entgegengesetzt emittiert werden, ist durch die Bestimmung der Richtung eines Zerfallsproduktes auch die Richtung des anderen bekannt und somit nun die vollständige Kinematik.
Um die optimale Kinematik für das Experiment zu finden, werden die nun folgenden Überlegungen angestellt. Auf der $\Delta^+(1232)$-Resonanz und bei vorgegebenen Viererimpulsübertrag wird durch

$$\omega = E_e - E_{e'} = \frac{W^2 - m_p^2 - q^2}{2m_p} \tag{3.16}$$

der Energieübertrag ω festgelegt. Weiterhin ergibt sich unter Vernachlässigung der Elektronenmasse

$$-q^2 = 4E_e E_{e'} sin^2(\frac{\Theta_{e'}}{2}). \tag{3.17}$$

Um eine möglichst hohe Ereignisrate zu erhalten, muß eine Kinematik gewählt werden, bei der der Photonenfluß maximiert wird (siehe Gl. 2.2). Abbildung 3.2 zeigt, daß für ein gegebenes q^2 dies bei hohen Primärenergien, welche nach den Gleichungen 3.16 und 3.17 kleinen Elektronenstreuwin-

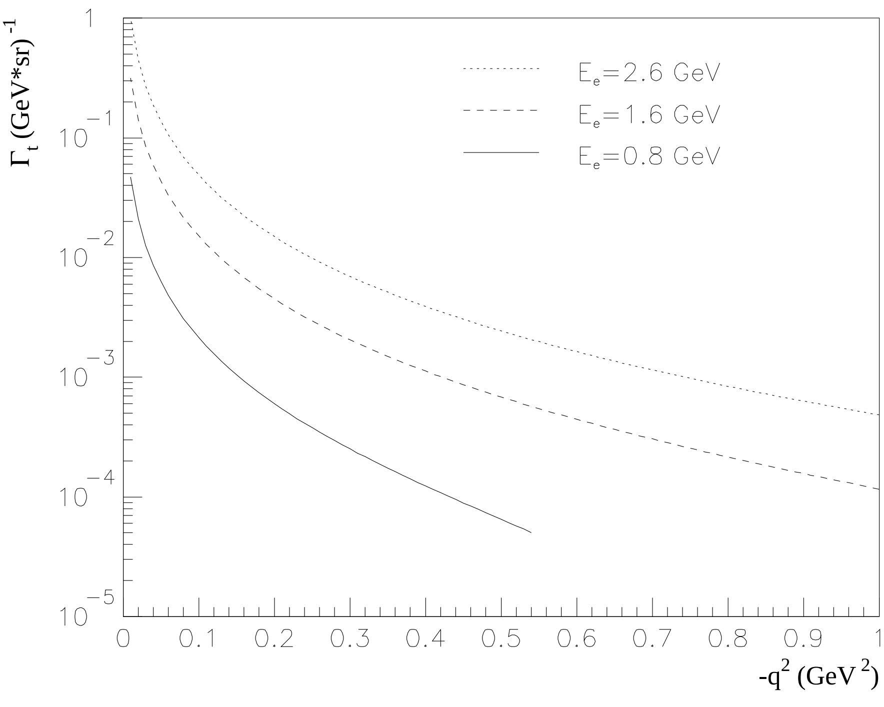


Abbildung 3.2: Virtueller Photonenfluß $\Gamma_t(-q^2)$.

keln $\Theta_{e'}$ entsprechen, gegeben ist. Da der Winkel des Elektronenspektrometers sich aufgrund von räumlichen Gegebenheiten nur im Bereich von 19° bis 24° (siehe Kap. 4.2.2) variieren läßt, ergibt sich als Optimum bei einem $q^2 = -0.2\,\frac{GeV^2}{c^2}$ und einem Streuwinkel $\Theta_{e'} = 19°$ nach den Gleichungen 3.16 und 3.17 die Primärenergie $E_e = 1.6\,GeV$. In Tabelle 3.1 ist die gewählte Sollkinematik zusammengefaßt.

Kinematik		$p(e,e'p')\pi^o$	
Primärenergie	:	$E_e[GeV]$	1.6025
Elektronenstreuwinkel	:	Θ_e	18.954°
Elektronenstreuenergie	:	$E_{e'}[GeV]$	1.156
Energieübertrag	:	$\omega[GeV]$	0.447
Viererimpulsübertrag	:	$Q^2 = -q^2[\frac{GeV^2}{c^2}]$	0.201
Richtung des Photons	:	Θ_γ	-36.4°
Polarisation des Photons			
transversal	:	ϵ	0.900
longitudinal	:	ϵ_L	5.757
Schwerpunktsdreierimpulsbetrag	:	$\lvert\vec{q}^*\rvert[\frac{GeV}{c}]$	0.482
invariante Masse	:	$W[\frac{GeV}{c^2}]$	1.232
Öffnungswinkel des Protonenkegels	:	$\Theta_{p'\gamma,max}$	$\pm 28.4^o$

Tabelle 3.1: Experimenteinstellungen der $p \to \Delta^+$-Kinematik.

Da die Geschwindigkeit v^*_{Lab} zwischen Labor- und Schwerpunktsystem größer ist als die Geschwindigkeit $v^*_{p'}$ der Protonen im Schwerpunktsystem, wird die Winkelverteilung der Protonen durch die Lorentztransformation in das Laborsystem in einen Kegel um die Richtung der virtuellen Photonen transformiert. Dies hat zur Folge, daß je zwei verschiedene Schwerpunktswinkel $\Theta^*_{p'\gamma}$ einem Laborwinkel $\Theta_{p'\gamma}$ entsprechen. Allerdings sind die Energien der im Schwerpunktsystem entgegen der virtuellen Photonenrichtung emittierten Protonen so klein (siehe Abb. 3.3), daß sie nicht die Wand 2 des Flugzeitspektrometers erreichen und daher nicht in der Auswertung berücksichtigt werden (siehe Kap. 4.2.3 und 5.2). Weiterhin ist in Abbildung 3.3 zu erkennen, daß im Laborsystem die auswertbaren Protonen in Richtung der virtuellen Photonen die größte kinetische Energie haben, welche mit höheren $\Theta^*_{p'\gamma}$ entsprechend der Lorentztransformation abnimmt.
Bei der gewählten Kinematik ergibt sich als Winkel der virtuellen Photonen $\Theta_\gamma = -36.4°$ und als maximaler Winkel der Protonen hierzu $\Theta_{p'\gamma,max} = 28.4°$. Das Optimum von Winkelauflösung und akzeptiertem Protonenkegel des Flugzeitspektrometers findet sich dort, wo die akzeptanzbestimmende Wand 3 (siehe Kap. 5.2) eine Entfernung von $4\,m$ zum Target hat. Aufgrund der Abschirmung des Flugzeitspektrometers von dem ungestreuten Elektronenstrahl konnte es nicht links-rechts symmetrisch zur Richtung der virtuellen Photonen aufgestellt werden, so daß sich ein

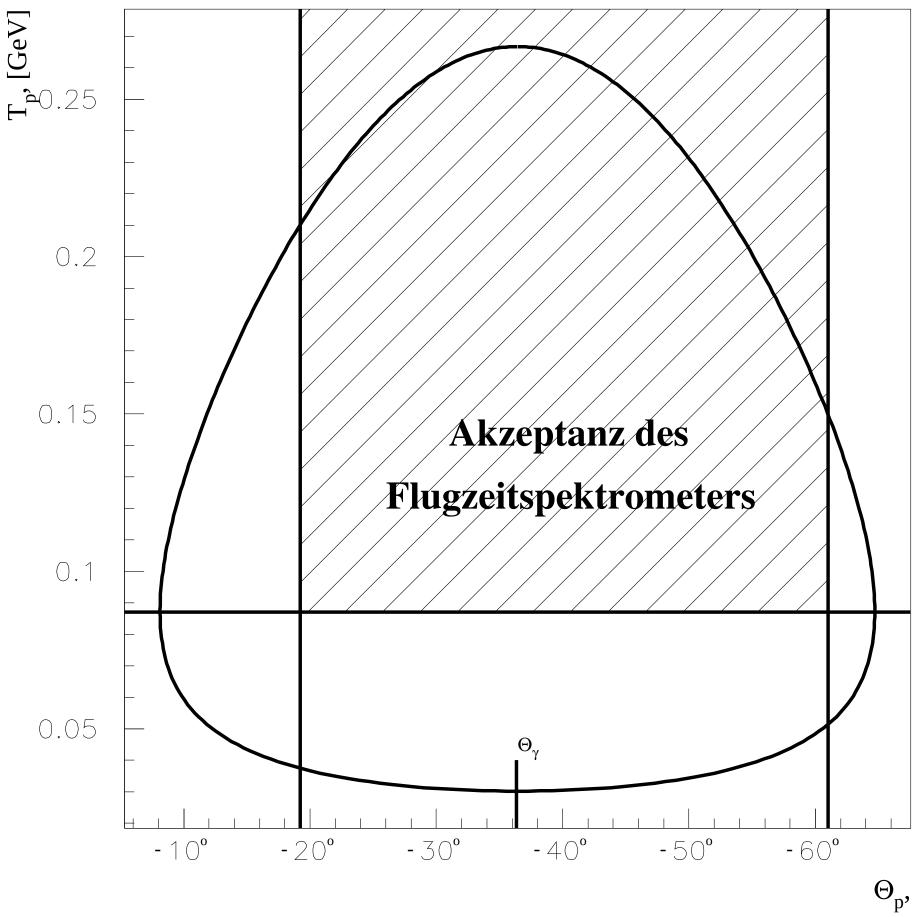
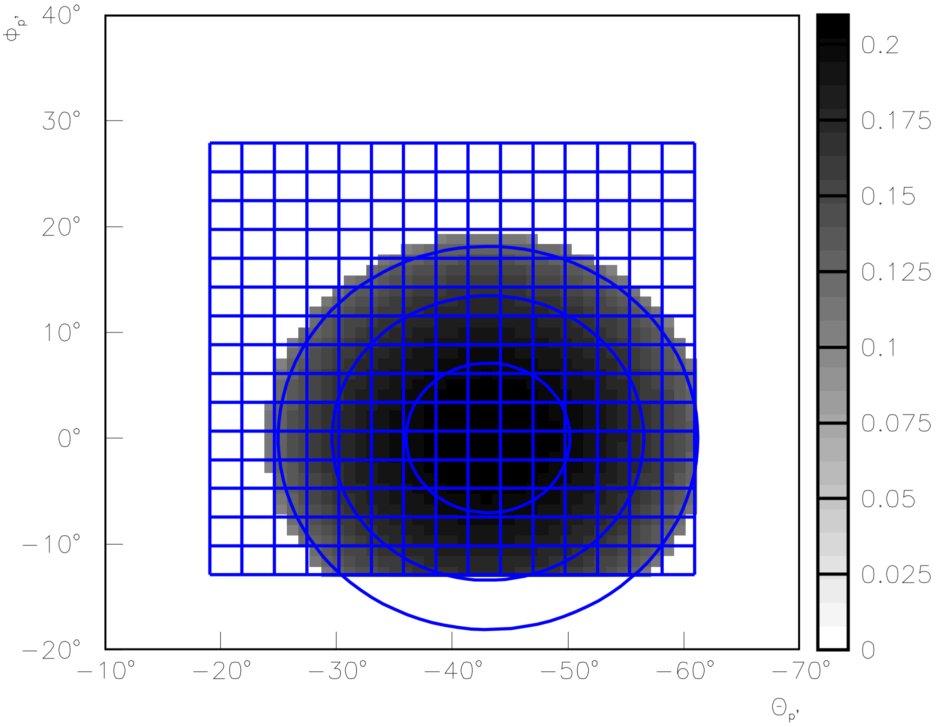


Abbildung 3.3: Kinetische Energieverteilung der Protonen im Laborsystem bei $W = 1232\,MeV$, $q^2 = -0.2\,\frac{GeV^2}{c^2}$ und $E_e = 1.6\,GeV$. Eingezeichnet sind die horziontale Winkelakzeptanz, bestimmt durch Wand 3, und die minimal nachweisbare Protonenenergie, bestimmt durch Wand 2, des Flugzeitspektrometers.

horizontal abgedeckter Winkelbereich von -19^o bis -61^o ergibt. Da die Strahlhöhe $1.5\,m$ beträgt und der Detektor bei einer Höhe von $0.58\,m$ beginnt, ergibt sich als vertikale Winkelakzeptanz -13^o bis $+28^o$.
Aufgrund der ausgedehnten Akzeptanz des Elektronenspektrometers (siehe Kap. 4.2.2) wird der Δ-Zerfall nicht nur für die oben genannte Kinematik nachgewiesen. In den Abbildungen 3.4 und 3.5 sind die Projektionen der Protonenkegel auf das Flugzeitspektrometer für Kinematiken, die zentral im bzw. am Rand des verwendeten Akzeptanzbereiches des Elektronenspektrometers liegen, dargestellt. Hierbei ist deutlich die Abhängigkeit des Kegelmittelpunktes und der Kegelgröße von der Kinematik zu erkennen.



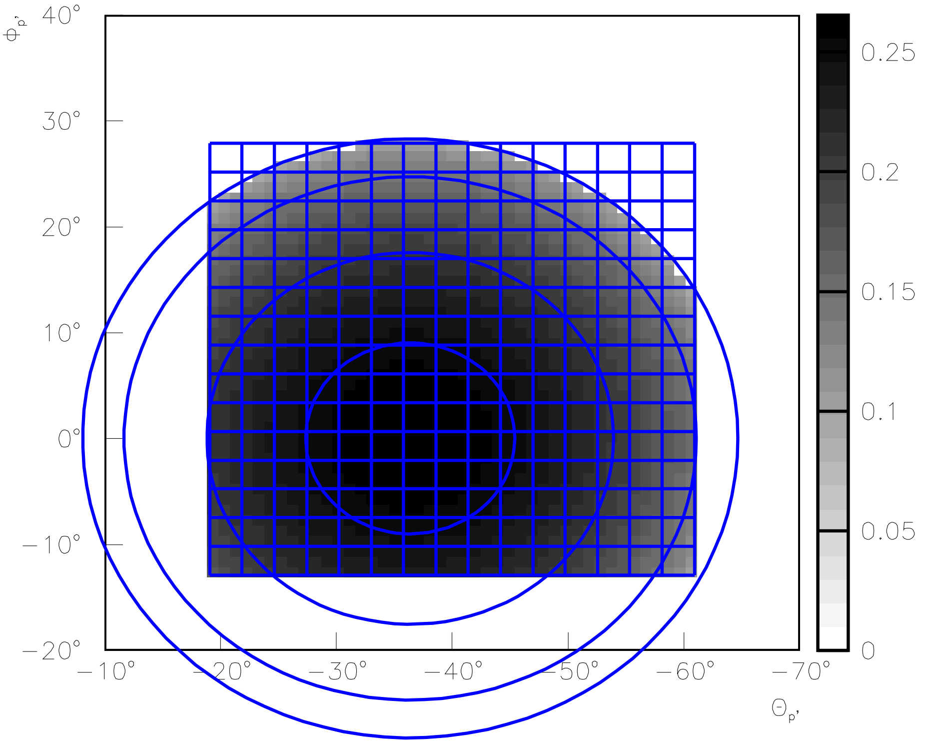


Abbildung 3.4: Auf das Flugzeitspektrometer projezierter Protonenkegel für $W = 1.160\,GeV$ (oben) und $W = 1.232\,GeV$ (unten), dargestellt mit Protonenringen $\Theta^*_{p\gamma} \in \{30^o, 60^o, ...\}$ und Verteilung der kinetischen Protonenenergie in GeV.

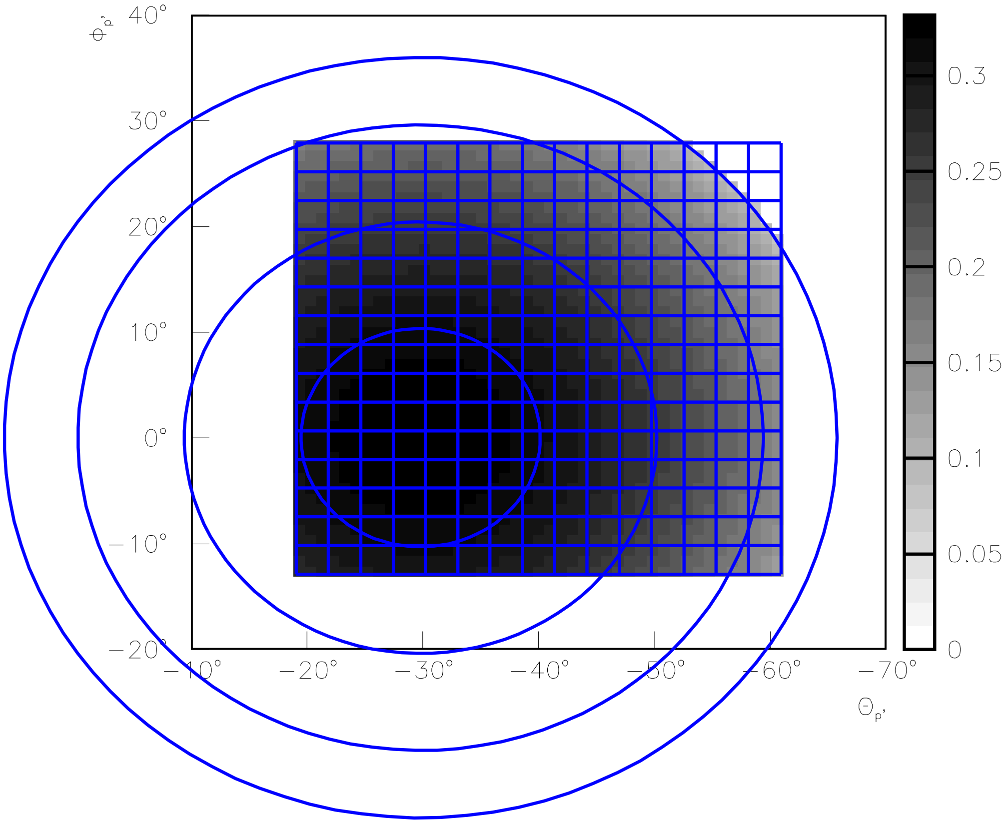


Abbildung 3.5: Auf das Flugzeitspektrometer projezierter Protonenkegel für $W = 1.310\,GeV$, dargestellt mit Protonenringen $\Theta^*_{p\gamma} \in \{30^o, 60^o, ...\}$ und Verteilung der kinetischen Protonenergie in GeV.

4. Das Experiment

4.1 Die Bonner Elektronen-Beschleunigeranlage

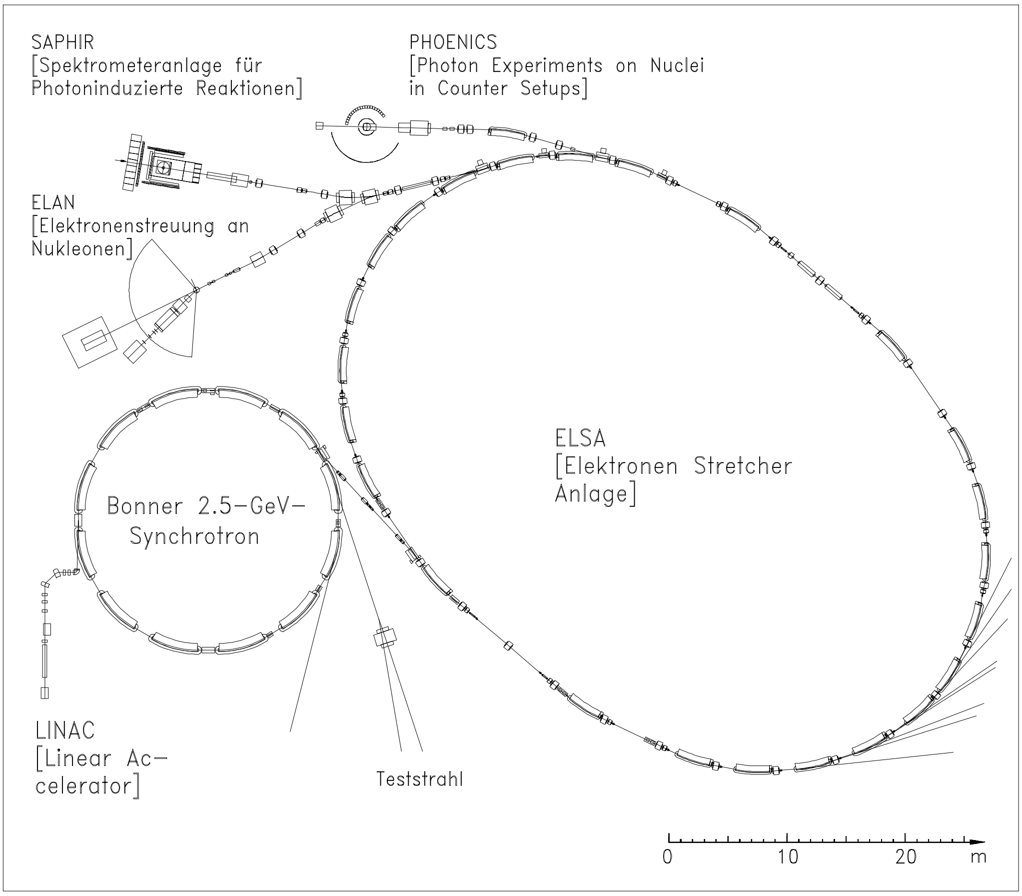


Abbildung 4.1: Schematische Übersicht der Beschleunigeranlage in Bonn.

Abbildung 4.1 gibt einen Überblick der Bonner Beschleunigeranlage. Die Elektronen werden vom 20-MeV-Linac in das Synchrotron injiziert, dort auf maximal $1.6\,GeV$, begrenzt durch die Extraktionselemente, beschleunigt und dann nach ELSA transferiert. Die Wiederholfrequenz dieses Zykluses ist $50\,Hz$. Für ELSA stehen folgende Betriebsmodi zur Verfügung [Nec 93].

- Stretchermodus
  Die Elektronen werden bereits im Synchrotron auf ihre Endenergie beschleunigt. Aufgrund der unterschiedlichen Umfänge von Synchrotron und ELSA erfolgt der Elektronentransfer

idealerweise über drei Synchrotronumläufe, um eine vollständige Füllung von ELSA mit Elektronen zu erreichen. Die Elektronen werden dann während der Zyklusdauer gleichmäßig aus ELSA extrahiert (siehe Abb. 4.2) und dem Experiment zugeführt. In diesem Modus wurden am Experiment bisher mittlere Tastverhältnisse (siehe Kap. 4.3) bis zu 60 % und mittlere Elektronenströme bis zu 60 nA erreicht.

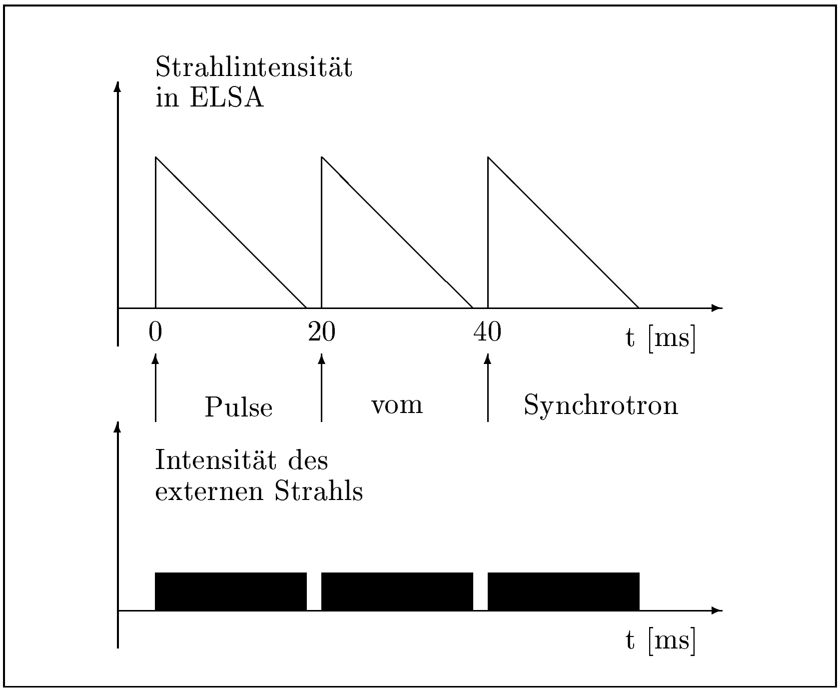


Abbildung 4.2: Funktionsschema des ELSA-Betriebes im Stretchermodus.

- Nachbeschleunigungsmodus
  Hierbei wird ELSA über mehrere Synchrotronzyklen gefüllt, anschließend können die Elektronen in wenigen $100\,ms$ bis auf $3.5 GeV$ beschleunigt und dann ebenfalls gleichmäßig extrahiert werden. Bei der Wahl der Dauer der Extraktionsphase und der Anzahl der Synchrotronzyklen zur Füllung von ELSA ist ein Kompromiß zwischen hohem extrahierten Elektronenstrom und gutem makroskopischen Tastverhältnis zu finden. Während der Extraktionszeiten ließ sich bisher im externen Strahl ein mittleres mikroskopisches Tastverhältnis von bis zu 90 % erreichen.

- Speichermodus
  ELSA wird hierbei ebenfalls über mehrere Synchrotronzyklen mit Elektronen gefüllt, die dann dort auf die gewünschte Endenergie beschleunigt werden. Der Strahl wird nun jedoch im ELSA-Ring gespeichert und als Synchrotronlichtquelle genutzt. Erst nach Abfallen des internen Elektronenstroms unter einen vom Experiment vorgegebenen Wert wird diese Prozedur wiederholt.

Neben dem existierenden Linearbeschleuniger (siehe Abb. 4.1) und der vorhandenen polarisierten

Quelle wird in Zukunft ein weiterer Linac betrieben werden, der mit einer neuen Quelle für polarisierte Elektronen ausgestattet wird.

4.2 Der experimentelle Aufbau

In Abbildung 4.3 ist der experimentelle Aufbau dargestellt. Die aus ELSA extrahierten Elektronen werden auf das Target gelenkt. Die dort gestreuten Elektronen sollen im Magnetspektrometer und die Protonen des Δ-Zerfalls im Flugzeitspektrometer nachgewiesen werden. Die ungestreuten Elektronen werden im Faradaykäfig absorbiert und zur Strahlintensitätsbestimmung integriert. Der eingezeichnete Vertexdetektor wurde bei den Messungen zu dieser Arbeit nicht eingesetzt, da

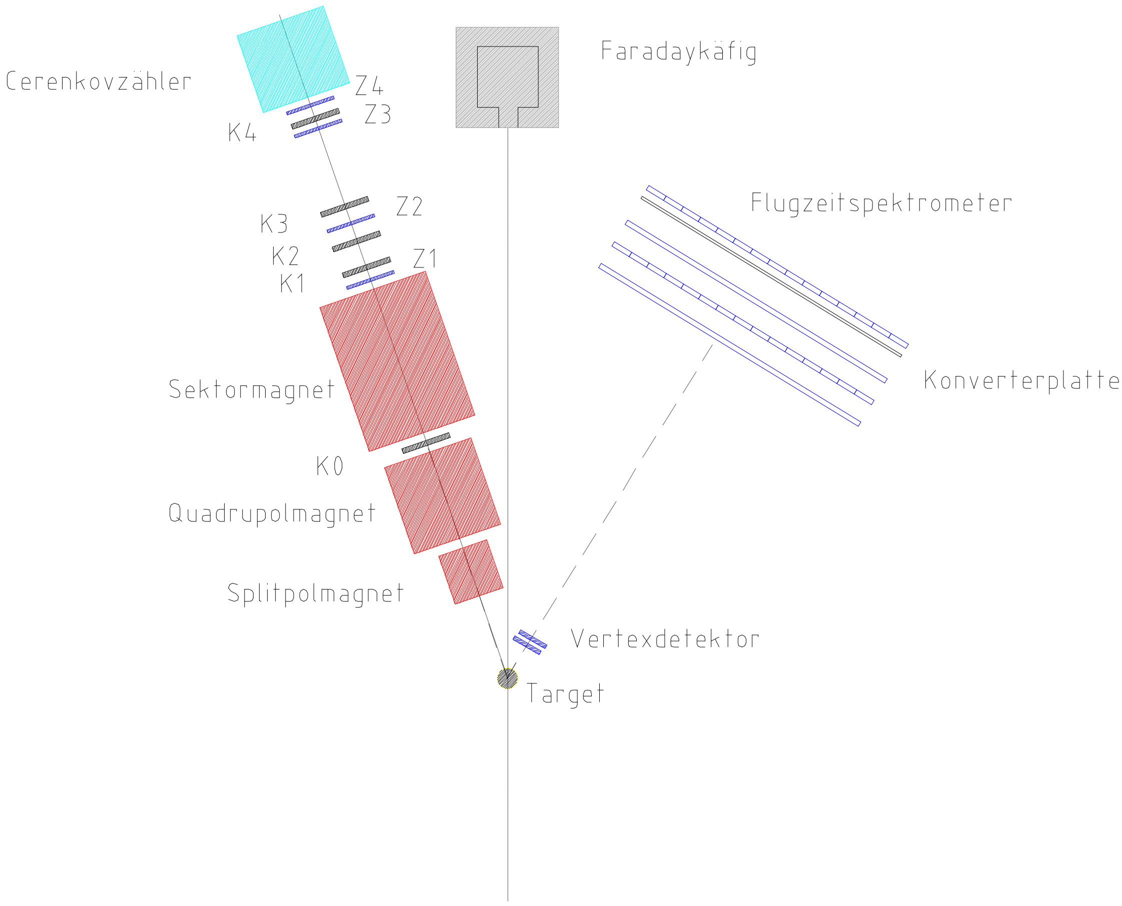


Abbildung 4.3: Skizzierter Experimentaufbau.

sein Signal-zu-Untergrundverhältnis für eine sinnvolle Auswertung zu schlecht war. Für folgende Experimente am Deuterium konnte der Untergrund durch den Einsatz eines Permanentmagneten am Target auf ein für den Vertexdetektor ausreichendes Maß reduziert werden [Ban 96]. Bei diesen Experimenten sollen neben den Protonen auch Neutronen und Pionen aus dem Δ-Zerfall zur Auswertung herangezogen werden. Hierfür wurde der Aufbau durch Bleiglas- und weitere Szintillations-Detektoren ergänzt. Für den π^0-Nachweis wird die Konvertierungswahrscheinlichkeit der π^0-Zerfallsphotonen in geladene und daher besser nachweisbare Teilchen (Elektron-Positron-Paare) durch Einsatz der Konverterplatte erhöht, deren Dicke zwei Strahlungslängen entspricht.

4.2.1 Das Target

Als Target wurde flüssiger Wasserstoff verwendet, der sich in einer zylindrische Zelle aus $125\,\mu m$ dicker Kaptonfolie von $60\,mm$ Länge und $30\,mm$ Durchmesser befand. Im Rahmen des gesamten $N \rightarrow \Delta$-Meßprogramms wurde auch flüssiges Deuterium als Target eingesetzt. Die Kühlung des Targets auf $\approx 20°K$, welches bei Normaldruck für das Erreichen der flüssigen Phase von Wasserstoff ($\approx 24°K$ bei Deuterium) erforderlich ist, wird durch adiabatische Expansion komprimierten Heliums erreicht. Zur Wärmeisolierung befindet sich das Target in einem Vakuumbehälter, der bis auf einen Restdruck von $\sim 10^{-6} mbar$ evakuiert wird. Der Strahlein- und -austritt findet ebenfalls durch jeweils $125\,\mu m$ dicke Vakuumfenster aus Kapton statt.

4.2.2 Das Elektronenspektrometer

Ein Magnetspektrometer wird für den Nachweis gestreuter Elektronen verwendet (siehe Abb. 4.4). Das abbildende Magnetsystem besteht aus zwei Quadrupolen SP (horizontal fokussierend) sowie

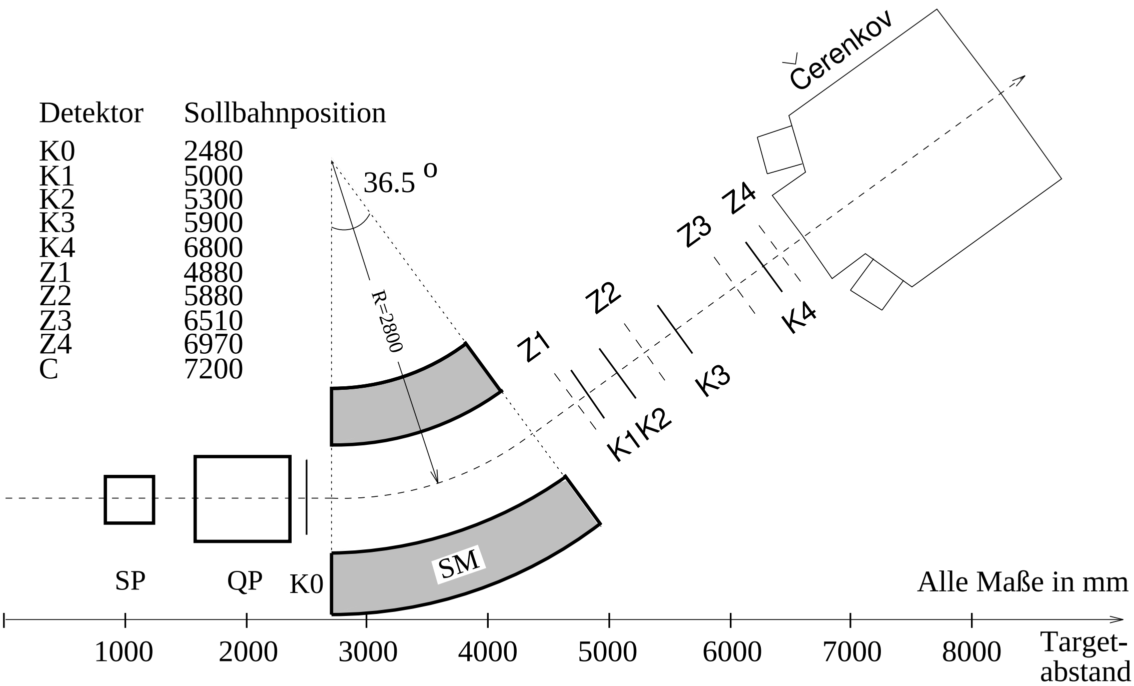


Abbildung 4.4: Querschnitt des Elektronenspektrometers.

QP (vertikal fokussierend) und einem Sektormagneten SM, der der Impulsseparation dient. Ein Teilchen, das das Magnetsystem durchläuft, löst einen Trigger aus, wenn es von den vier Szintillationzählern Z1, Z2, Z3 und Z4, die einseitig mit Sekundärelektronenvervielfachern (SEV) ausge-

lesen werden, in Koinzidenz registriert wird. Der Čerenkovdetektor dient dazu, schwere Teilchen, insbesondere Pionen, mit gleichem Impuls von den Elektronen unterscheiden zu können. Die fünf Proportionaldrahtkammern K0 bis K4 dienen der Rekonstruktion der Elektronbahn durch das Spektrometer, wobei die Kammern K1 bis K4 über jeweils zwei Nachweisebenen und drei Hochspannungsebenen verfügen und Kammer K0 jeweils eine Ebene mehr enthält [Mas 96].
Mit Hilfe der rekonstruierten Bahn können die Streuwinkel, der Impuls und der auf die Primärelektronenstrahlachse projizierte Targetstartort des gestreuten Elektrons berechnet werden. Der wahre Targetstartort, das ist der Ort an dem die Streuung des Elektrons stattfindet, wird wegen der geringen vertikalen Strahlausdehnung durch diese Projektion ausreichend genähert.
Der Spektrometerwinkel kann, aufgrund von räumlichen Gegebenheiten, nur zwischen 19° und 24° variiert werden. Bei Verzicht auf die Quadrupole, wodurch die Streuwinkel- und Impulsauflösung sich verschlechtert und außerdem eine Kopplung zwischen Impuls- und vertikaler Streuwinkelakzeptanz entsteht, können Winkel bis zu 12° erreicht werden.
In Tabelle 4.1 sind die Akzeptanzen und Auflösungen (FWHM[1]) des Elektronenspektrometers angegeben, wobei als Richtwerte für die Akzeptanzen bei Aufbau ohne Quadrupole diejenigen für eingebaute Quadrupole benutzt werden können [Fro 93].

Akzeptanz		**Auflösung**	
	mit Quadrupolen	ohne Quadrupole	mit Quadrupolen
vertikaler Streuwinkel	$80.0\,mrad$	$2.56\,mrad$	$4.65\,mrad$
horizontaler Streuwinkel	$22.5\,mrad$	$5.17\,mrad$	$1.41\,mrad$
relativer Impuls	$\pm 12\,\%$	$0.87\,\%$	$0.47\,\%$
Raumwinkel	$1.8\,msr$		

Tabelle 4.1: Akzeptanzen und Auflösungen des Spektrometers bei $E_e' = 1.150\,GeV$.

4.2.3 Das Flugzeitspektrometer

Das Flugzeitspektrometer besteht aus vier Wänden, die jeweils aus 15 Szintillationslatten mit den Maßen $300\,cm * 20\,cm * 5\,cm$ so zusammengesetzt sind, daß sie jeweils eine Nachweisfläche von $3 * 3\,m^2$ haben (Abb. 4.5).
Jede dieser Latten wird beidseitig von Sekundärelektronenvervielfachern (Photomultiplier) ausgelesen. Aus den Zeitinformationen der so erhaltenen Signale läßt sich mit Hilfe ihrer Summe (TDC[2]-Summe) die Flugzeit und mit Hilfe ihrer Differenz (TDC-Differenz) der Durchtrittsort eines Teilchens bestimmen. Je eine zu den Latten einer Wand gekreuzte, ebenfalls beidseitig ausgelesene Szintillationsfaser dient der Ortseichung der TDC-Differenzen [Bru 95].
Werden zwei Wände hintereinander aufgestellt, deren Latten zueinander gekreuzt sind, so läßt

[1] Full Width Half Maximum

[2] Time-to-Digital Converter

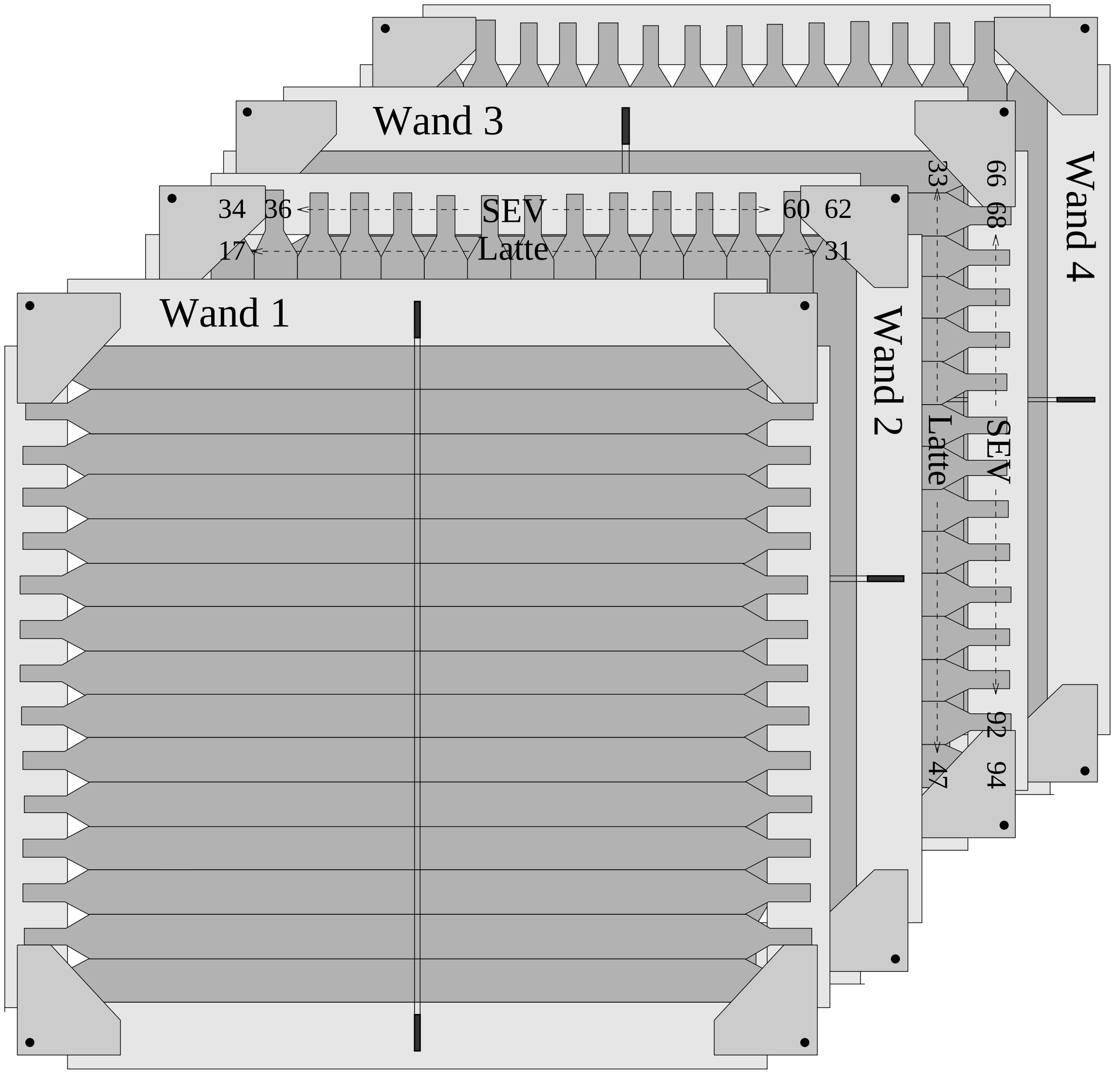


Abbildung 4.5: Aufbau des Flugzeitspektrometers.

sich die Nachweisfläche durch koinzidente Ansprecher gekreuzter Latten in 225 Detektorsegmente ($20 * 20\,cm^2$) unterteilen. Wird außerdem die TDC-Differenz zur Bestimmung des Teilchendurchtrittsortes benutzt, so kann durch eine Zeitauflösung von $\leq$ 300 ps (FWHM) [Kun 93] eine Ortsauflösung von $\leq$ 5 cm erreicht werden. Mit einer mittleren Entfernung der Wände zum Target von $4\,m$ und einer Flugzeit von $5\,\frac{ns}{m}$ für Protonen einer kinetischen Energie von $210\,MeV$ ergibt sich der relative Fehler des gemessenen Impulses zu $\frac{\Delta p}{p} \approx 0.015$. In Abbildung 4.6 sind die Winkelauflösungen $\Delta\Theta$ und $\Delta\Phi$ des Flugzeitspektrometers in Abhängigkeit vom Protonenwinkel $\Theta_{p'\gamma}$ dargestellt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen beträgt $\approx 5\,\%$ je Wand, im Gegensatz zu annähernd $100\,\%$ für Protonen. Es kann daher bei Neutronenereignissen in der Regel nur von höchstens einem Lattenansprecher in einer der vier Wände ausgegangen werden. Dies führt zu einer Ortsauflösung von $5\,cm$ entlang der angesprochenen Latte und $20\,cm$ entsprechend der Lattenbreite quer zur Latte. In Abbildung 4.6 ist dagegen eine Neutronenortsauflösung von $20 * 20\,cm^2$ zugrundegelegt.

Die Signale der Sekundärelektronenvervielfacher werden, ehe sie den Digitalisierungsmodulen zu-

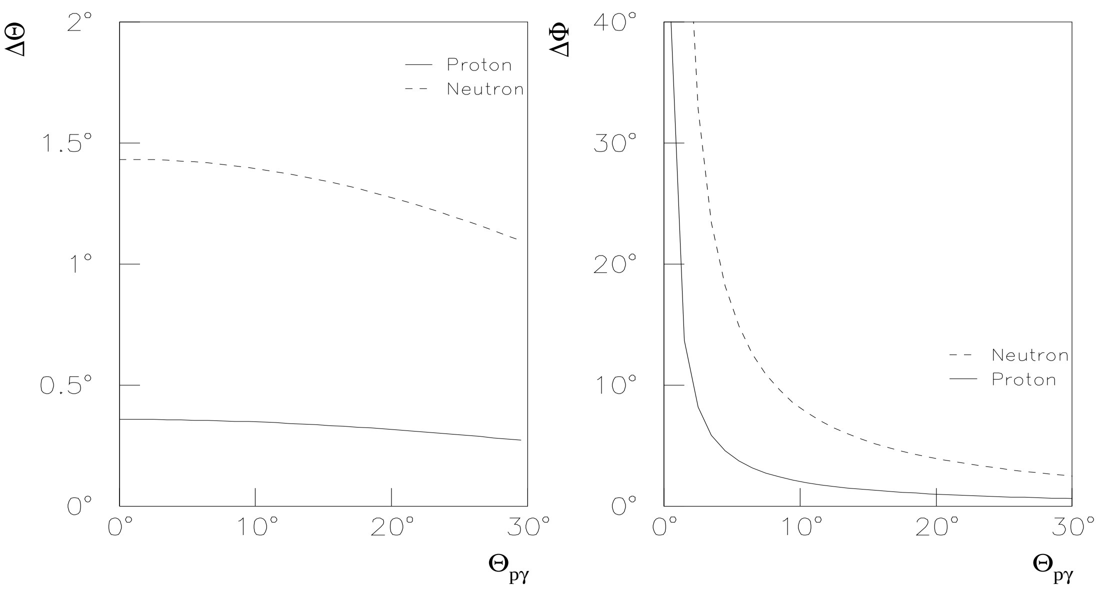


Abbildung 4.6: Die Winkelauflösungen $\Delta\Theta$ und $\Delta\Phi$ des Flugzeitspektrometers.

geführt werden, im Flugzeitspektrometer aufbereitet und hierfür dreifach geteilt. Eines dieser drei Signale wird direkt auf ein ADC[3]-Modul gegeben. Die beiden anderen werden an verschieden hohen Schwellen diskriminiert und zu Normpulsen geformt; sie werden im folgenden obere und untere Schwelle genannt. Um möglichst wenige durch Untergrund erzeugte Signale auszulesen, wird ein Puls für eine untere Schwelle nur gebildet, wenn der zweite Sekundärelektronenvervielfacher der selben Latte einen Ansprecher der oberen Schwelle hat. Um die TDC-Kanäle effizient zu nutzen, werden jedem TDC-Kanal neben einer oberen Schwelle zwei untere Schwellen zugeführt (siehe Abb. 5.3), wobei alle drei Signale aus verschiedenen Szintillationslatten stammen. Hierfür werden die Signale der unteren Schwellen verzögert und zweifach geteilt. Dadurch wird erreicht, daß untere Schwellen nicht durch obere Schwellen im gleichen TDC-Kanal verloren gehen, sondern im entsprechend zweiten TDC-Kanal noch vorhanden sind. Die Informationen aus den TDCs der oberen Schwellen werden zur Protonauswertung und die der unteren Schwellen zur Teilchenauswertung mit geringen Signalhöhen, wie Neutronen und Pionen, genutzt. Die Elektronik des Flugzeitspektrometers ist in der Dissertation von Detlef Jakob [Jak 96] ausführlich beschrieben.
Unmittelbar vor dem Flugzeitspektrometer wird eine Aluminiumplatte zur Abschirmung verwendet, deren Dicke von $4\,mm$ sich in den vorhergehenden Testmessungen [Jak 96] als Optimum zwischen Verbesserung des Signal-zu-Untergrundverhältnisses, Verschlechterung der Ortsauflösung und Reichweite der Protonen herausstellte.

4.2.4 Die Ausleseelektronik und Datennahme

Die Ausleseelektronik hat die Aufgabe, Ereignisse zu registrieren, die Informationen der Detektoren zu digitalisieren und den für die Datennahme zuständigen Computern zur Verfügung zu stellen.
Die vierfache Koinzidenz der Szintillationszähler Z1 - Z4 des Elektronenspektrometers bildet den Elektronentrigger, auch e_{live} genannt. Durch ein Veto wird sichergestellt, daß die Elektronik und

[3] Analog to Digital Converter.

Datennahme nicht mit der Verarbeitung eines vorherigen Ereignisses beschäftigt ist. Durch das resultierende Signal, welches zeitlich durch den Szintillationszähler Z1 bestimmt ist, wird die Digitalisierung der Detektorinformationen gestartet. Für die Verarbeitung der Treffer in den Proportionaldrahtkammern des Elektronenspektrometers wird das am DESY[4] entwickelte PERSEUS[5]-System verwendet. Die Pulshöhen und die zeitlichen Lagen der Signale der Sekundärelektronenvervielfacher werden in ADCs bzw. TDCs digitalisiert, wobei beim Elektronenspektrometer CAMAC[6]-Module und beim Flugzeitspektrometer Fastbus-Module verwendet werden.

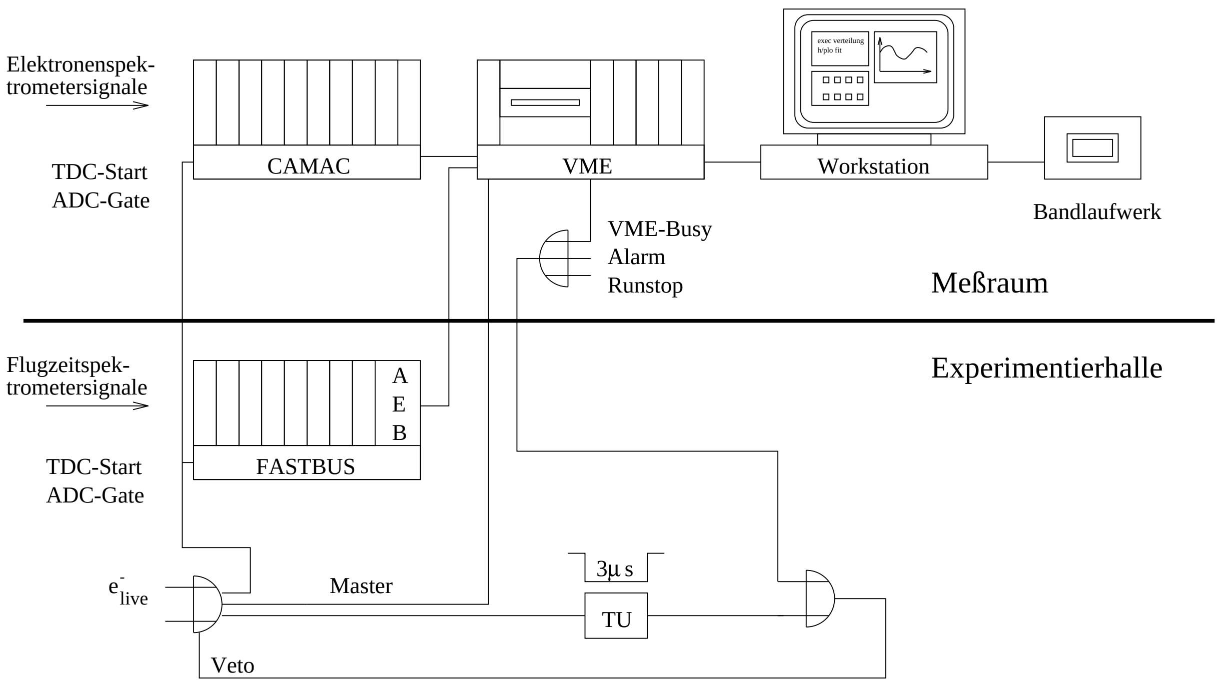


Abbildung 4.7: ELAN-Datenerfassung.

Für die folgende Modulauslese wird bei den CAMAC-Modulen ein VME[7]-Rechner und bei den Fastbus-Modulen der am CERN[8] entwickelte AEB[9] verwendet [Noe 92]. Der VME-Rechner faßt dann alle Informationen zu einem Ereignis zusammen und überträgt sie auf eine Workstation, wo sie einer Online-Daten-Analyse zugeführt werden und ebenfalls auf Datenbänder gesichert werden können (Abb. 4.7).

[4]Deutsches Elektronen Synchroton.

[5]Priority Encoding Readout System Economical with Ultra high Speed.

[6]Computer Automated Measurement And Control.

[7]Versus Module Europe.

[8]Conseil Europeen pour la Recherche Nucleaire.

[9]Aleph Event Builder.

4.3 Durchführung des Experimentes

In vorhergehenden Testmessungen [Jak 96] stellte sich heraus, daß die Nachweiswahrscheinlichkeiten einiger Szintillationslatten deutlich unter dem Optimum lagen. Die Verstärkungen der Sekundärelektronenvervielfacher wurden daher in einer Höhenstrahlungsmessung an die einer Latte mit hoher Nachweiswahrscheinlichkeit angeglichen. Hierfür wurden, mittig zu den horizontal angeordneten Latten, oberhalb und unterhalb jeder Wand Szintillationszähler angebracht. Sprachen diese zwei Zähler einer Wand koinzident an, wurden die Sekundärelektronenvervielfacher aller vier Wände ausgelesen. In den ADC-Spektren der Sekundärelektronenvervielfacher ergaben sich hierdurch zwei Bereiche mit erhöhter Ansprechwahrscheinlichkeit, zum einen verursacht durch „Offset" der Sekundärelektronenvervielfacher, zum anderen durch die minimalionisierenden Teilchen der Höhenstrahlung. Der Abstand dieser beiden Erhöhungen entspricht der Verstärkung des entsprechenden Sekundärelektronenvervielfachers und wurde durch Anpassung der jeweiligen Hochspannung an den eines effizienten Sekundärelektronenvervielfachers angeglichen.

Zu Beginn der Messung wurden dann die Diskriminatorschwellen (Kap. 4.2.3) soweit erniedrigt, daß für die Wände 2, 3 und 4 eben noch keine merklichen Totzeiteffekte in den ausgelesenen Signalen auftraten. Die Datennahme fand dann innerhalb von sechs Tagen statt, wobei ELSA im Stretchermodus (siehe Kap. 4.1) betrieben wurde und extern einen mittleren Elektronenstrom von $12\,nA$ mit einem mittleren Tastverhältnis von $42\,\%$ lieferte.

Dieses Tastverhältnis (TV) wurde mit zwei Plexiglas-Čerenkov-Zählern nach

$$TV \quad = \quad \frac{\dot{N}_1 \cdot \dot{N}_2}{\dot{N}_{acc}} \cdot \tau$$

bestimmt, wobei die beiden Zähler um $20\,ns$ gegeneinander verzögert sind, um mit der Koinzidenzbreite τ von ebenfalls $20\,ns$ aus den Einzelzählraten $\dot{N}_1$ und $\dot{N}_2$ die zufällige Koinzidenzrate $\dot{N}_{acc}$ zu erhalten.

Um den Einfluß der Kaptonfolien der Targetzelle und des Vakuumtopfes auf die Messung korrigieren zu können, wurde eine Messung mit leerer Targetzelle vorgenommen. Die hierbei gewonnenen Ereignisse N_{leer} werden in den auszuwertenden Spektren von den Volltargetereignissen N_{voll} entsprechend den jeweiligen Meßzeiten t_{voll} und t_{leer}, normiert auf gleichen mittleren Strom, nach Gleichung 4.18 subtrahiert, wobei die Ereignisse beider Messungen identischen Schnittbedingungen unterliegen

$$N_{H_2} = N_{voll} - \frac{t_{voll}}{t_{leer}} N_{leer} \quad . \tag{4.18}$$

Wird der relative Fehler der auszuwertenden Ereignisse N_{H_2} für eine vorgegebene Gesamtmeßzeit t_Σ minimiert und werden die Flächenbelegungen $\rho_{leer} = 0.0355\,cm^{-2}$ und $\rho_{voll} = 0.42\,cm^{-2}$ benutzt, so ergibt sich als optimale Dauer der Leertargetmessung [GHW 95]:

$$t_{leer} \quad = \quad \frac{\sqrt{\rho_{leer}}}{\sqrt{\rho_{leer}} + \sqrt{\rho_{voll}}} \cdot t_\Sigma \quad = \quad 0.22 \cdot t_\Sigma \ .$$

Dieses optimale Verhältnis zwischen Leertarget- und Gesamtmeßzeit wurde hinreichend genau erreicht, und aus den im Faradaycup aufintegrierten Ladungen, bei Volltarget- und Leertargetmessung, zu 0.25 bestimmt.

5. Die Datenanalyse

5.1 Korrektur der Elektron-Informationen

Zum Test des Elektronenspektrometers wurde die Elektron-Proton-Streuung von dem elastischen Fall bis hin zur Δ-Resonanz vermessen. Aufgrund der begrenzten Akzeptanz des Spektrometers wurden hierfür mehrere Messungen mit entsprechend angepaßten Sollstreuenergien durchgeführt. Das resultierende Einarmspektrum ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Durch Vergleich der Lage des

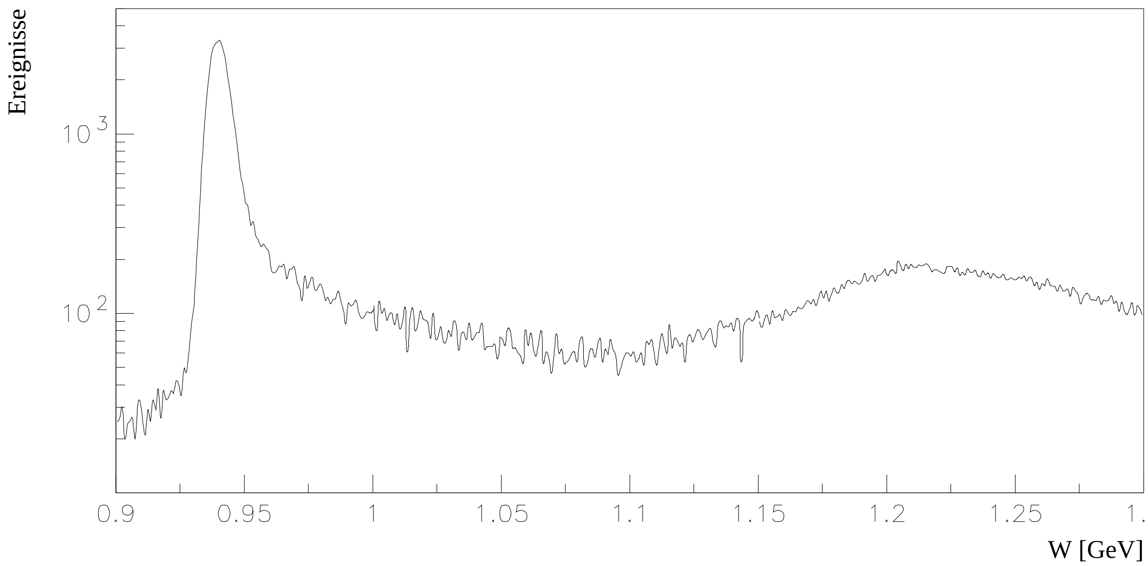


Abbildung 5.1: Gemessenes Einarmspektrum der Elektron-Proton-Streuung.

elastischen Peaks mit Monte-Carlo-Simulationen stellt sich heraus, daß die rückgerechneten Streuenergien um $7.5\,MeV$ zu niedrig sind, dies wird in der folgenden Auswertung entsprechend korrigiert.

5.1.1 Normierung der Zählraten

Aufgrund der ausgedehnten Akzeptanzen des Spektrometers resultieren alle gewonnenen Ergebnisse aus einer Mittelung über die akzeptierten Kinematikbereiche. Um alle Kinematiken gleich zu wichten, werden die folgenden Normierungen vorgenommen.
Jedes Ereignis, gewonnen für die Streuenergie $E_{e'}$ und den Streuwinkel $\Theta_{e'}$, wird entsprechend dem

Photonenflußfaktor (siehe Gl. 2.2) mit $1/(\Gamma_t \sin\Theta_{e'})$ gewichtet.
Weiterhin wird die q^2-Abhängigkeit des Formfaktors F_Δ durch einen Wichtungsfaktor $1/F_\Delta^2$ berücksichtigt. Für den Formfaktor wird dabei eine Dipolparameterisierung verwendet

$$F_\Delta = \left(1 + \frac{Q^2}{M_{Dipol}^2}\right)^{-2} \tag{5.19}$$

mit $M_{Dipol} = 0.828\,GeV$ gegeben durch einen Fit von Mehrotra und Wright [MeW 81].
Für die im folgenden gewonnenen Verteilungen werden Schnitte in der invarianten Masse gefordert. Es zeigt sich, daß die akzeptierten q^2-Bereiche linear von $E_{e'}$ abhängen. Dies läßt sich aus Gleichung 3.17 erkennen, wenn berücksichtigt wird, daß zu einem vorgegebenen W alle akzeptierten Streuwinkel $\Theta_{e'}$ beitragen, aber dagegen zwischen W und $E_{e'}$ eine enge Korrelation besteht. Alle Ereignisse werden daher noch mit $1/E_{e'}$ gewichtet.

5.1.2 TDC-Korrektur

Die Koinzidenz der Zähler Z1 bis Z4 des Elektronenspektrometers startet die Digitalisierung der TDC-Module des Flugzeitspektrometers, wobei die Koinzidenz zeitlich durch Z1, der gegen Z2, Z3 und Z4 verzögert ist, bestimmt wird (siehe Kap. 4.2.2). Die zeitliche Unschärfe des Z1 führt also zu entsprechend falschen TDC-Startzeitpunkten. Sie wird im wesentlichen durch die einseitige Auslese des Z1 verursacht, die eine zeitliche Abhängigkeit des Signals vom Durchtrittsort des Teilchens bewirkt. Außerdem werden die Analogsignale auf Leading-Edge-Diskriminatoren gegeben, deren Ausgangssignale wegen der unterschiedlichen Pulshöhen „Timewalk“ aufweisen.
Die Ortsabhängigkeiten werden mit Hilfe des Durchtrittsortes, bestimmt durch die Treffer in den Proportionalkammern, und der iterativ bestimmten effektiven Lichtlaufzeit im Szintillator korrigiert. Der „Timewalk“ wird mit Hilfe der in den ADC-Kanälen gemessenen Pulshöhen kompensiert, wobei angenommen wird, daß die Anstiegsflanke des Analogpulses durch eine Parabel beschrieben werden kann. Die entsprechenden Parameter wurden ebenfalls iterativ bestimmt.
Der TDC-Start kann durch Ausnutzung der Mikrostruktur des Elektronenstrahls weiter verbessert werden. Diese entsteht durch die Einstrahlung von Mikrowellen mit einer Hochfrequenz von $500\,MHz$, die den Energieverlust der Elektronen durch Synchrotronstrahlung in ELSA kompensiert. Hierdurch werden die Elektronen zu Paketen zusammengefaßt, die einen Abstand von $2\,ns$ und eine räumliche Ausdehnung von etwa $3.5\,cm$ (FWHM) haben. Mit Hilfe der Szintillationszähler Z2 bis Z4 und eines ausgekoppelten Mikrowellensignals wird diese Mikrostruktur rekonstruiert (siehe Abb. 5.2) und entschieden, aus welchem Paket das jeweilige Elektron kommt. Die Abweichung des Z1-Signals hiervon ist dann die zu korrigierende Zeitungenauigkeit des TDC-Starts. Für ihn läßt sich so eine Zeitauflösung von $\approx 120\,ps$ (FWHM) erreichen [Rei 93].
Die Bestimmung der „Timewalk“-Parameter erfordert eine vorherige Korrektur der TDC-Informationen mit den Teilchendurchtrittsorten und den Laufzeiten der Teilchen vom Target zum Detektor. Im Fall des Flugzeitspektrometers werden diese beiden Größen aus den TDC-Informationen gewonnen und sind daher selbst vom „Timewalk“ abhängig. Das hierdurch notwendige neue Verfahren zur Parameterbestimmung, konnte bis zum Ende dieser Arbeit noch nicht fertiggestellt werden,

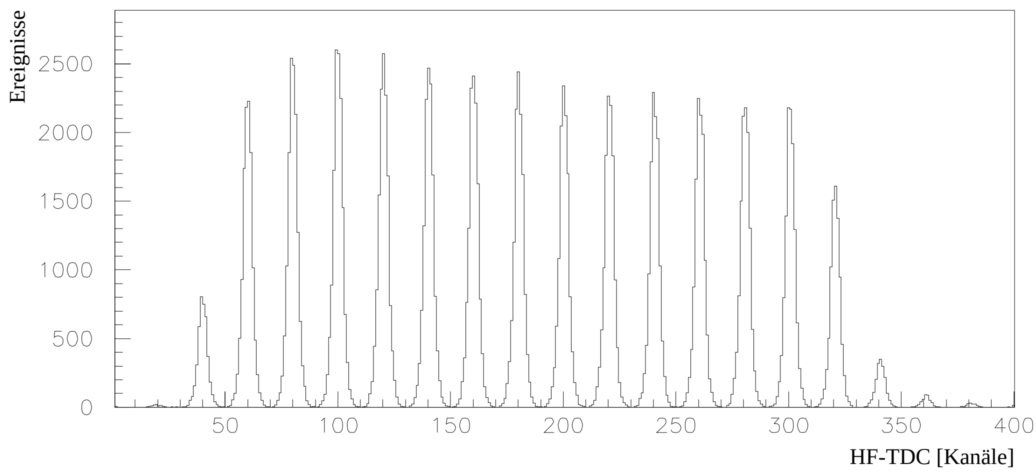


Abbildung 5.2: Mikrostruktur des Elektronenstrahls rekonstruiert aus den HF- und Z2- bis Z4-Signalen.

wird aber für die folgenden Auswertungen zur Verfügung stehen und die Auflösung des Teilchendurchtrittsortes und der Laufzeit der Teilchen vom Target zum Flugzeitspektrometer verbessern [Hai 97].

5.2 Die Protonenidentifikation

Für die Auswertung der Flugzeitspektrometerdaten werden die gewonnenen ADC- und TDC-Inhalte zuerst aufbereitet. Hierzu gehören der Abzug der ADC-Offsets, die Trennung der TDC-Einträge der oberen Schwellen von denen der unteren Schwellen (siehe Abb. 5.3 und Kap. 4.2.3) und die Korrektur der TDCs aufgrund von Defekten in der Flugzeitspektrometerelektronik bzw. in den TDC-Modulen (siehe Anhang A).
Da die TDCs der unteren Schwellen einer höheren Untergrundbelastung ausgesetzt sind, werden zur Auswertung der Protonen nur die TDCs der oberen Schwellen, unter der Voraussetzung, daß sie zu einer gleich guten Nachweiswahrscheinlichkeit führen (siehe Kap. 5.3), weiter verwendet.
Werden die TDCs der beiden Sekundärelektronenvervielfacher einer Latte gegeneinander aufgetragen (siehe Abb. 5.4), so lassen sich zwei Bänder mit erhöhter Ansprechdichte erkennen. Das Band 1, das kleinen TDC-Summen entspricht, enthält die schnellen Lichtgeschwindigkeitsteilchen, wie Pionen und Photonen. Das zweite Band enthält die langsameren Protonen und Neutronen. Um die Protonen von Lichtgeschwindigkeitsteilchen und Untergrund zu trennen, wird für jede Szintillationslatte ein Schnitt, wie in Abbildung 5.4 dargestellt, gefordert.
Durch Vergleich der Latte 23 und Latte 58 (siehe Abb. 5.4), dies sind die Latten aus Wand 2 bzw. Wand 4, welche sich in der mittleren Richtung der virtuellen Photonen befinden, läßt sich erkennen, daß die Wand 4 bei dieser Kinematik aufgrund des Energieverlustes im Flugzeitspektrometer nur noch von einem geringen Anteil ($\sim 10\,\%$) der auszuwertenden Protonen erreicht wird. Da außerdem

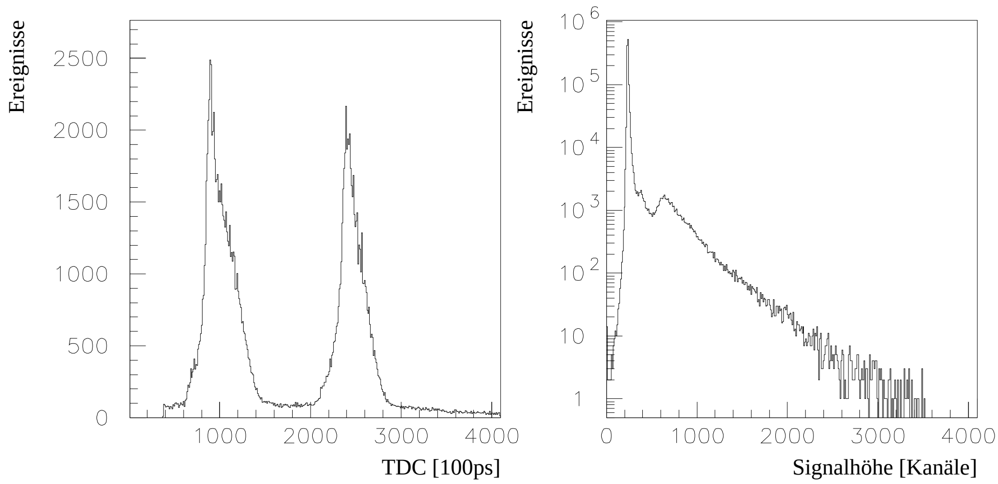


Abbildung 5.3: Unkorrigiertes TDC- und ADC-Spektrum des SEVs 55.

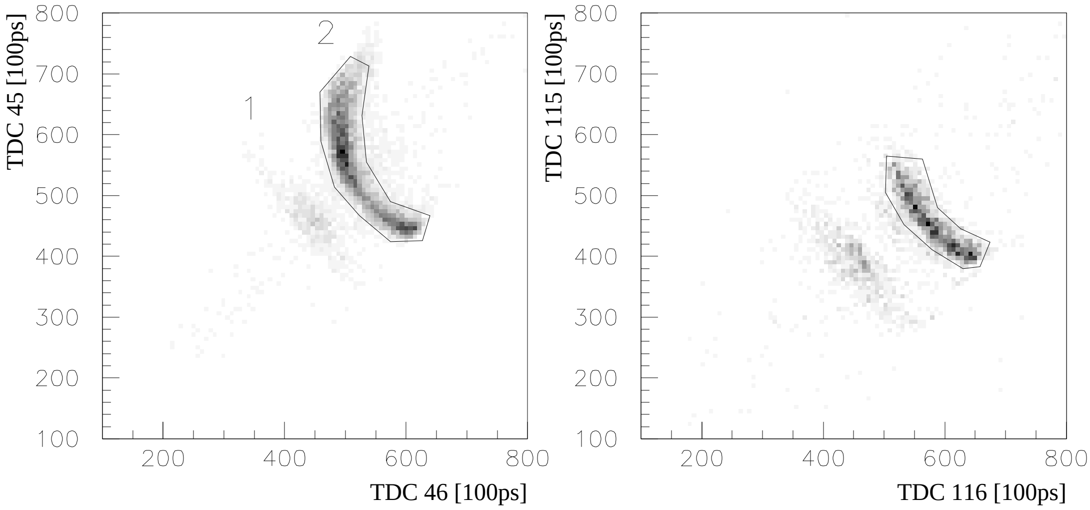


Abbildung 5.4: Gegeneinander aufgetragene TDCs für die oberen Schwellen der Latten 23 und 58 mit eingezeichneten Schnitten auf die Protonen.

die Wand 1 einer hohen Untergrundbelastung ausgesetzt war, beschränkt sich die Auswertung der Winkelverteilungen dieser Messung im wesentlichen auf die Wände 2 und 3.
Weiterhin werden Schnitte für die ADC-Produkte gesetzt. Die unterschiedlichen Durchtrittswinkel und Geschwindigkeiten der Protonen verursachen verschieden ausgeprägte Szintillationssignale und damit entsprechend unterschiedlich hohe ADC-Produkte, wie in Abbildung 5.5 zu erkennen ist. Das Detektorsegment 23/43, welches in der mittleren Richtung der virtuellen Photonen liegt und daher Protonen mit hoher Energie bei nahezu senkrechtem Einfall und deswegen mit relativ geringem Energieverlust nachweist, enthält deutlich niedrigere ADC-Produkte als das Segment 23/34, welches am Kegelrand liegt und Protonen niedrigerer Energie und flacherem Durchtrittswinkel

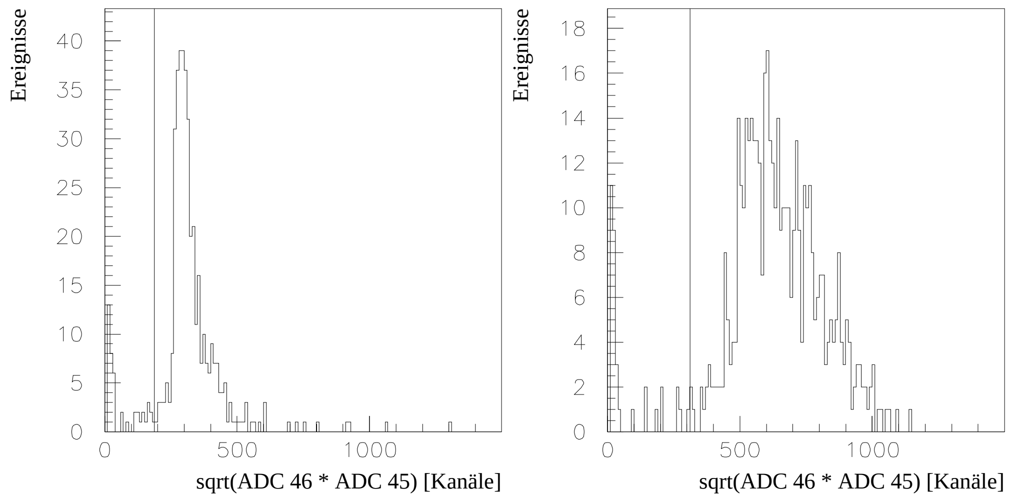


Abbildung 5.5: ADC-Produkt der Latte 23 unter der Bedingung, daß Latte 23 und Latte 43 (links) bzw. Latte 34 (rechts) ihre TDC-Schnitte erfüllen.

nachweist. Diese Schnitte werden daher für jedes Detektorsegment separat gesetzt. Durch diesen ADC-Produkt-Schnitt wird ein großer Teil der Neutronen abgetrennt. Weiterhin werden dadurch der zufällige Untergrund und die Lichtgeschwindigkeitsteilchen weiter unterdrückt, so daß eine bessere Trennung der beiden Bänder (siehe Abb. 5.6) ermöglicht wird.

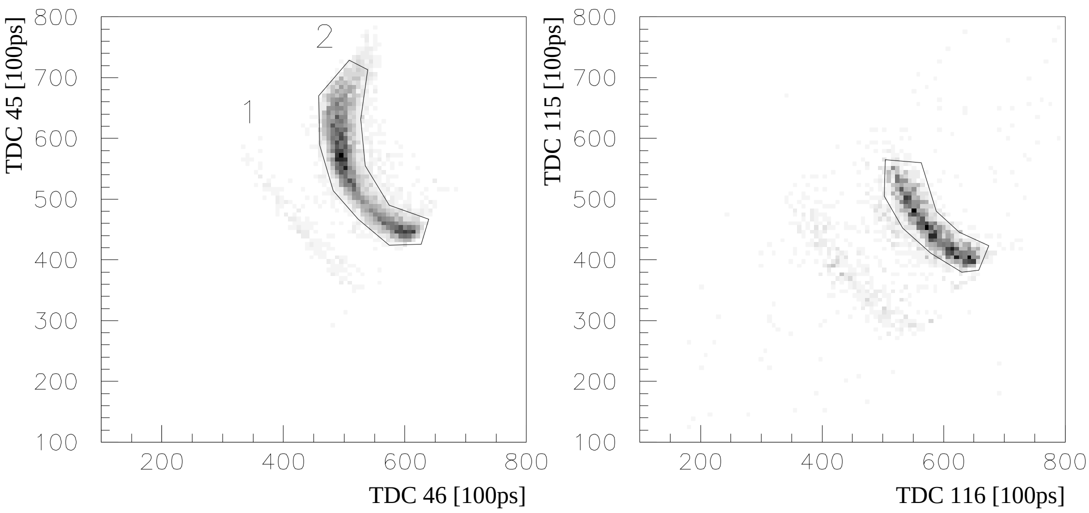


Abbildung 5.6: Gegeneinander aufgetragene TDCs mit Schnitt auf die ADC-Produkte für die oberen Schwellen der Latten 23 und 58 .

Aus den so erhaltenen Protonenansprechern der Wände werden Segmentansprecher gebildet, die die Informationen beider Wände für das entsprechende Segment zusammenfassen. Von diesen Segmentansprechern wird gefordert, daß die TDC-Differenzen der Latten mit den jeweils gekreuzten, angesprochenen Latten verträglich sind. Hierfür werden für jedes Segment jeder Latte um seinen

TDC-Differenzschwerpunkt herum Schnitte gesetzt. In Abbildung 5.7 sind die TDC-Differenzen und die entsprechenden Schnitte für drei Segmente der Latte 43 dargestellt, wobei die Zählraten normiert sind mit der Protonenverteilung von Latte 43, um von dieser bei der Segmentschwerpunktsbestimmung unabhängig zu sein.
Gibt es mehrere Segmentansprecher zu einem Elektronereignis, so wird nur der Segmentansprecher mit der größten Wahrscheinlichkeit, dem gesuchten Proton zu entsprechen, das ist der Ansprecher mit den meisten erfüllten Protonenbedingungen in beiden Wänden, weiter verarbeitet. 0.3 % der verbliebenen Ereignisse liefern mehrere gleichwertige Segmentansprecher. Diese werden

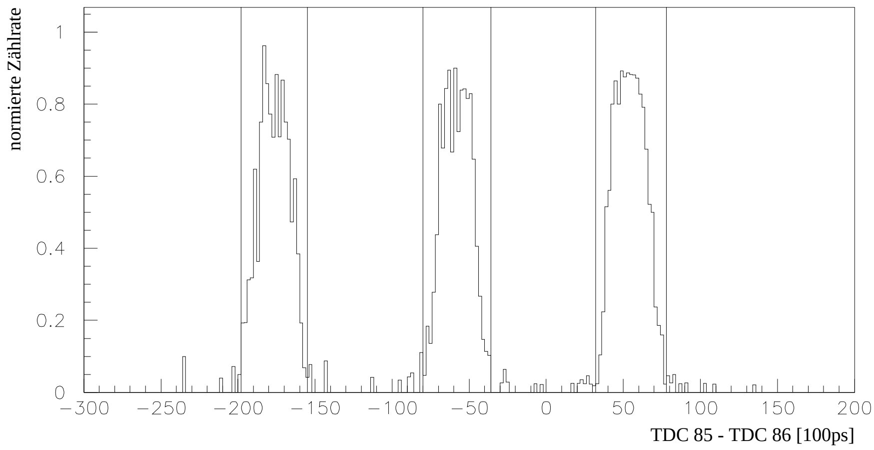


Abbildung 5.7: TDC-Differenz der Latte 43 unter der Bedingung, daß außer Latte 43 noch Latte 19, Latte 23 oder Latte 27 die TDC-Schnitte für Protonen erfüllen.

bei der Auswertung nicht berücksichtigt, da deren Segmente örtlich getrennt sind und daher nicht einem Proton zugeordnet werden können. Die ausgewerteten Verteilungen ergeben sich dann aus den Segmentansprechern, bei denen in beiden Wänden das Proton nachgewiesen wurde, und den Nachweiswahrscheinlichkeiten (siehe Kap. 5.3) dieser Detektorsegmente.

5.3 Nachweiswahrscheinlichkeit des Flugzeitspektrometers

Nicht jedes Proton, welches das Flugzeitspektrometer durchquert, wird in der folgenden Auswertung als solches auch erkannt. Um dies korrigieren zu können, wird die Nachweiswahrscheinlichkeit in den 225 Detektorsegmenten des Flugzeitspektrometers bestimmt.
Hierfür wird ein Paar von zueinander gekreuzten Wänden gewählt, deren Segmentansprecher (siehe Kap. 5.2) untersucht werden. Die Protonen, die in einem Segment S_{XY} der Wand X nachgewiesen wurden, werden als Grundlage zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit des in der gekreuzten Wand Y entsprechenden Segmentes S_{YX} verwendet. In erster Näherung ergibt sich dann als Nachweiswahrscheinlichkeit von S_{YX} das Verhältnis von nachgewiesenen Protonen N_{YX} in S_{YX} zu den von S_{XY} angebotenen Protonen N_{XY}.
Um zu berücksichtigen, daß aufgrund von Untergrund (siehe Abb. 5.4) Protonenansprecher in S_{XY}

bzw. S_{YX} vorgetäuscht werden, wurden die verwendeten TDC-Schnitte in Bereiche verschoben, in denen ausschließlich Untergrund (siehe Abb. 5.8) vorhanden ist. Für diese Schnitte wurde dann

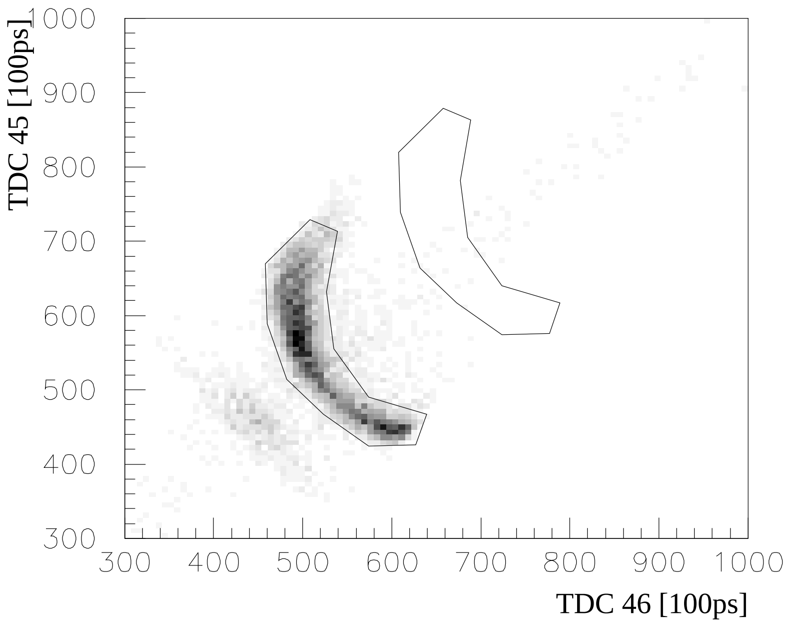


Abbildung 5.8: Proton-TDC-Schnitt und Untergrund-TDC-Schnitt für Latte 23.

ebenfalls untersucht, ob die von S_{XY} angebotene Protonen in S_{YX} nachgewiesen werden konnten. Die so erhaltenen Zählraten U_{XY} und U_{YX} wurden von N_{XY} und N_{YX} abgezogen und die Nachweiswahrscheinlichkeit NW_{YX} von S_{YX} nach

$$NW_{YX} = \frac{N_{YX} - U_{YX}}{N_{XY} - U_{XY}} \tag{5.20}$$

bestimmt. An den hierbei verwendeten Zählraten wurde bereits der Leertargetabzug (siehe Kap. 4.3) vorgenommen, da die so bestimmten Nachweiswahrscheinlichkeiten später für Leertargetkorrigierte Spektren verwendet werden. In Abbildung 5.9 sind die sich ergebenden Zählraten für die Segmente der Latte 23 dargestellt.

Abweichungen der Nachweiswahrscheinlichkeiten von 100 % ergeben sich im wesentlichen durch Energieverlust der Protonen im Detektormaterial und zufälligen Untergrund. Der Energieverlust führt dazu, daß einige Protonen in einer der Wände stecken bleiben und dann in den folgenden Wänden nicht mehr nachgewiesen werden können. Erreicht das Signal eines Untergrundteilchens das TDC-Modul bevor das Protonsignal dort ankommt, so steht nur die Zeitinformation des Untergrundteilchens zur Verfügung und der TDC-Schnitt wird in der Regel nicht erfüllt. In Abbildung 5.10 läßt sich erkennen, daß durch diesen Untergrund eine TDC-Information eines Protons verloren geht und dadurch TDC-Bänder entstehen, die von den guten Ereignissen hin zu kleineren TDC-Werten laufen. Da der Untergrund in Strahlhöhe und unter kleinen Winkeln am höchsten ist, entstehen also bevorzugt diese Untergrundbänder in den entsprechenden TDC-Kanälen und in denen auf die diese Signale für die unteren Schwellen gegeben werden.

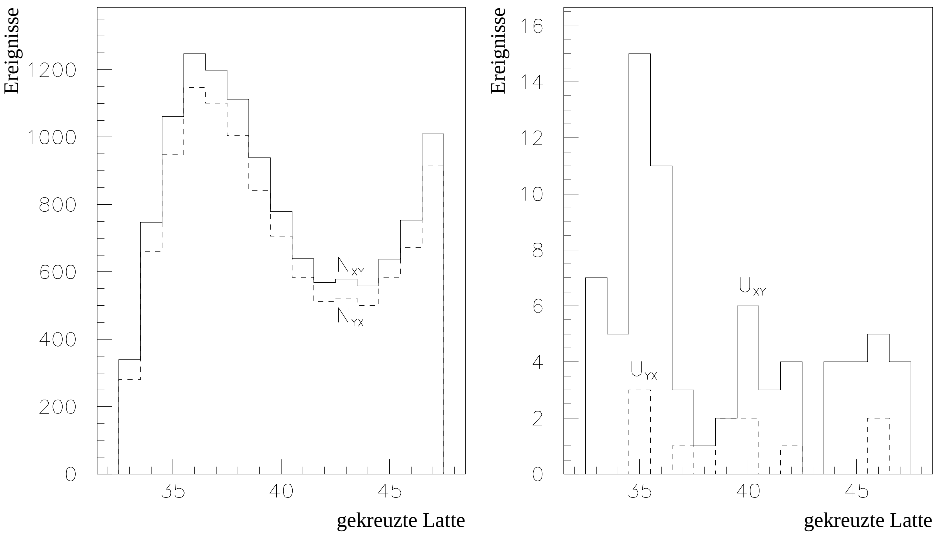


Abbildung 5.9: Zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten der Segmente von Latte 23 verwendeten Zählraten. Links für den Protonenschnitt und rechts für den Untergrundschnitt.

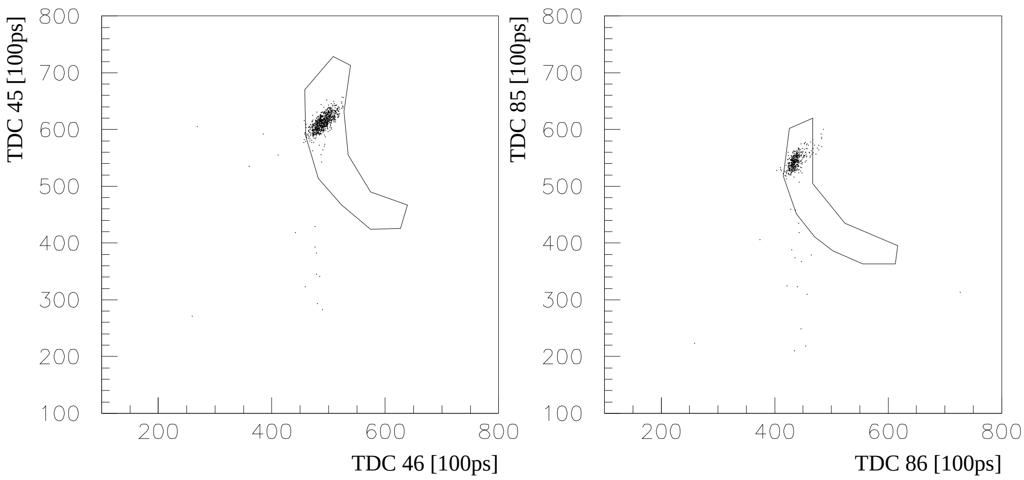


Abbildung 5.10: TDC-Verteilungen der angebotenen Protonen für die Segmente 23/36 (links) und 43/29 (rechts).

In den Abbildungen 5.11 und 5.12 sind die bestimmten Nachweiswahrscheinlichkeiten der Wände 2 und 3 dargestellt. Nachweiswahrscheinlichkeiten der Segmente, die keine Protonen angeboten bekommen haben, da sie außerhalb des Protonenkegels liegen, sind unbestimmt und werden mit 0 % in den Abbildungen dargestellt. Bei Wand 3 ist zu erkennen, wie die Nachweiswahrscheinlichkeiten zu den äußeren Bereichen hin, aufgrund der Energieverluste der Protonen, abnehmen.
Verlieren die Protonen soviel Energie, daß sie selbst Wand 2 nicht mehr erreichen, werden für diese Wand falsche Nachweiswahrscheinlichkeiten bestimmt. Es werden daher nur die Detektorbereiche ausgewertet, für die selbst die entsprechenden Nachweiswahrscheinlichkeiten von Wand 3

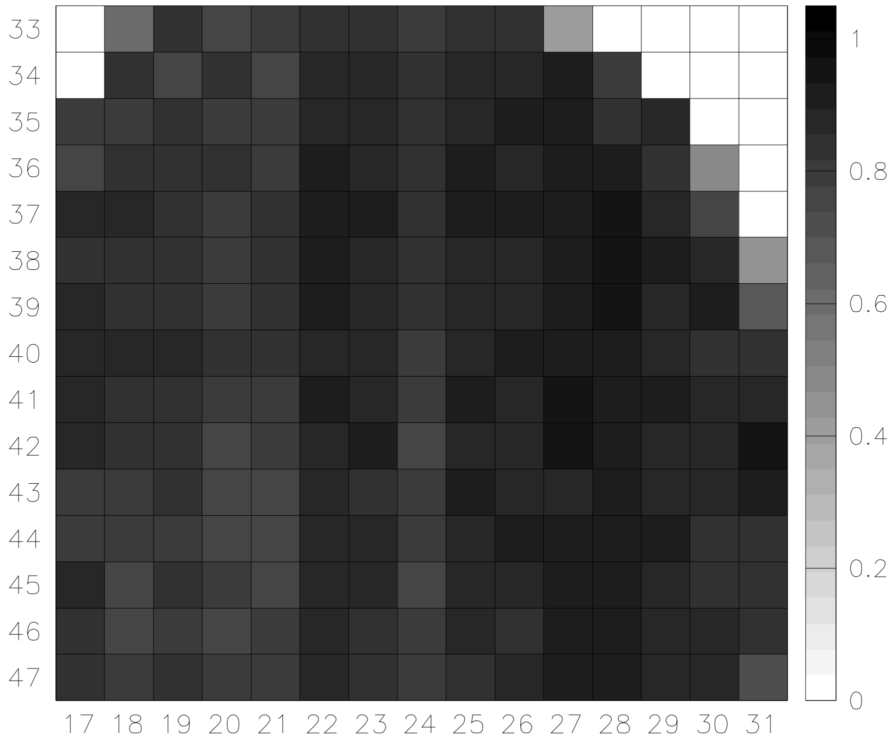


Abbildung 5.11: Nachweiswahrscheinlichkeit der Wand 2.

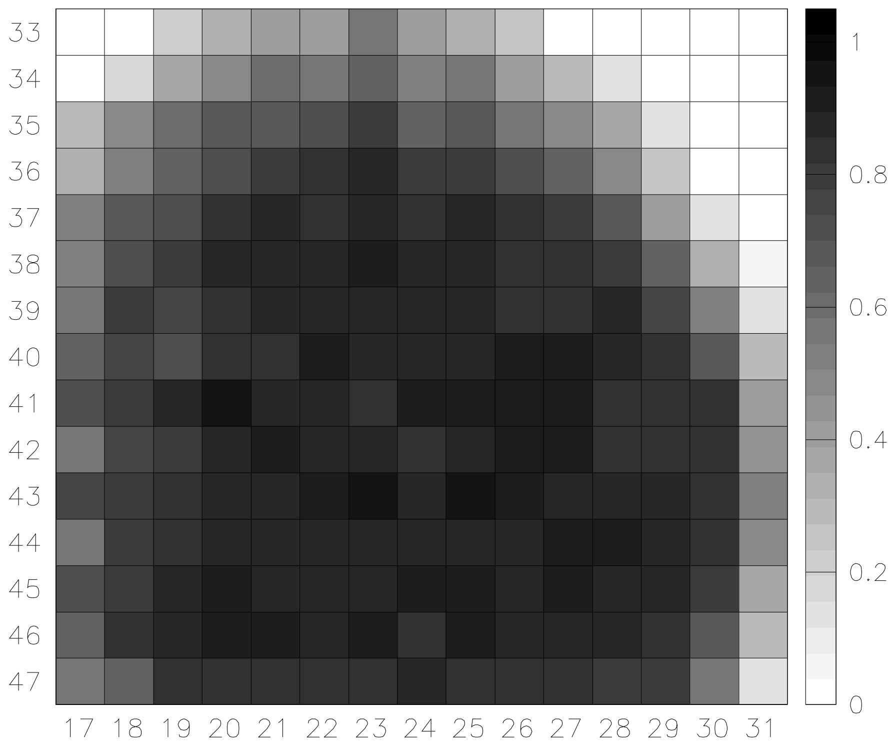


Abbildung 5.12: Nachweiswahrscheinlichkeit der Wand 3.

noch keinen signifikanten Einfluß durch den Protonenenergieverlust aufweisen. Sollen Kinematiken mit niedrigeren Protonenenergien ausgewertet werden, wird die Hinzunahme von Wand 1 bzw. von Monte-Carlo-Berechnungen für eine zuverlässige Bestimmung der Detektornachweiswahrscheinlichkeit erforderlich sein.
Die Fehler der bestimmten Nachweiswahrscheinlichkeiten ergeben sich mittels der Gaußschen Fehlerfortpflanzung. Hierbei ist der Fehler in der Anzahl N_{XY} der angebotenen Protonen Null, da sie von S_{XY} fest vorgegeben wird. Der Fehler der Zählrate N_{YX}, das sind die in S_{YX} nachgewiesenen Protonen, wird entsprechend der zugrundeliegenden Binominalverteilung nach

$$\sigma_{N_{YX}} = \sqrt{N_{YX} \cdot NW_{YX}(1 - NW_{YX})} \tag{5.21}$$

berechnet. Bei den Fehlern der Untergrundzählraten geht außerdem die Unsicherheit ΔU_{XY} der von S_{XY} angebotenen Protonenrate U_{XY} mit $\Delta U_{XY} = \sqrt{U_{XY}}$ ein. Die resultierenden Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeiten liegen typischerweise bei 1 % - 2 %.

5.4 Protonenwinkelbestimmung

Mit Hilfe der Schwerpunkte der TDC-Differenzen (siehe Abb. 5.7) aller 15 Segmente einer Latte wird deren Ortseichung durchgeführt. In Abbildung 5.13 ist zu erkennen, daß aufgrund der noch fehlenden „Timewalk"-Korrektur der Zusammenhang zwischen den TDC-Differenzen und den Seg-

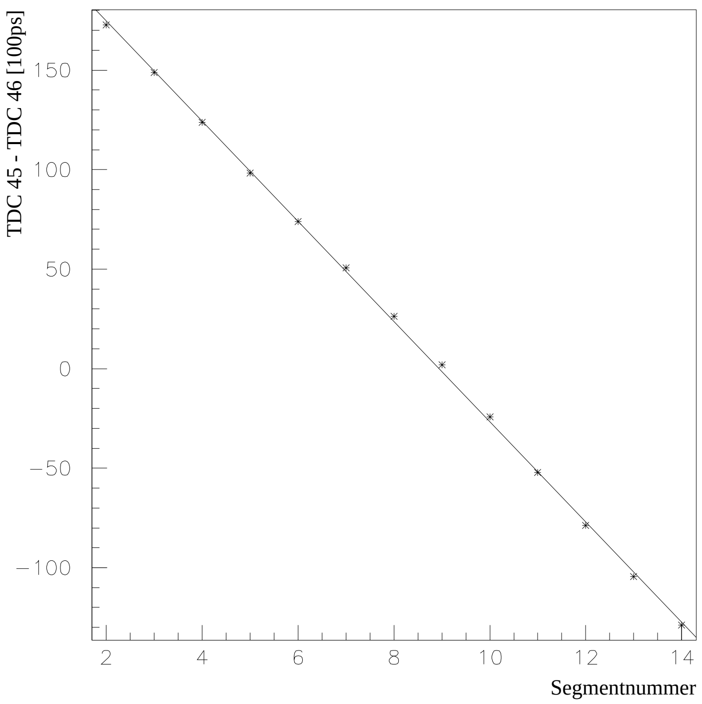


Abbildung 5.13: Schwerpunkte der TDC-Differenzen der Segmente der Latte 23.

menten einer Latte nicht exakt linear ist. Bei der Bestimmung der Protonendurchtrittsorte werden

durch die Verwendung der Segmentschwerpunkte der TDC-Differenzen als Segmentmittelpunkte die „Timewalk"-Effekte in der TDC-Differenz wieder aufgehoben.
Aufgrund der ausgedehnten Akzeptanz des Elektronenspektrometers (siehe Tab. 4.1) müssen die Protonkoordinaten, gegeben durch die Durchtrittsorte in den Wänden des Flugzeitspektrometers, relativ zu der Richtung des entsprechenden virtuellen Photons, bestimmt durch das Elektronenspektrometer, berechnet werden. Diese Umrechnung geschieht durch zwei Koordinatentransformationen der Protonengrößen $(x_{p'}, y_{p'}, z_{p'})$. Die erste ist eine Drehung mit dem Winkel $\Phi_{e'}$ um die Primärstrahlrichtung

$$\begin{aligned} x'_{p'} &= x_{p'} \cdot \cos \Phi_{e'} - y_{p'} \cdot \sin \Phi_{e'} \\ y'_{p'} &= x_{p'} \cdot \sin \Phi_{e'} + y_{p'} \cdot \cos \Phi_{e'} \\ z'_{p'} &= z_{p'} \end{aligned}$$

mit der die Laborebene in die Streuebene überführt wird und die zweite

$$\begin{aligned} x''_{p'} &= x'_{p'} \cdot \cos \Theta_\gamma - z'_{p'} \cdot \sin \Theta_\gamma \\ y''_{p'} &= y'_{p'} \\ z''_{p'} &= x'_{p'} \cdot \sin \Theta_\gamma + z'_{p'} \cdot \cos \Theta_\gamma \end{aligned}$$

dreht die z-Achse um Θ_γ in Richtung des virtuellen Photons (siehe Abb. 5.14).

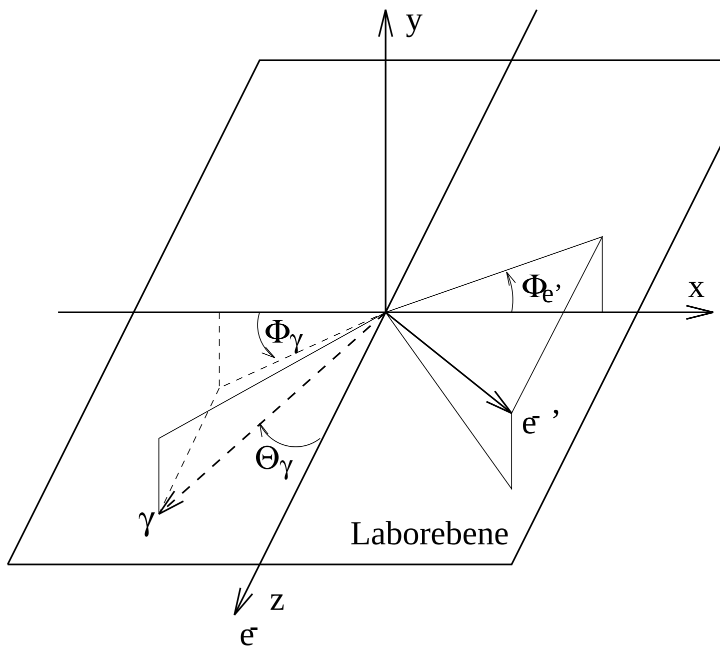


Abbildung 5.14: Elektronstreuung im Laborsystem.

Die Protonenwinkel sind nun durch

$$\begin{aligned} \Theta_{p'\gamma} &= \arccos \frac{z''}{\sqrt{x''^2 + y''^2 + z''^2}} \\ \Phi_{p'\gamma} &= \arctan \frac{y''}{x''} \end{aligned}$$

gegeben. Sie werden mit Hilfe der Größen aus der Elektronrückrechnung in die Schwerpunktswinkel $\Theta^*_{p'\gamma}$ und $\Phi^*_{p'\gamma}$ umgerechnet, die dann in die auszuwertenden Spektren einsortiert werden.

5.5 Korrektur der Elektronenspektrometerakzeptanz

In Abbildung 5.15 sind die Protonen mit $40^o < \Theta^*_{p'\gamma} < 50^o$ und die Richtungen der zugehörigen virtuellen Photonen dargestellt. Zu erkennen ist die rechteckige Akzeptanz des Elektronenspektro-

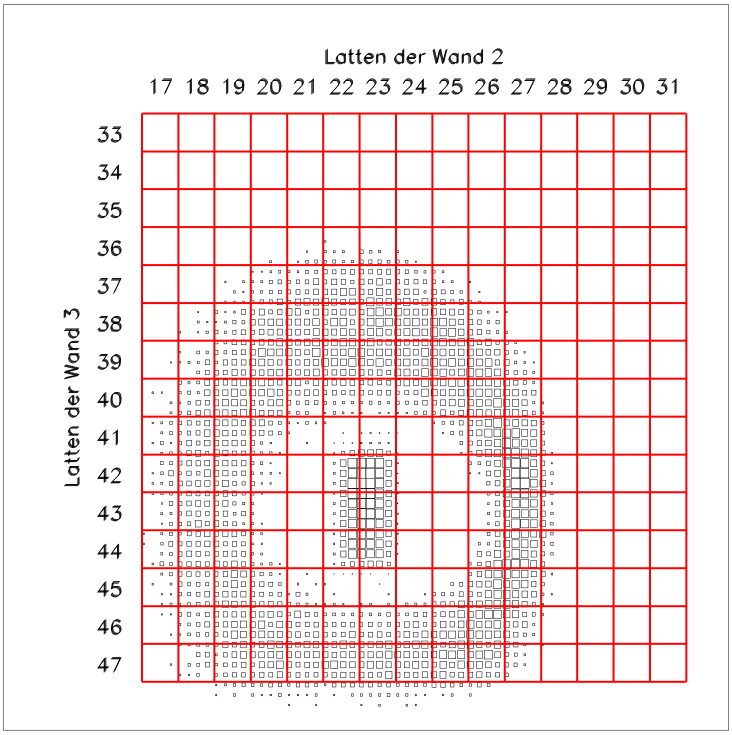


Abbildung 5.15: Protonen mit $40^o < \Theta^*_{p'\gamma} < 50^o$ und zugehörige Richtungen der virtuellen Photonen.

meters und der durch sie deformierte Protonenring, der nicht mehr vollständig auf dem Flugzeitspektrometer abgebildet ist.
Werden nun die Protonenkoordinaten mit den Richtungen der virtuellen Photonen korrigiert (siehe Kap. 5.4) und die Protonen dann in Θ-Φ-Bins einsortiert, so resultiert aus eingeschränkter Akzeptanz des Flugzeitspektrometers zu niedrige Zählraten bei den entsprechenden Bins (siehe Abb. 5.16).
Jedes Ereignis wird daher gewichtet mit dem Kehrwert der Wahrscheinlichkeit ein Proton mit dem gemessenen $\Theta^*_{p'\gamma}$ und $\Phi^*_{p'\gamma}$ nachzuweisen. Diese Wahrscheinlichkeit ergibt sich aus dem Akzeptanzbereich des Flugzeitspektrometers, dem Akzeptanzbereich des Elektronenspektrometers, der zu den Protonwinkeln $\Theta^*_{p'\gamma}$ und $\Phi^*_{p'\gamma}$ beitragen kann und der Zählratenverteilung im Elektronenspektrometer. In Abbildung 5.16 sind Zählraten vor und nach dieser Akzeptanzkorrektur dargestellt. Um

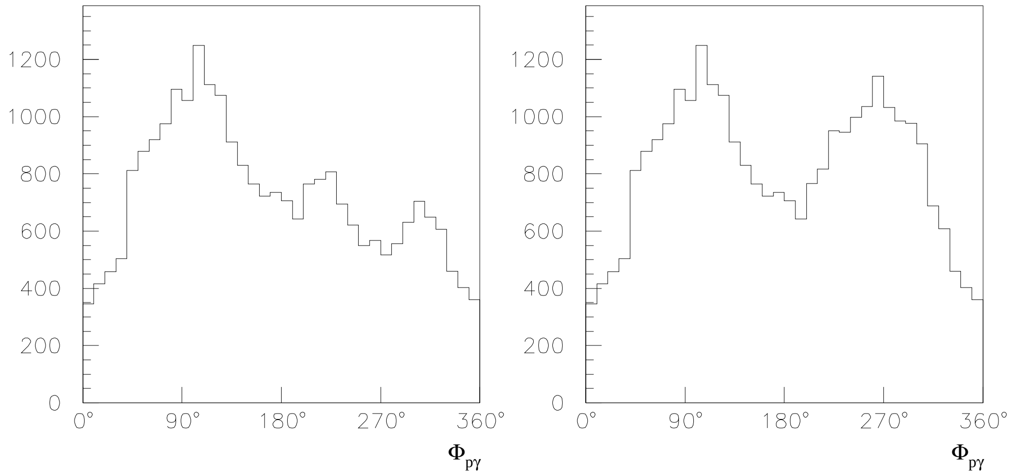


Abbildung 5.16: $\Phi^*_{p'\gamma}$-Verteilung der Protonen mit $40^o < \Theta^*_{p'\gamma} < 50^o$ ohne Akzeptanzkorrektur (links) und mit Akzeptanzkorrektur (rechts).

$\Phi^*_{p'\gamma} = 270^o$, was dem unteren Bereich des Protonenringes entspricht, ist in dem Bild ohne Korrektur (links) die aufgrund der eingeschränkten Akzeptanz zu niedrige Zählrate noch erkennbar.

5.6 Die Bestimmung der Richtung der virtuellen Photonen

Die erhaltenen transfomierten Protonengrößen bilden im Laborsystem einen Kegel (siehe Kap. 3), dessen Achse bei korrekter Justage der Detektoren der Richtung der virtuellen Photonen entspricht und daher mit der transformierten z-Achse zusammenfallen sollte.
Mit zunehmenden $\Theta_{p'\gamma}$ führt die abnehmende kinetische Energie der Protonen (siehe Kap. 3) dazu, daß immer mehr Protonen, aufgrund ihres Energieverlustes, im Flugzeitspektrometer gestoppt werden. Die daraus resultierende Zählratenverteilung wird benutzt, um die Kegelachse zu bestimmen. Hierfür werden Positionen auf dem Flugzeitspektrometer probiert, bezüglich derer für Φ-Bins Radien bestimmt werden, bei denen die Zählrate auf die Hälfte abgefallen ist. Die Position, deren Radien am Besten einem Kreis entsprechen, wird dem Durchtrittsort der Kegelachse durch das Flugzeitspektrometer zugeordnet.
Der Abfall in den Zählraten, durch den Energieverlust, darf hierbei nicht durch die durchzuführenden Effizienzkorrekturen aufgehoben werden. Bei der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten werden daher hierbei nur Protonen berücksichtigt, die die zu untersuchende Wand tatsächlich erreicht haben. Dies wird erreicht, indem zusätzlich bei der Segmenteffizienzbestimmung der ADC-Produkt-Schnitt (siehe Kapitel 5.2) von diesem Segment verlangt wird.
Um einen Kegelquerschnitt zu erhalten, dessen kompletter Rand im Flugzeitspektrometer abgebildet ist, wird der Abfall der Zählraten für Wand 4 untersucht, die nur noch von hochenergetischeren Protonen erreicht wird. Die so gewonnenen Zählraten werden mit Hilfe der tatsächlichen Zählraten, die aus Wand 2 und Wand 3 mit der ursprünglichen Effizienzkorrektur bestimmt sind, normiert

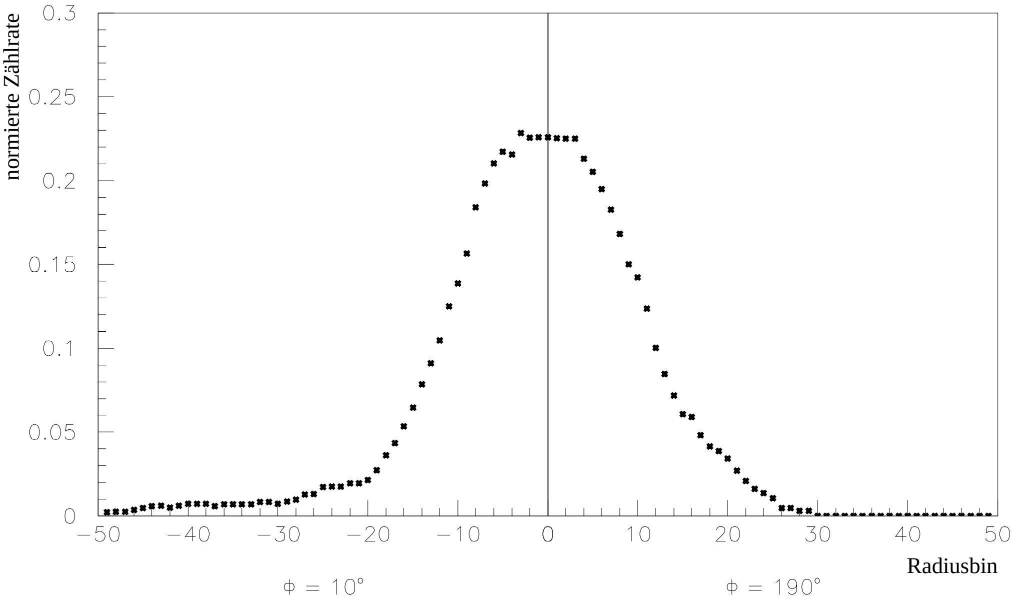


Abbildung 5.17: Normierte Zählrate gegen Radiusbins, die mit Radius^2 skalieren.

(siehe Abb. 5.17), um von Winkelverteilungen, die nicht durch den Energieverlust hervorgerufen sind, unabhängig zu sein.
Der zu untersuchende Kegelrand wird durch die kinetischen Energien $T_{p'}$ der Protonen, die durch die Winkel $\Theta_{p'\gamma}$ gegeben sind, und den Energieverlust der Protonen im Flugzeitspektrometer, der neben $T_{p'}$ noch von den Durchtrittswinkeln $\Theta_{p'\perp}$ durch das Spektrometer abhängt, bestimmt. Da bei der Sollkinematik die Richtung der virtuellen Photonen nicht senkrecht zum Flugzeitspektrometer ist, sondern um $\approx 3.9^o$ von der Spektrometernormalen abweicht, wird sowohl die Abbildung des Kegels auf das Spektrometer als auch der gemessene Kegelrand entsprechend deformiert und es ergibt sich eine Asymmetrie. Es wird daher bei der Kegelachsenbestimmung ein Schnitt auf die invariante Masse $W = (1190 \pm 20)\, MeV$ gesetzt, bei der die mittlere Richtung der virtuellen Photonen mit der Spektrometernormalen übereinstimmt.
In Abbildung 5.18 sind die bestimmten Radien für eine untersuchte Position dargestellt. Die Streuung der Punkte um den Mittelwert ergibt den Fehler des untersuchten Mittelpunktes.
Diese Streuungen sind für alle untersuchten Positionen in Abbildung 5.19 dargestellt. Die Rechtecke zeigen die gefundenen Minima, für Mittelungen über die entsprechenden Flächen. Mit der erhaltenen optimalen Position,

$$\begin{aligned} \mathrm{x} &= (1.5 \pm 3)\,\mathrm{cm\ und} \\ \mathrm{y} &= (0.0 \pm 3)\,\mathrm{cm}, \end{aligned}$$

werden die aus dem Flugzeitspektrometer bestimmten Protonenkoordinaten korrigiert.

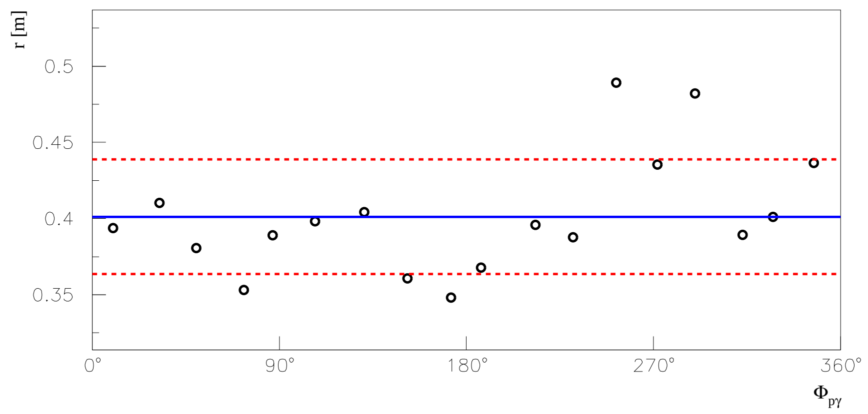


Abbildung 5.18: Bestimmte Radien des Protonenkegelquerschnittes in den einzelnen Φ-Bins.

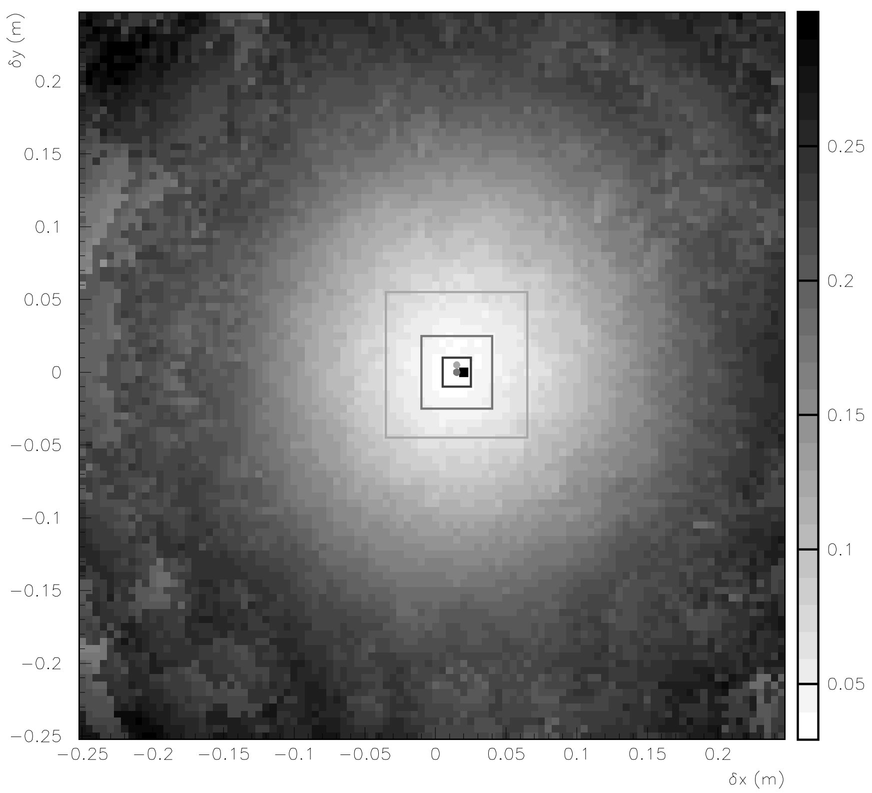


Abbildung 5.19: Streuung der bestimmten Radien der Protonenkegelquerschnitte in Abhängigkeit vom gewählten Mittelpunkt.

6. Ergebnisse

6.1 Die Winkelverteilungen

Die erhaltenen Protonenwinkel $\Theta^*_{p'\gamma}$ und $\Phi^*_{p'\gamma}$ werden in Bins mit $\Delta\Theta^* = 5^o$ und $\Delta\Phi^* = 10^o$ einsortiert, an deren resultierende Inhalte die zu untersuchenden Funktionen gefittet werden. Die verwendete Bineinteilung ist in Abbildung 6.1 veranschaulicht, in der die durch die Latten der Wände 2 und 3 gebildeten Segmente dargestellt und relativ zu der mittleren Richtung der virtuel-

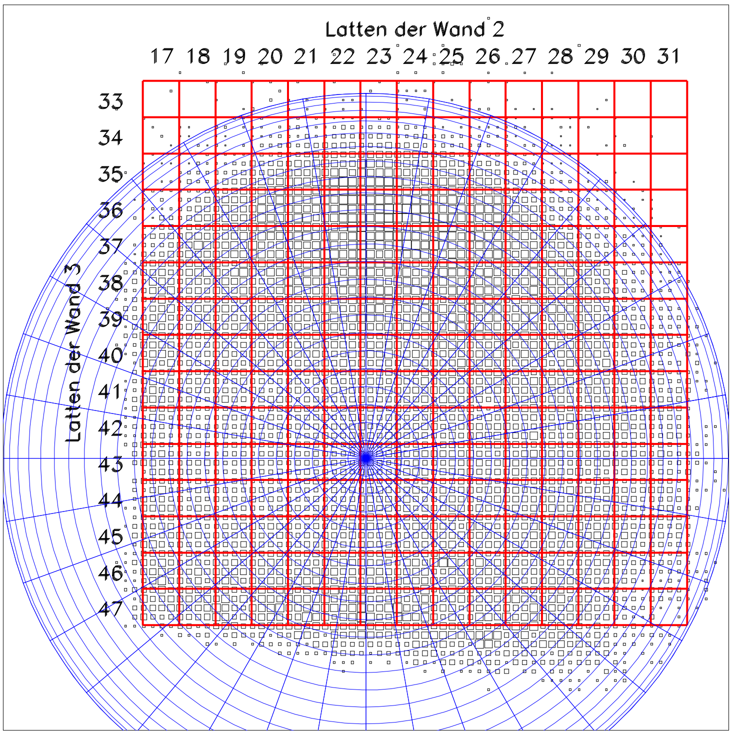


Abbildung 6.1: Durch die Latten der Wände 2 und 3 gebildete Segmente. Die Protonen sind bereits mit den Richtungen der virtuellen Photonen korrigiert und wie die Θ^*-Φ^*-Bins relativ zu der mittleren Photonrichtung eingezeichnet.

len Photonen die Θ^*- und Φ^*-Bins mit den in sie einzusortierenden Protonen, repräsentiert durch Quadrate deren Größen den Zählraten entsprechen, eingezeichnet sind.

Für jedes auszuwertende Θ^*-Φ^*-Bin werden der mittlere $\Phi^*_{p'\gamma}$-Winkel und für jeden Θ^*-Ring der

mittlere $\Theta^*_{p'\gamma}$-Winkel aus den jeweiligen gewonnenen Zählraten bestimmt. Um die Ergebnisse mit bereits vorhandenen Resultaten (siehe Kap. 1), bei denen überwiegend die Ergebnisse für Pionenwinkel dargestellt wurden, vergleichen zu können, werden aus den Winkeln der Protonen die entsprechenden Winkel der Pionen nach $\Theta^*_{\pi^0} = 180^o - \Theta^*_{p'\gamma}$ und $\Phi^*_{\pi^0} = 180^o + \Phi^*_{p'\gamma}$ bestimmt und für die Fits verwendet.
In Abbildung 6.2 sind die sich ergebenden Zählraten in Abhängigkeit von der invarianten Masse im

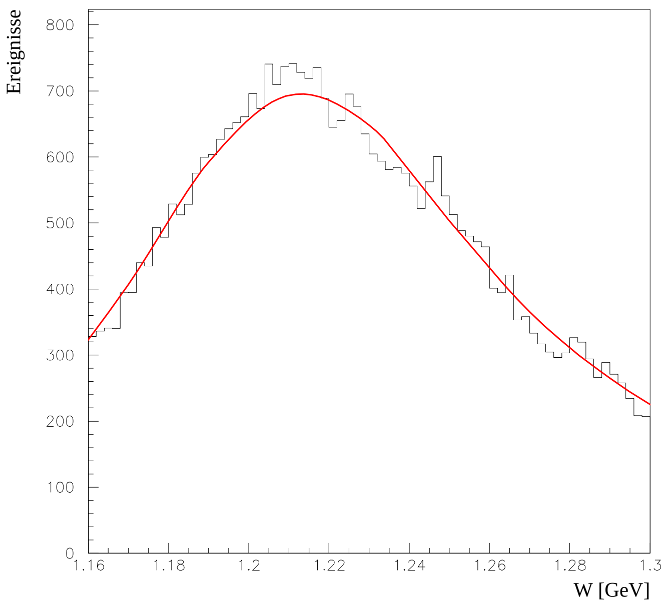


Abbildung 6.2: Abhängigkeit der π^0-Elektroproduktion von der invarianten Masse mit $\Theta^*_{p'\gamma} < 40^o$ für die gewonnenen Daten und dem Wirkungsquerschnitt nach einem Modell von Dressler [Dre 88] unter Berücksichtigung interner und externer Strahlungskorrekturen.

Vergleich zum Wirkungsquerschnitt, simuliert mit Hilfe des Programmes ENIGMA [ViK 91] unter Verwendung eines Modells von Dressler [Dre 88] und Berücksichtigung interner und externer Strahlungskorrekturen des Elektrons, dargestellt. Die Daten und auch der Wirkungsquerschnitt sind hierbei nur über den Winkelbereich $\Theta^*_{p'\gamma} = 0^o - 40^o$ integriert, um für alle akzeptierten Kinematiken volle Φ-Akzeptanz sicherzustellen, und es wurden nur die Wichtungsfaktoren der Nachweiswahrscheinlichkeit und Elektronenspektrometerakzeptanz verwendet. Da für die Daten noch keine Absolutnormierung vorhanden ist, ist die Höhe des Wirkungsquerschnittsverlaufs an die Daten angepasst. Die Übereinstimmung zwischen Daten und Wirkungsquerschnitt bestätigt die Energieeichung mittels der Messung bei elastischer Kinematik (vgl. Kap. 5.1). Die Unsicherheit in der invarianten Masse wird aus der elastischen Messung, der Unsicherheit in der Primärenergie und Elektronenspektrometereinstellung zu $\pm 2\,MeV$ abgeschätzt.
Da die Anzahl der Ereignisse $N(\Theta^*\Phi^*)$ in den einzelnen Bins proportional zu $\frac{d^2\sigma_v}{d\Omega^*_{p'}} \cdot \Delta\Omega_{p'^*}$ ist, werden die bestimmten Zählraten mit den Raumwinkeln $\Delta\Omega^*_{p'}$ der Θ^*-Φ^*-Bins normiert. Diese normierten Zählraten werden dann in Abhängigkeit von den Pionenwinkeln für die Fits verwendet, wobei in

der invarianten Masse zentral um die $\Delta(1232)$-Resonanz auf einen Bereich von $\Delta W = \pm 20\,MeV$ geschnitten wird. Die Fehler der normierten Zählraten ergeben sich aus den gewonnenen Zählraten, dem Leertargetabzug und den Wichtungsfaktoren, aus Nachweiswahrscheinlichkeit und Akzeptanz der Detektoren, mittels Gausscher Fehlerfortpflanzung. Um den Fit nicht durch zu viele freie Parameter zu erschweren, wird zuerst die $\Phi^*_{\pi^0}$-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für die verschiedenen $\Theta^*_{\pi^0}$-Ringe gefittet und dann die $\Theta^*_{\pi^0}$-Abhängigkeit der so erhaltenen Fitparameter. Die angegebenen Fehler der Fitparameter resultieren aus der Fitunsicherheit und damit aus den statistischen Fehlern.

6.1.1 Φ-Verteilungen

Die $\Phi^*_{\pi^0}$-Verteilungen, für $\Theta^*_{p'\gamma} = 5^o - 50^o$, sind in den Abbildungen 6.3 bis 6.5 mit den sich ergebenden Fits der Parametrisierung des Wirkungsquerschnittes

$$\frac{d^2\sigma_v}{d\Omega^*_{\pi^0}} = A^\Phi + B^\Phi \cdot \cos\Phi^*_{\pi^0} + C^\Phi \cdot \cos 2\Phi^*_{\pi^0} \tag{6.22}$$

(vgl. Gl. 2.4) dargestellt.
Mit steigendem $\Theta^*_{p'\gamma}$ nimmt die zur Verfügung stehende Statistik entsprechend den Raumwinkeln der $\Theta^*_{p'\gamma}$-Ringe zu und die $\cos\Phi^*_{\pi^0}$- und die $\cos 2\Phi^*_{\pi^0}$-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes lassen sich immer deutlicher, entsprechend dem $sin\Theta^* cos\Theta^*$-Term in R_{LT} bzw. dem $sin^2\Theta^*$-Term in R_{TT} (vgl. Gl. 2.9 und 2.10), erkennen. Die Lücken in den $\Phi^*_{\pi^0}$-Verteilungen entsprechen Bereichen, die nicht mehr vom Flugzeitspektrometer akzeptiert werden bzw. bei denen die Korrektur der Elektronenspektrometerakzeptanz an ihre Grenzen stößt.
Die sich ergebenden Fitparameter sind in Tabelle 6.1 zusammengefaßt.

mittleres $\Theta^*_{p'\gamma}$	A^Φ	B^Φ	C^Φ	χ^2
7.5°	9325 ± 454	902 ± 652	27 ± 638	0.86
12.5°	10238 ± 346	771 ± 478	-904 ± 493	1.41
17.5°	10778 ± 305	1448 ± 421	-1175 ± 433	1.30
22.5°	12222 ± 289	1637 ± 393	-1289 ± 408	0.99
27.5°	13077 ± 274	1969 ± 364	-2369 ± 385	1.17
32.5°	15150 ± 270	2626 ± 350	-4309 ± 377	1.22
37.5°	16464 ± 276	2475 ± 344	-5334 ± 382	0.96
42.5°	18330 ± 283	2749 ± 342	-6604 ± 398	0.83
47.5°	19744 ± 305	2477 ± 334	-8279 ± 427	1.65

Tabelle 6.1: Fitparameter des Φ-Fits $\frac{d^2\sigma_v}{d\Omega^*_{\pi^0}} = A^\Phi + B^\Phi \cdot \cos\Phi^*_{\pi^0} + C^\Phi \cdot \cos 2\Phi^*_{\pi^0}$.

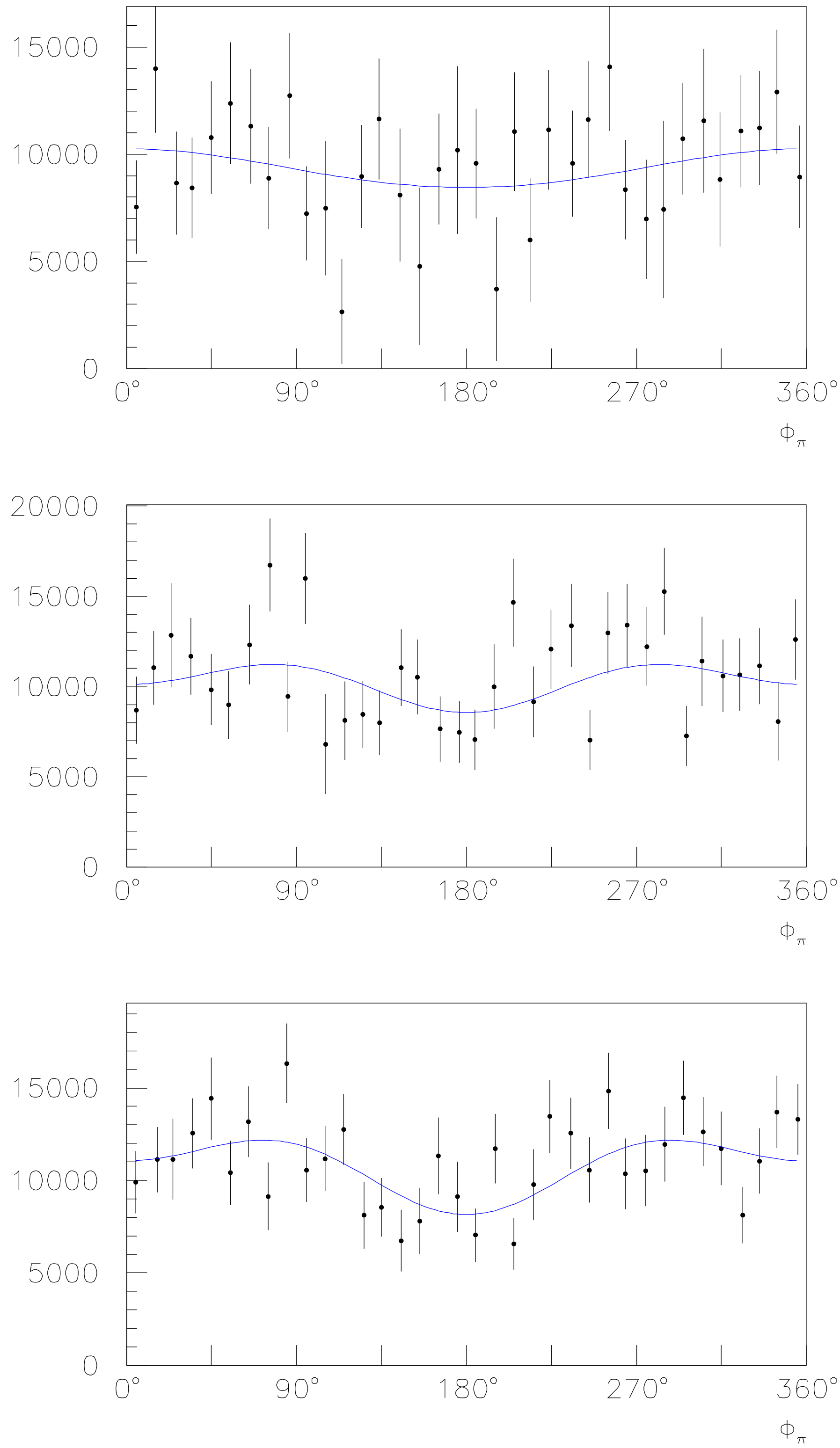


Abbildung 6.3: Fit an Φ-Verteilungen für $\Theta^*_{p'\gamma} = 7.5^o$ (oben), $\Theta^*_{p'\gamma} = 12.5^o$ (mitte) und $\Theta^*_{p'\gamma} = 17.5^o$ (unten).

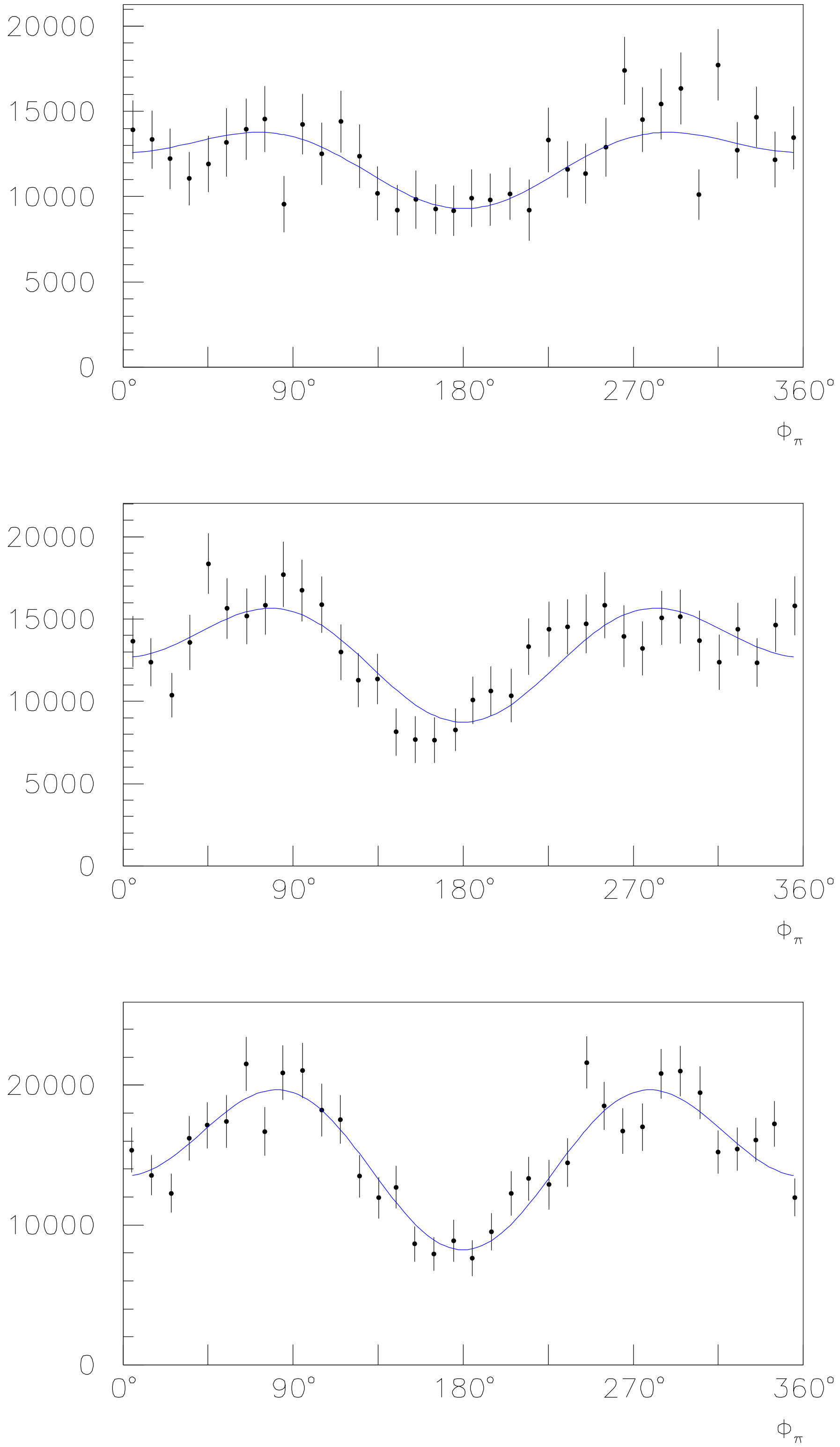


Abbildung 6.4: Fit an Φ-Verteilungen für $\Theta^*_{p'\gamma} = 22.5^o$ (oben), $\Theta^*_{p'\gamma} = 27.5^o$ (mitte) und $\Theta^*_{p'\gamma} = 32.5^o$ (unten).

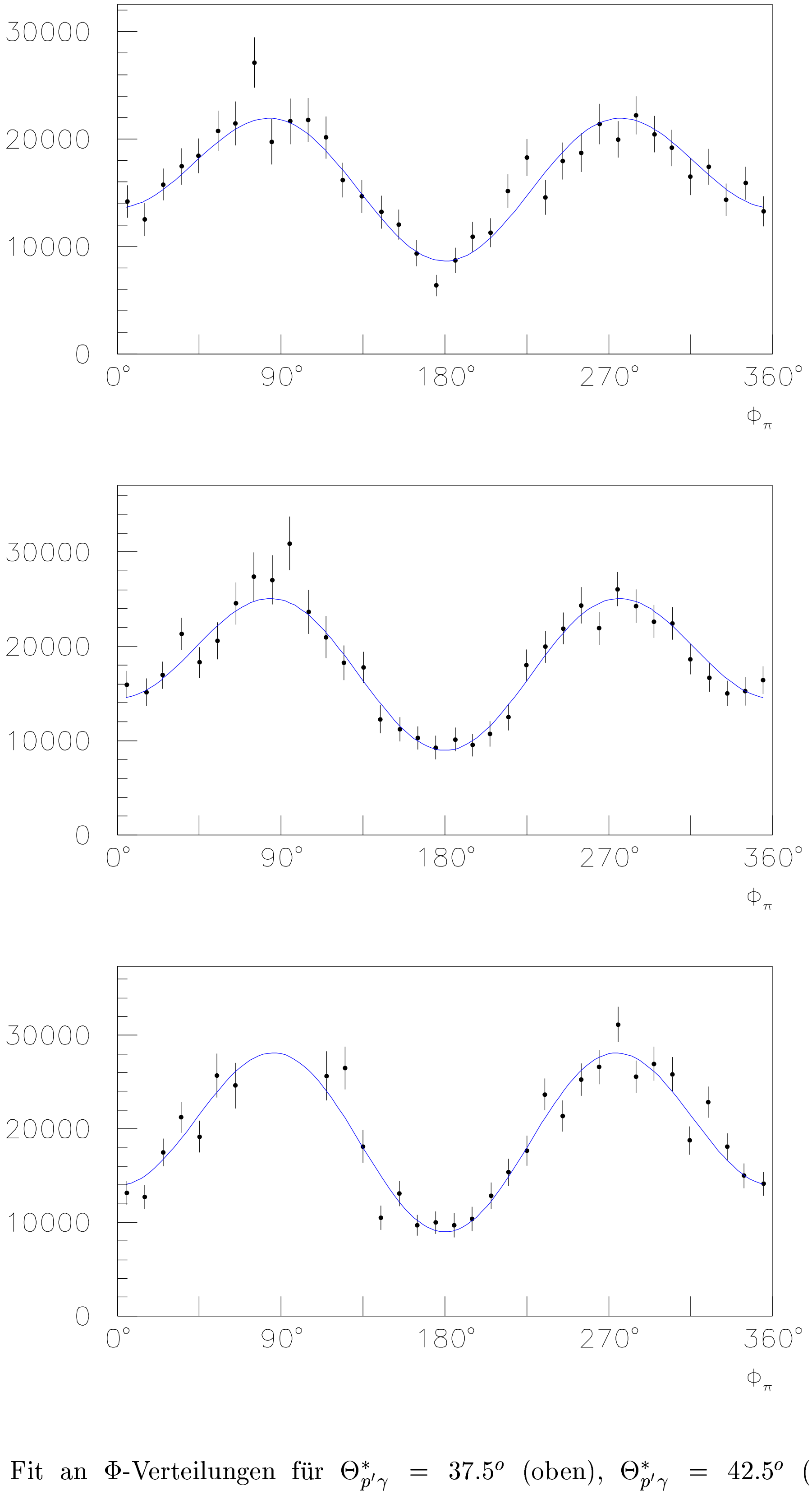


Abbildung 6.5: Fit an Φ-Verteilungen für $\Theta^*_{p'\gamma} = 37.5^o$ (oben), $\Theta^*_{p'\gamma} = 42.5^o$ (mitte) und $\Theta^*_{p'\gamma} = 47.5^o$ (unten).

6.1.2 Θ-Verteilungen

In der Abbildung 6.6 sind die $\Theta^*_{\pi^0}$-Abhängigkeiten der Fit-Parameter aus den $\Phi^*_{\pi^0}$-Fits dargestellt. Die erhaltenen $\Theta^*_{\pi^0}$-Abhängigkeiten können direkt mit den theoretischen [Ber 71] [Ber 75] [Ber 78] in Abbildung 2.3 verglichen werden.
Die Schwierigkeiten, die noch mit den Fits bestehen, lassen sich in Abbildung 6.6 erkennen. Der ausgewertete $\Theta^*_{\pi^0}$-Bereich ist noch relativ klein, was dazu führt, daß die verschiedenen $\Theta^*_{\pi^0}$-Abhängigkeiten des Wirkungsquerschnittes nur schwer voneinander zu trennen sind. Weiterhin sind die Fehler der $\Phi^*_{\pi^0}$-Fitparameter noch zu groß, um den $\Theta^*_{\pi^0}$-Fit genügend festlegen zu können. Hierdurch sind noch keine stabilen Resultate für die $\Theta^*_{\pi^0}$-Abhängigkeiten der Gleichungen 2.7 bis 2.10 möglich und es werden daher mit Hilfe der Annahmen aus Kapitel 2.2 die Anzahl der $\Theta^*_{\pi^0}$-Abhängigkeiten eingeschränkt und so stabile Fitresultate erzeugt. Eine Verbesserung der Ergebnisse wird in Zukunft unter anderem durch die Hinzunahme von Monte-Carlo-Verfahren erreicht, mit denen Prozesse wie zum Beispiel Bremsstrahlung des Elektrons, Energieverlust des Protons im Flugzeitspektrometer und Vielfachstreuung berücksichtigt werden können.
Entsprechend den Gleichungen 2.11 bis 2.14 ergeben sich die folgenden zu fittenden Funktionen

$$A^\Phi(\Theta) = A_0^\Theta \cdot \left(2.5 - 1.5 \cdot \cos^2\Theta^*_{\pi^0}\right) + 2A_1^\Theta \cdot \cos\Theta^*_{\pi^0} \quad , \tag{6.23}$$

$$B^\Phi(\Theta) = B_0^\Theta \cdot \sin\Theta^*_{\pi^0} \cdot \cos\Theta^*_{\pi^0} \quad \text{und} \tag{6.24}$$

$$C^\Phi(\Theta) = C_0^\Theta \cdot \sin^2\Theta^*_{\pi^0} \quad , \tag{6.25}$$

deren Resultate ebenfalls in Abbildung 6.6 dargestellt sind. Die sich ergebenden Parameter der Funktionen sind in Tabelle 6.2 zusammengefaßt.

$\Theta^*_{\pi^0}$ - Fitparameter		χ^2
A_0^Θ	12060 ± 246	0.57
A_1^Θ	1455 ± 204	0.57
B_0^Θ	-5168 ± 304	0.25
C_0^Θ	-14345 ± 448	1.18

Tabelle 6.2: Fitparameter der Θ-Fits.

Als eine der Überprüfungen der $\Phi^*_{\pi^0}$-Fits ist in Abbildung 6.6 (oben) neben dem Fit an $A^\Phi(\Theta)$ (durchgezogene Linie) noch ein Fit an die über $\Phi^*_{\pi^0}$ integrierten Zählraten durch die gestrichelte Kurve wiedergegeben. Die Resultate beider Fits stimmen innerhalb der Fehler miteinander überein. Mit Hilfe der Gleichungen 2.11 bis 2.14 lassen sich die Multipolamplitudenverhältnisse $\frac{Re(S^*_{1+}M_{1+})}{|M_{1+}|^2}$

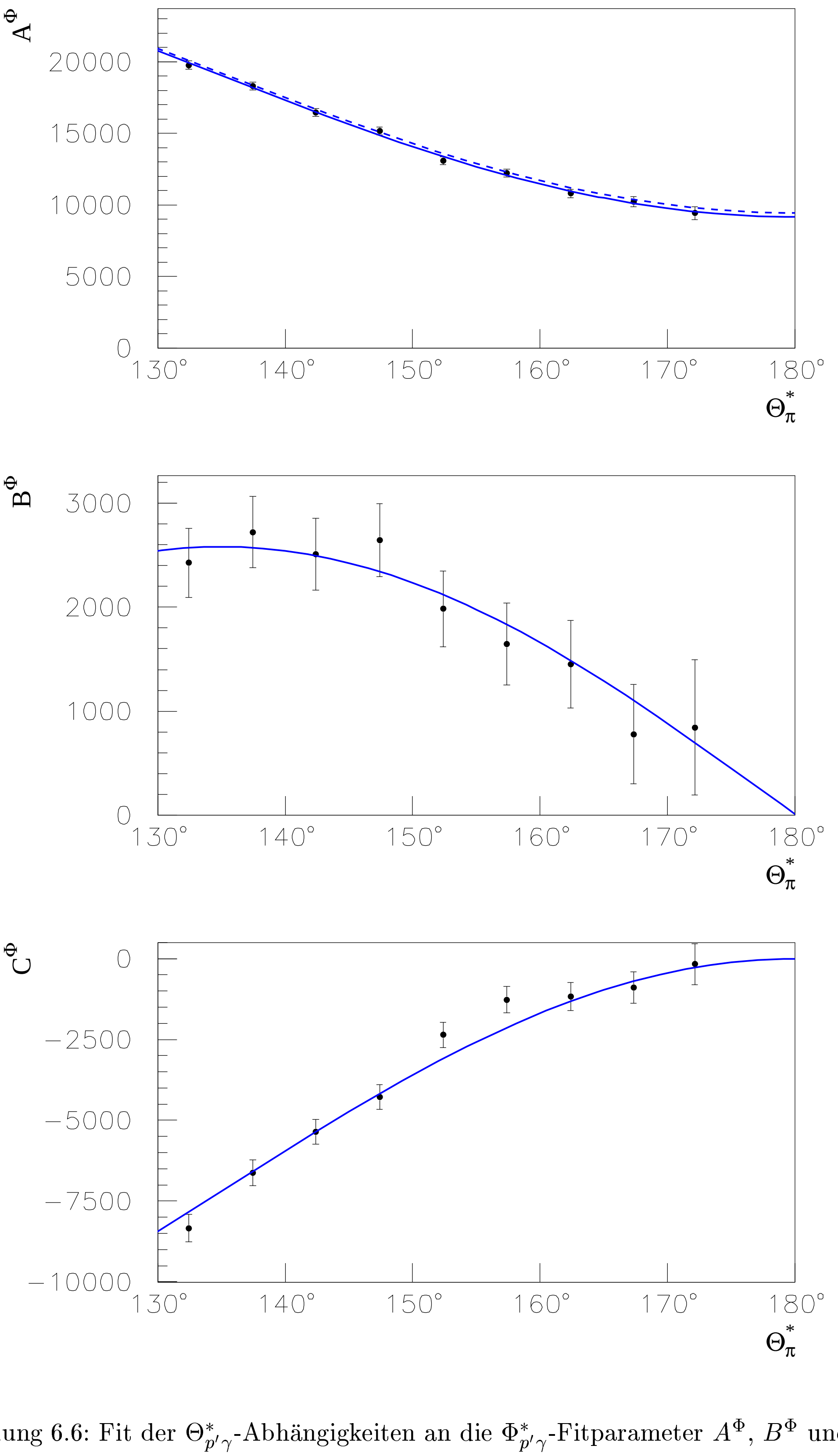


Abbildung 6.6: Fit der $\Theta^*_{p'\gamma}$-Abhängigkeiten an die $\Phi^*_{p'\gamma}$-Fitparameter A^Φ, B^Φ und C^Φ.

und $\frac{Re(E_{0+}^* M_{1+})}{|M_{1+}|^2}$ aus den θ-Fitparametern entsprechend

$$\begin{aligned}
Re(S_{1+}^* M_{1+}) &= \frac{|\vec{q^*}|}{6\sqrt{2 \cdot Q^2 \cdot \epsilon \cdot (\epsilon+1)}} \cdot B_0^\Theta \quad , \\
Re(E_{0+}^* M_{1+}) &= A_1^\Theta \quad , \\
|M_{1+}|^2 &= A_0^\Theta \quad \text{und} \\
|M_{1+}|^2 &= \frac{-1}{1.5 \cdot \epsilon} \cdot C_0^\Theta
\end{aligned}$$

bestimmen. Die so gewonnenen Multipolamplitudenverhältnisse können Tabelle 6.3 entnommen

$\mathbf{\frac{Re(S_{1+}^* M_{1+})}{\|M_{1+}\|^2}}$	$\mathbf{\frac{Re(E_{0+}^* M_{1+})}{\|M_{1+}\|^2}}$
-4.71 % ± 0.31 % ± 0.38 %	**13.7 % ± 2.0 % ± 1.9 %**

Tabelle 6.3: Aus Fitparametern der Θ-Fits bestimmte Multipolamplitudenverhältnisse.

werden, wobei jeweils der erste angegebene Fehler aus der Fitunsicherheit resultiert und der zweite der systematische ist. Die angegebenen systematischen Fehler folgen aus den Änderungen der Ergebnisse bei Variation der Richtung der virtuellen Photonen und der invarianten Masse innerhalb der jeweiligen Fehlergrenzen. Für $|M_{1+}|^2$ wurde der aus C_0^Θ berechnete Wert verwendet, da hierbei die Zahl und Größe der vernachlässigten Untergrundterme geringer ist.
Das Ergebnis $\frac{Re(E_{0+}^* M_{1+})}{|M_{1+}|^2} = 13.7\,\% \pm 1.3\,\% \pm 1.9\,\%$ entspricht experimentell bestimmten Werten von Alder [Ald 72], die bei einem $Q^2 = 0.6\,GeV^2/c^2$ etwa $10\,\%$ ergeben. In Abbildung 6.7 ist das Ergebnis dieser Arbeit für $\frac{Re(S_{1+}^* M_{1+})}{|M_{1+}|^2}$ zusammen mit bereits existierenden Resultaten aufgetragen. Die Ergebnisse dieser Arbeit resultieren aus Daten mit Pionenwinkeln $\Theta_{p'\gamma}^* > 130^o$, wogegen in der Arbeit von Kalleicher [Kal 97] Pionen unter Vorwärtsrichtung ausgewertet wurden. Dies führt dazu, daß nach Gleichung 2.9 $\frac{Re(S_{1+}^* M_{1+})}{|M_{1+}|^2}$ entsprechend dem Faktor $\sin\Theta^* \cos\Theta^*$ mit unterschiedlichem Vorzeichen zum Wirkungsquerschnitt beiträgt. Nicht zu vernachlässigende Multipole im $sin\Theta^*$-Term von R_{LT} würden dagegen mit gleichem Vorzeichen beitragen und dadurch insgesamt zu unterschiedlich hohen Absolutwerten des $\cos\Phi^*$-Anteils am Wirkungsquerschnitt führen. Dies könnte die Ursache für die Diskrepanz der Resultate für die Messungen unter Pionenvorwärtswinkeln ($\frac{Re(S_{1+}^* M_{1+})}{|M_{1+}|^2} = -12.7\,\% \pm 1.5\,\%$) und Pionenrückwärtswinkeln ($\frac{Re(S_{1+}^* M_{1+})}{|M_{1+}|^2} = -4.71\,\% \pm 0.31\,\% \pm 0.38\,\%$) sein. Weiterhin ist zu beachten, daß beide Messungen bei unterschiedlichem Viererimpulsübertrag ($Q^2 = 0.127\,GeV^2/c^2$ bzw. $Q^2 = 0.201\,GeV^2/c^2$) stattfanden und die Q^2-Abhängigkeit von $\frac{Re(S_{1+}^* M_{1+})}{|M_{1+}|^2}$ ebenfalls für eine Diskrepanz in den Resultaten verantwortlich sein kann. Klären wird sich dies, wenn die Daten beim gleichen Q^2 wie die Messungen vom Kalleicher ausgewertet sind und die unterschiedlichen Θ^*-Abhängigkeiten in R_{LT} getrennt werden können.

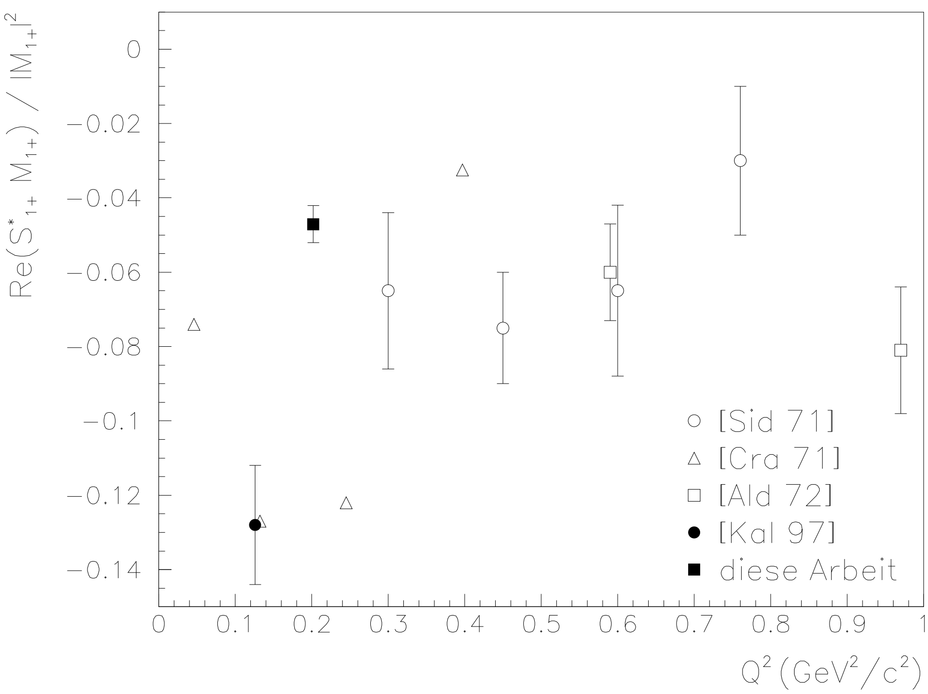


Abbildung 6.7: Ergebnis dieser Arbeit und bisherige experimentelle Ergebnisse für $\frac{Re(S^*_{1+}M_{1+})}{|M_{1+}|^2}$.

6.2 Die Energieabhängigkeit

Aufgrund der ausgedehnten Energieakzeptanz des Elektronenspektrometers kann neben der Winkelabhängigkeit auch die Abhängigkeit der π^0-Elektroproduktion von der invarianten Masse untersucht werden.

Hierfür ist der akzeptierte Bereich der invarianten Masse in Bins mit einer Breite $\Delta W = 20\,MeV$ unterteilt. Um für den verfügbaren Energiebereich wiederum volle Φ-Akzeptanz (vgl. Abb. 3.4 und 3.5) und genügend Statistik für die Fits sicherzustellen wurde über den Winkelbereich $\Theta^*_{p'\gamma} = 0^o - 40^o$ integriert und von den resultierenden Spektren erneut die Φ-Verteilungen gefittet (vgl. Abb. 6.8). Die sich ergebenden Fitparameter sind in Tabelle 6.4 zusammengefaßt.

In Abbildung 6.9 sind die Parameter A^Φ, B^Φ und C^Φ in Abhängigkeit von der invarianten Masse dargestellt und mit einem Modell von Dressler [Dre 88], simuliert mit Hilfe des Programmes ENIGMA [ViK 91], verglichen. Aufgrund der fehlenden Absolutnormierung sind in den Abbildungen 6.9 und 6.10 für A^Φ die Höhe der Dressler-Kurve mit Strahlungskorrekturen an die Daten angepaßt und für die Dressler-Kurve ohne Strahlungskorrekturen die gleiche Normierung verwendet worden. Bei B^Φ und C^Φ wurden die gleichen Normierungen benutzt, wie bei den jeweiligen A^Φ.

Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_T + \epsilon_L\ \sigma_L$, welcher dem Parameter A^Φ entspricht (vgl. Gl. 2.3 und 6.22), ist bereits in der Vergangenheit gut vermessen worden und wird daher durch das Modell gut beschrieben. Es zeigt sich damit, daß für die Beschreibung der experimentellen Daten die Berücksichtigung von Strahlungskorrekturen erforderlich ist. Hierbei sind für das Elektron die internen Strahlungskorrekturen und die externen im Target und in der Luft vor und nach dem Target berücksichtigt. In den zukünftigen Monte-Carlo-Simulationen werden außerdem das Elektron im

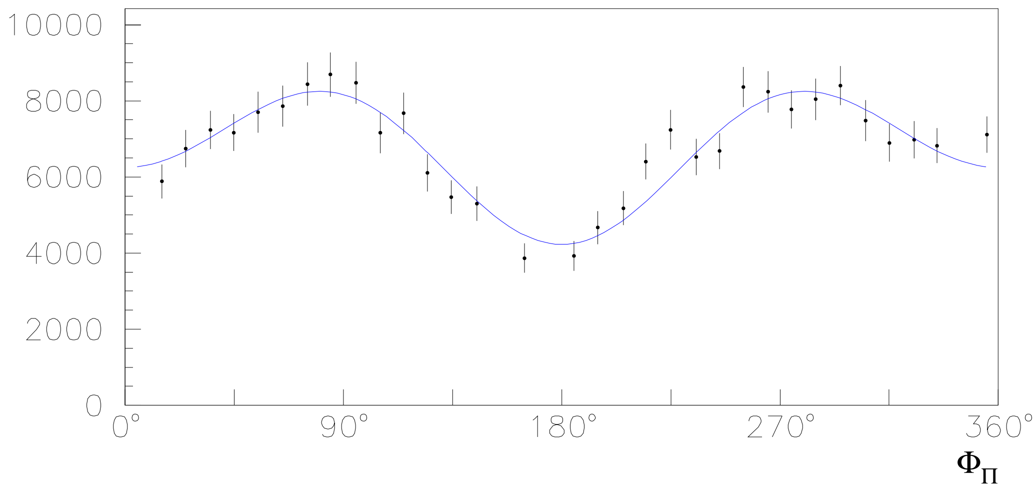


Abbildung 6.8: Fit an Φ-Verteilung für $\Theta^*_{p'\gamma} = 0^o - 40^o$ und $W = (1230 \pm 10)\,MeV$.

W $[MeV]$	A^Φ	B^Φ	C^Φ	χ^2
1170	4302 ± 77	48 ± 104	-765 ± 108	1.05
1190	6589 ± 88	553 ± 120	-1131 ± 127	0.93
1210	7638 ± 90	940 ± 119	-1656 ± 128	1.05
1230	6701 ± 87	1010 ± 123	-1462 ± 127	1.09
1250	5527 ± 83	984 ± 109	-1274 ± 113	1.69
1270	4308 ± 86	456 ± 109	-1086 ± 117	1.15
1290	3271 ± 78	296 ± 104	-768 ± 113	1.29

Tabelle 6.4: Fitparameter der Φ-Fits für die einzelnen Energiebins unter der Bedingung $\Theta^*_{p'\gamma} < 40^o$.

Spektrometer und das Proton simuliert und die so erhaltenen Korrekturen anstatt auf die theoretischen Modelle auf die experimentellen Daten angewendet.
In Abbildung 6.10 ist das Modell von Dressler [Dre 88] mit den Ergebnissen aus dispersionstheoretischen Rechnungen von Gehlen und Wessel [GeW 71] verglichen. Da der Gehlen-Formalismus noch nicht in ein Monte-Carlo-Programm eingebunden ist, sind die theoretischen Kurven ohne Strahlungskorrekturen aufgetragen und die Höhe der Gehlen-Kurve für A^Φ an die von Dressler ohne Strahlungskorrekturen angepaßt.
Wie zu erwarten zeigt sich für A^Φ eine gute Übereinstimmung der beiden Kurven miteinander. C^Φ, welches proportional zu σ_{TT} ist, weist im Verlauf ebenfalls eine gute Übereinstimmung auf. Der Vergleich mit den Daten zeigt, daß bei Gehlen und Dressler der Beitrag von σ_{TT} zum Wirkungsquerschnitt unterschätzt wird. Für den zu σ_{LT} proportionalen Parameter B^Φ stimmt der Verlauf der Gehlen-Kurve mit den Daten überein, liegt aber wieder bei zu kleinen Werten. Das Modell von Dressler dagegen ist nicht in der Lage σ_{LT} zu beschreiben.

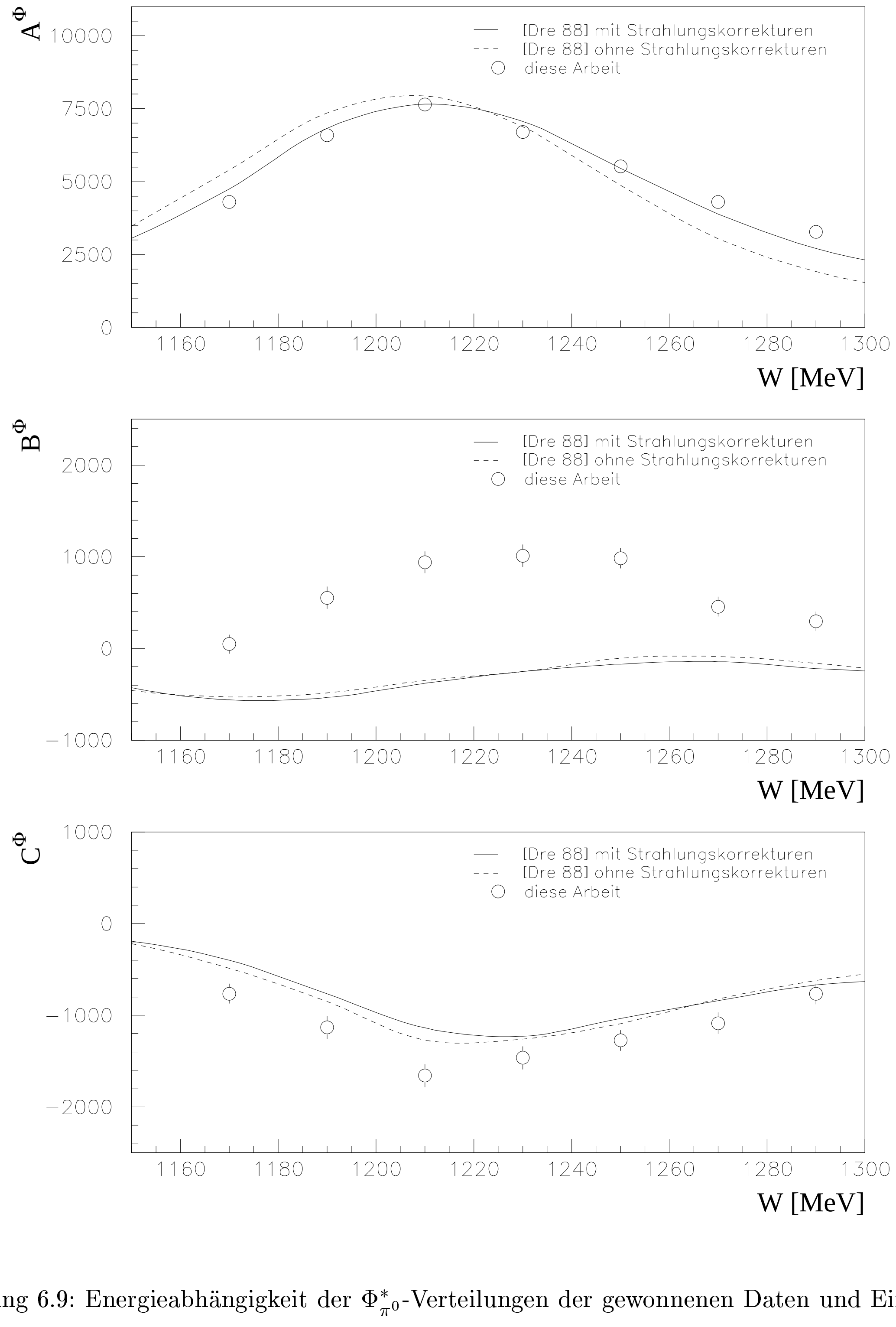


Abbildung 6.9: Energieabhängigkeit der $\Phi^*_{\pi^0}$-Verteilungen der gewonnenen Daten und Einfluß der Strahlungskorrekturen.

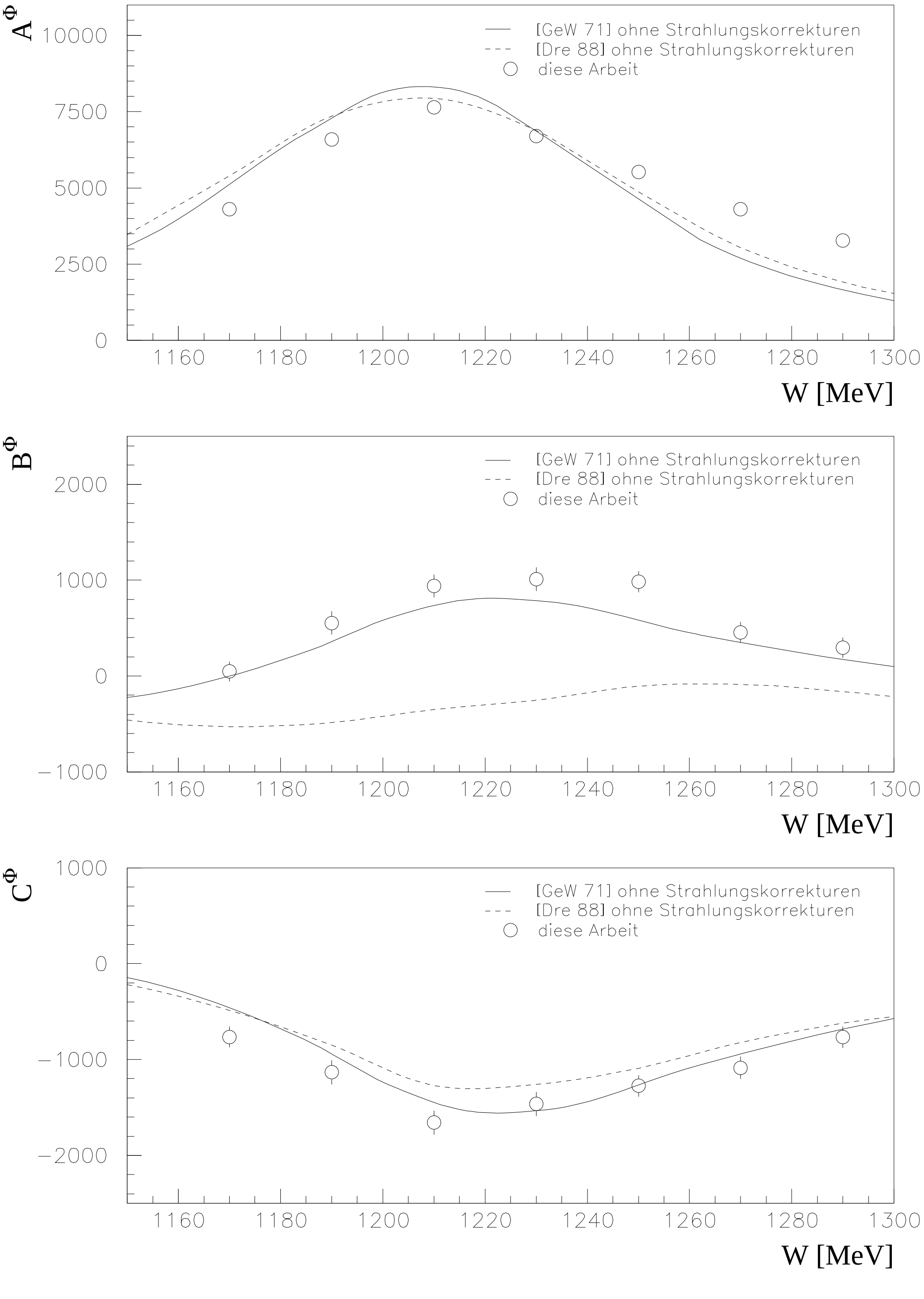


Abbildung 6.10: Energieabhängigkeit der $\Phi^*_{\pi^0}$-Verteilungen der gewonnenen Daten im Vergleich zu theoretischen Modellen.

7. Zusammenfassung

Die Kenntnis des longitudinalen Quadrupolbeitrages zum $N \to \Delta(1232)$-Übergang ist ein wichtiger Test der aktuellen Nukleonenmodelle. Am externen Elektronenstrahl der Bonner Beschleunigeranlage ELSA fanden daher Pion Elektroproduktionsexperimente im Bereich der $\Delta(1232)$-Resonanz bei Viererimpulsüberträgen $Q^2 = 0.04\,GeV^2/c^2 - 0.8\,GeV^2/c^2$ statt. Ziel dieser Messungen ist es Resultate mit erheblich verkleinerten Fehlern und einer klar erkennbaren Q^2-Abhängigkeit zu produzieren.
Diese Arbeit hat sich mit dem $p \to \Delta^+(1232)$-Übergang bei einem $Q^2 = 0.2\,GeV^2/c^2$ beschäftigt. Da der Übergang vom magnetischen Dipol M_{1+} dominiert wird und die gesuchte Größe klein ist, wird der Quadrupol L_{1+} bzw. S_{1+} über die Interferenz mit M_{1+} gemessen. Dieser Interferenzterm $Re(S^*_{1+}M_{1+})$ ergibt sich dabei aus der Winkelverteilung eines Zerfallsteilchens, Nukleon oder Pion, des Δs.
Für den Nachweis der Δ-Zerfallsteilchen wurde ein nicht-magnetisches Flugzeitspektrometer eingesetzt, welches aus 4 Szintillationswänden mit jeweils $3 * 3\,m^2$ Nachweisfläche besteht. Die hierdurch gegebene große Raumwinkelakzeptanz ermöglicht es komplette Φ-Verteilungen der Zerfallsteilchen zu detektieren. Aus dem Verhältnis der $\cos\Phi$- und $\cos 2\Phi$-Anteile am Wirkungsquerschnitt wurde der longitudinale Quadrupolbeitrag bestimmt. Durch diese Verhältnisbildung ist eine Absolutbestimmung der Wirkungsquerschnitte nicht erforderlich.
Die vorliegenden Resultate wurden bei einem Winkelbereich $\Theta^*_{p'\gamma} = 5^o - 50^o$ und $\Phi^*_{p'\gamma} = 0^o - 360^o$ gewonnen. Für eine invariante Masse von $W = 1232\,MeV \pm 20MeV$ ergibt sich

$$\frac{Re(S^*_{1+}M_{1+})}{|M_{1+}|^2} \quad = \quad -4.71\,\% \pm 0.31\,\% \pm 0.38\,\% \quad .$$

Durch eine Verbesserung der Zeitauflösung mit Hilfe einer „Timewalk"-Korrektur und Hinzunahme von Monte-Carlo-Verfahren wird es bald möglich sein die Güte der Daten weiter zu erhöhen und die Θ-Abhängigkeiten des Wirkungsquerschnittes besser aufzulösen. Dadurch wird es möglich sein, weitere zur Pionproduktion beitragende Multipole zu bestimmen.
Aufgrund der Energieakzeptanz des Elektronenspektrometers konnte die Abhängigkeit der Φ-Verteilungen von der invarianten Masse bestimmt und mit theoretischen Vorhersagen verglichen werden. Die Rechnungen von Gehlen und Wessel [GeW 71], denen die Dispersionstheorie zugrunde liegt, stimmen im Verlauf mit den experimentellen Daten überein, unterschätzen aber die Beiträge von σ_{LT} und σ_{TT} zum Wirkungsquerschnitt. Das Modell von Dressler [Dre 88] unterschätzt ebenfalls den Beitrag von σ_{TT}. σ_{LT} läßt sich durch dieses Modell nicht beschreiben.

A. Korrektur defekter Flugzeitspektrometer-TDC-Elektronik

A.1 Fehler im TDC-Modul

Die SEV-Signale von zwei Wänden werden von jeweils einem 64-Kanal-TDC-Modul verarbeitet. In Abbildung A.1, in der ein Bin der eingestellten TDC-Modul-Auflösung von 50 ps entspricht, ist ein typischer TDC des TDC-Moduls für die Wände 3 und 4 dargestellt. Es ist zu erkennen, daß bei dem unkorrigierten TDC jedes 16. Bin fehlt und das jeweils folgende um ungefähr einen Faktor zwei überhöht ist. Dieses Verhalten zeigten alle Kanäle dieses TDC-Moduls, konnte aber bei keinem der anderen Module festgestellt werden. Dies wurde korrigiert, indem bei einem Eintrag in einem dieser überhöhten Kanäle mit Hilfe eines Zufallsgenerators entschieden wurde, ob dieser Eintrag diesem Kanal oder dem benachbarten fehlenden zugeordnet wird. Der so korrigierte TDC ist ebenfalls in Abbildung A.1 dargestellt. Da der Abstand zweier benachbarter TDC-Kanäle 50 ps entspricht, liegt der Fehler, verursacht durch die fehlenden Kanäle, deutlich unter der Zeitauflösung des Flugzeitspektrometers (Kap. 4.2.3) und bleibt daher ohne Auswirkung auf die Auswertung.

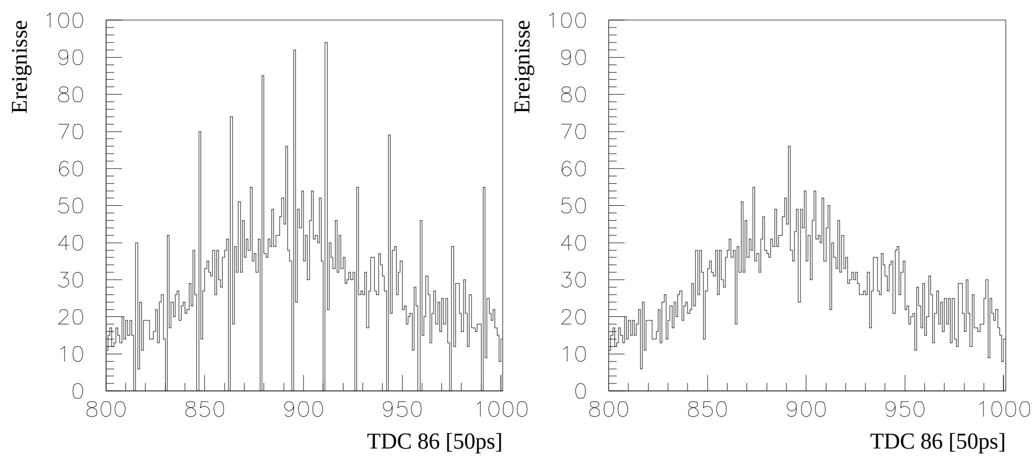


Abbildung A.1: Unkorrigierter und korrigierter TDC von SEV 86.

A.2 Fehlerhafte TDCs für die oberen Schwellen

Während der Messung lieferten aufgrund von Defekten in der Elektronik die SEV 105 und 109 keine TDC-Informationen für die obere Schwellen. SEV 105 konnte mit Hilfe der TDC-Informationen für die unteren Schwellen ausgewertet werden. Aber selbst diese waren von SEV 109 nicht vorhanden, sodaß auf die ADC-Informationen zurückgegriffen werden mußte. Aus der exponentiellen Lichtabschwächung eines Signals im Szintillatormaterial läßt sich ein Zusammenhang zwischen den ADC-Informationen einer Latte und dem Ort des Teilchens finden. Der Teilchenort wiederum steht mit der TDC-Differenz in einem linearen Zusammenhang und aus diesem und der einen vorhandenen TDC-Information läßt sich auf die verloren gegangene TDC-Information zurückschließen.

$$TDC_1 = k \cdot \ln \frac{ADC_1}{ADC_2} + TDC_2$$

Die Unsicherheit in dem Skalierungsfaktor k ist wegen der folgenden Ortseichung ohne Relevanz. Da vorausgesetzt wurde, daß beide SEVs eine gleiche Verstärkung liefern, dies aber nur annähernd korrekt ist und die ADCs eine schlechtere Auflösung besitzen, führt dieses Verfahren dennoch nicht zu gleichwertigen TDC-Informationen. Dies bleibt aber ohne Auswirkungen auf die Auswertung, da der defekte SEV in Wand 4 war und diese nicht zur Flugzeitbestimung und Ortsbestimmung der Protonen herangezogen wurde, sondern nur gefordert wurde Protonen, von anderen Teilchen unterscheiden zu können (Kap. 5.6). In Abbildung A.2 ist zu erkennen, daß dies für die Latten mit den fehlenden TDC-Informationen noch gegeben ist, obwohl die Untergrundbelastung zunimmt. In

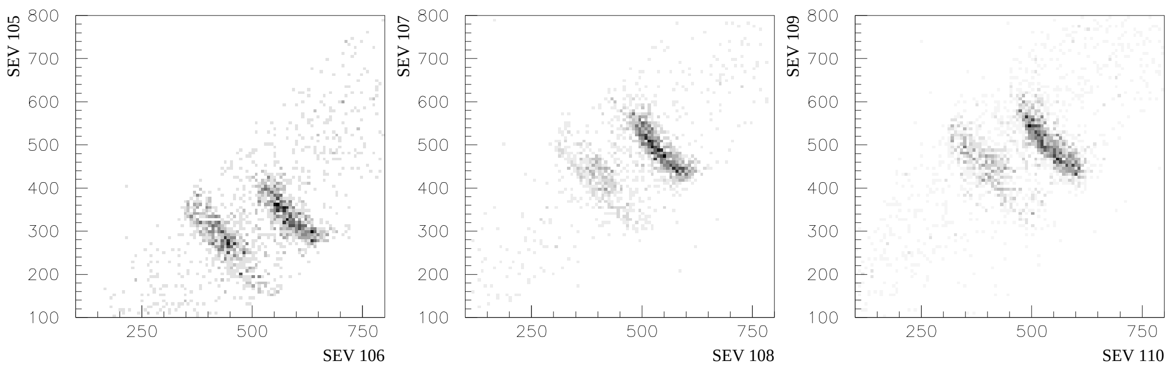


Abbildung A.2: Gegeneinander aufgetragene TDCs für die oberen Schwellen der Latten 53, 54 und 55. Die TDC-Informationen der SEV 105 und 109 wurden aus den TDCs für die unteren Schwellen bzw. den ADCs bestimmt.

Kapitel 5.3 zeigt sich, daß die Protonnachweiswahrscheinlichkeit vergleichbar ist mit der anderer typischer Latten.

Literaturverzeichnis

[Ald 72] J.C. Alder et al., *π^o electroproduction at the first resonance at momentum transfers q^2 = 0.6, 1.0 and 1.56 GeV^2*, Nucl. Phys. B46 (1972) 573

[Alv 86] R.F. Alvarez-Estrada et al., *Models of Hadron Structure based on Quantum Chromodynamics*, ed. W. Beiglböck et al., Lecture Notes in Physics, Springer-Verlag Berlin, 259 (1986) 202

[Ama 79] E. Amaldi, S. Fubini und G. Furlan, *Pion-Electroproduction*, Springer Tracts Vol. 83 (1979)

[Ban 96] B. Bantes, *Untergrundstudien und Fertigstellung des targetnahen ELAN-Vertexdetektors*, Diplomarbeit, Universität Bonn, Bonn IB-96-18 (1996)

[Bec 97] R. Beck et al., *Measurement of the $E2/M1$ Ratio in the $N \to \Delta$ Transition using the reaction $p(\vec{\gamma},p)\pi^0$*, Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 606

[Ber 71] F.A. Berends et al., *An energy independent multipole analysis of pion photoproduction on protons below 450 MeV*, Nucl. Phys. B30 (1971) 575-604

[Ber 75] F.A. Berends et al., *A multipole analysis of pion photoproduction in the first resonance region*, Nucl. Phys. B84 (1975) 342-361

[Ber 78] F.A. Berends et al., *An energy independent multipole analysis of pion photoproduction through the second resonance*, Nucl. Phys. B136 (1978) 317-332

[Bie 87] J. Bienkowska et al., *$E2/M1$ Ratio of $\gamma N \to \Delta(1232)$ Transitions in a Relativistic Three-Quark Model*, Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 624

[Bla 97] G. Blanpied et al., *The $N \to \Delta$ Transition from Simultaneous Measurements of $p(\vec{\gamma},\pi)$ and $p(\vec{\gamma},\gamma)$*, Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 4337

[BrR 79] G.E. Brown und M. Rho, *The little Bag*, Phys. Lett. 82B (1979) 177

[Bru 95] H. Brunhöber, *Einsatz szintilierender Fasern zur Optimierung der Auflösung des ELAN-Flugzeitspektrometers*, Diplomarbeit, Universität Bonn, Bonn IB-96-20 (1995)

[Buc 97] A.J. Buchmann et al., *Electromagnetic Properties of the $\Delta(1232)$*, Phys. Rev. C55 (1997) 448-463

[CaK 90] S. Capstick und G. Karl, *E_{1+}/M_{1+} and S_{1+}/M_{1+} and their Q^2 dependence in $\gamma_v N \to \Delta$ with relativized quark-model wave functions*, Phys. Rev. D41 (1990) 2767-2775

[CeD 89] R. Cenni und G. Dillon, *Dynamical Model for π-Photoproduction in the Δ-Channel.*, Il Nuovo Cimento 97A (1987) 9

[Cho 74] A. Chodos et al., *New extended model of hadrons*, Phys. Rev. D9 (1974) 3471

[ChD 89] P. Christillin und G. Dillon, *On the $\gamma N \Delta$ coupling constants and on the ratio of quadrupole to magnetic dipole transitions*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 15 (1989) 967-975

[ChD 90] P. Christillin und G. Dillon, *On the $\gamma N \Delta$ quadrupole coupling constant(s)*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 16 (1990) 805-811

[ChD 92] P. Christillin und G. Dillon, *Pionic contribution to the $N - \Delta$ transition form factors*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 18 (1992) 1915-1921

[Chr 90] P. Christillin, *Nuclear Photoreactions at Intermediate Energies*, Phys. Rep. 190, No. 2 (1990) 63-132

[Cra 71] R.L. Crawford, *Electroproduction of the P_{33} resonance*, Nucl. Phys. B28 (1971) 573-593, exp. Data from C. Mistretta et al., Phys. Rev. 184 (1969) 1487

[Dre 92] D. Drechsel und L. Tiator, *Threshold pion photoproduction on nucleons*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 18 (1992) 449-497

[Dre 88] E.T. Dressler, *A nonrelativistic operator for pion electroproduction*, Can. Journal of Physics 66 (1988) 279

[FGS 96] M. Fiolhais, B. Golli und S. Širca, *The role of the pion cloud in electroproduction of the* $\Delta(1232)$, Phys. Lett. B373 (1996) 229

[Fro 93] F. Frommberger, *Messung der links-rechts Asymmetrie in der Elektrospaltung des Deuterons*, Dissertation, Universität Bonn, Bonn-IR-93-63 (1993)

[GeW 71] G.v. Gehlen und H. Wessel, *Electroproduction coincidence cross sections from coupled multipole equations*, Bonn Universität, PI 2-94 (1971)

[GHW 95] R.W. Gothe, H. Hainer, D. Wacker et al., *Q^2-Dependence of the Quadrupole Contribution to $N \to \Delta$ Transition*, Proposal, Universität Bonn, (1995)

[Gog 87] S. A. Gogilidze et al., *Electroexcitation of the $\Delta(1230)$ isobar in the constituent quark model*, Sov. J. Nucl. Phys. 45 (1987) 674

[Hai 77] R. Haiden et al., Desy-77/03 (1977)

[Hai 97] H. Hainer, Dissertation in Vorbereitung, Bonn (1997)

[IsK 79] N. Isgur und G. Karl, *Ground-state baryons in a quark model with hyperfine interactions*, Phys. Rev. D20 (1979) 1191

[Jak 96] D. Jakob, *Entwicklung eines Flugzeitspektrometers zur Messung des Quadrupolmomentes des $N \to \Delta$- Überganges*, Dissertation, Universität Bonn, Bonn IR-96-07 (1996)

[Kal 93] F. Kalleicher, *Experimentelle Untersuchungen des $N \to \Delta$-Überganges in der Elektropionproduktion*, Dissertation, Mainz KPH 8/94 (1993)

[Kal 97] F. Kalleicher et al., *The Determination of σ_{LT}/σ_{TT} in Electro-pion-production in the Δ-Resonance Region*, Z. Phys. A358 (1997)

[Kun 93] C. Kunz, *Zeitoptimierungs- und Auswahluntersuchungen verschiedener Prototypen großer Szintillationszähler zum Einsatz in einem Flugzeitspektrometer* , Diplomarbeit, Universität Bonn, Bonn IR-93-56 (1993)

[Lag 84] J.M. Laget, Can. Journal of Physics 62 (1984) 1046

[Mas 96] P. Maschke, *Optimierung und Ergänzung des ELAN-Elektronenspektrometers*, Diplomarbeit, Universität Bonn, Bonn IB-96-17 (1996)

[MaW 83] Z.Y. Ma und J. Wambach, *A deformable chiral bag*, Phys. Lett. 132B (1983) 1

[MaG 84] A. Manohar und H. Georgi, *Chiral quarks and the non-relativistic quark model*, Nucl. Phys. B234 (1984) 189

[MeW 81] S. Mehrotra and L. E. Wright, *Pion electroproduction in the non-relativistic limit*, Nucl. Phys. A362 (1981) 461

[Mil 80] G.A. Miller et al., *Pion-Nucleon scattering in the Brown-Rho Bag model*, Phys. Lett. 91B (1980) 192

[Nap 84] C. R. Nappi, *Static properties of baryons as chiral solitons*, ed. A. Chodos et al., World Scientific, Singapur (1984) 38

[Nec 93] M. Neckenig, *Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur Verbesserung der Zeitstruktur des extrahierten Elektronenstrahls aus dem Stretcherring ELSA*, Dissertation, Universität Bonn, Bonn-IR-93-16 (1993)

[Noe 92] A. Noël, *Aufbau eines FASTBUS-Datenerfassungssystems für das ELAN-Experiment*, Diplomarbeit, Universität Bonn, Bonn-IR-78-15 (1992)

[PDG 94] Particle Data Group, *Particles and Fields*, Phys. Rev. D50 (1994) 1710

[Rei 93] H. Reike, *Messung des magnetischen Neutronformfaktors bei einem Viererimpulsübertrag von $Q^2 = 0.255\ (GeV/c)^2$* , Dissertation, Universität Bonn, Bonn-IR-93-72 (1993)

[Sid 71] R. Siddle et al., *Coincidence π^0 electroproduction experiments in the first resonance region at momentum transfers of 0.3, 0.45, 0.60, 0.76* $(GeV/c)^2$, Nucl. Phys. B35 (1971) 93-119

[Sky 62] T.H.R. Skyrme, *A unified field theory of mesons and baryons*, Nucl. Phys. 31 (1962) 556

[ViK 91] J.L. Visschers und W. Kim, *An Eventgenerator for Pion Electroproduction*, CERN Publication MC91 (1991) 714

[WeW 84] M. Weyrauch und H. J. Weber, *Color hyperfine versus pion dynamics in the* $N(939)-\Delta(1232)$ *baryons*, Phys. Lett. 171B (1986) 13

[Wil 89] L. Wilets, *Nontopologische Solitonen*, World Scientific Lecture Notes in Physics Vol. 24, World Scientific, Singapur (1989)

[Wit 84] E. Witten, *Skyrmions and QCD*, ed. A. Chodos et al., World Scientific, Singapur (1984) 306

Abbildungen

Tabellen

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denen danken, die mich beim Aufbau, der Durchführung und der Auswertung dieses Experimentes unterstützt haben.

Herrn Prof. Dr. B. Schoch möchte ich für die Themenstellung und das in mich gesetzte Vertrauen herzlich danken.

Ganz besonders danke ich Herrn Dr. R.W. Gothe für seine aufopfernde Betreuung und seine freundschaftliche Unterstützung in allen Phasen dieser Arbeit.

Allen Mitgliedern der ELAN-Gruppe, insbesondere Herrn Dr. D. Jakob für seinen wertvollen Beitrag zu diesem Experiment, danke ich für die tatkräftige Hilfe und die vielen lehrreichen Diskussionen ohne die diese Arbeit so nicht möglich gewesen wäre.

Der gesamten Bedienungsmannschaft von ELSA, vor allem Herrn Chr. Steier, danke ich für ihren Einsatz beim Betrieb der Beschleunigeranlage.

Mein Dank gilt auch allen Werkstätten des Physikalischen Instituts, insbesondere der Elektronikwerkstatt und Herrn W. Ockenfels für die Unterstützung bei zahlreichen technischen Problemstellungen.