

Elektroproduktion von neutralen Pionen am Wasserstoff an der Schwelle

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

Michael O. Distler
geboren in Würzburg

Institut für Kernphysik
Johannes Gutenberg-Universität Mainz
September 1996

Abstract

The study of pion production is of fundamental importance for our understanding of strong-interaction physics. A special feature of the threshold processes on the proton is that effective theories representing the low-energy limit of quantum chromodynamics (QCD) can be used to describe the process. Before the advent of new high current, high duty cycle accelerators the low cross sections were not accessible in coincidence experiments. The data for this thesis has been taken with the 3-spectrometer-setup at the 855 MeV continuous wave electron accelerator MAMI (Mainz Mikrotron) in the years 1994 and 1995.

A liquid hydrogen target with a length of 2 cm was used. The experiment was performed with beam currents up to 20 μA (luminosity: $10^{37}\text{s}^{-1}\text{cm}^{-2}$). The data was taken at constant 4 momentum transfer $Q^2 = -0.1 (\text{GeV}/c)^2$ at three different incident electron energies of 435, 555 and 855 MeV. These energies then correspond to polarisation values of the virtual photon of $\epsilon = 0.53, 0.7$ and 0.88 , respectively. The outgoing charged particles (scattered electron and recoil proton) were detected with high resolution magnetic spectrometers. The neutral pion was identified by *missing mass*. Close to threshold the recoil proton is emitted in a cone centered around $\vec{q}$. The large solid angles of the Mainz spectrometers covered a c.m. solid angle of 4π in the $p\pi^0$ -system up to an invariant mass of 4 MeV above threshold.

A striking feature of the differential cross sections $\sigma_{\text{total}}(\theta_\pi^*)$ is the forward-backward asymmetry. It refers to the positive sign of the E_{0+} multipole. In photoproduction (γ, π^0) experiments E_{0+} is found to be negative. The Rosenbluth separation results in a *smaller* transverse and a *larger* longitudinal cross section as compared to the predictions of chiral perturbation theory. A first multipole analysis has been performed with weak assumptions for the p-wave contributions. The results for the threshold values of the s-wave multipoles are $E_{0+} = (1.0 \pm 0.1) \times 10^{-3}/m_{\pi^+}$ and $L_{0+} = (-1.35 \pm 0.1) \times 10^{-3}/m_{\pi^+}$. The ChPT predictions are $E_{0+} = 3.7 \times 10^{-3}/m_{\pi^+}$ and $L_{0+} = -0.37 \times 10^{-3}/m_{\pi^+}$.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen	5
2.1 Kinematik	5
2.2 Definition des Wirkungsquerschnitts	7
2.3 Multipolzerlegung	9
3. Experimentelle Methode	10
3.1 Nachweis der neutralen Pionen	10
3.1.1 Die Zerfallsphotonen	10
3.1.2 Das Rückstoßproton	11
3.2 Trennung der Anteile im Wirkungsquerschnitt	13
3.2.1 Die Interferenzterme	13
3.2.2 Rosenbluth-Separation	14
4. Die Drei-Spektrometer-Anlage	16
4.1 Die Magnetspektrometer	16
4.2 Die Spektrometerdetektoren	16
4.2.1 Die Spurdetektoren	19
4.2.2 Die Szintillationszähler	20
4.2.3 Der Gas-Čerenkovdetektor	21
4.3 Das Wasserstofftarget	21
4.4 Trigger- und Koinzidenzelektronik	23
4.5 Die Datenerfassung und Experimentsteuerung	25
5. Softwareentwicklung für Analyse und Simulation	26
5.1 Aufbau der Analyseprogramme	27
5.1.1 Auspacken der Meßdaten	28
5.1.2 Koordinatenberechnung in der Fokalebene	29
5.1.3 Vierervektoren	29
5.1.4 Korrektursoftware	30
5.1.5 Fremde Software	30
5.1.6 Strahlungskorrektur	31
5.2 Simulationsprogramme	31
5.3 Aktuelle Softwareentwicklung	32
6. Analyse	33
6.1 Überprüfung der Eichfaktoren	33
6.1.1 Die Festlegung der Streuebene	33
6.1.2 Die Luminosität	35
6.1.3 Impulseichung der Spektrometer	37
6.2 Reduktion des Untergrunds	39
6.2.1 Koinzidenzzeitauflösung	39
6.2.2 Identifikation der Elektronen	41
6.2.3 Identifikation der Protonen	41

6.3	Die Identifikation des neutralen Pions	42
6.4	Totzeit- und Effizienzkorrekturen	44
6.5	Akzeptanzrechnungen	45
6.6	Die Strahlungskorrekturen	47
6.7	Der Wirkungsquerschnitt	47
7.	Ergebnisse	49
7.1	Der differentielle Wirkungsquerschnitt	49
7.2	LT-Separation	51
7.3	Vergleich mit der chiralen Störungstheorie	55
8.	Schlußbemerkung und Ausblick	58
9.	Zusammenfassung	60
A.	Resultate in Tabellenform	61
B.	Strahlzeitchronik	68
C.	Eichparameter	73
C.1	Szintillator	73
C.2	Transferkoeffizienten für die Bahnlängenberechnung	74
	Literatur	76
	Abbildungsverzeichnis	80
	Tabellenverzeichnis	81
	Lebenslauf	82

Kapitel 1

Einleitung

In dieser Arbeit werden die Resultate eines Experimentes beschrieben, das zur Untersuchung der Produktion von π -Mesonen (Pionen) mit virtuellen Photonen durchgeführt wurde. In Analogie zum Photon in der elektromagnetischen Wechselwirkung postulierte Yukawa [yuk35] bereits 1935 die Mesonen als Träger der Kernkraft. Die Teilchen sollten eine Masse von etwa $150 \text{ MeV}/c^2$ haben, um der kurzen Reichweite der starken Wechselwirkung Rechnung zu tragen. Das Meson von Yukawa wird mittlerweile mit dem Pion gleichgesetzt, das in drei Ladungszuständen vorkommt: das neutrale Pion (π^0), mit einer Masse von $134,97 \text{ MeV}/c^2$, und die positiv (π^+) und negativ (π^-) geladenen Pionen, mit einer Masse von $139,57 \text{ MeV}/c^2$. Die Pionen sind jedoch keine elementaren Teilchen wie das Photon, sondern weisen, wie andere Mesonen, eine Substruktur auf. Trotzdem kann die Nukleon-Nukleon Wechselwirkung mit dem Austausch von Mesonen, u.a. dem Pion, gut beschrieben werden [eri88]. Die Pionproduktion gehört daher zu den grundlegenden Prozessen in der Kernphysik, bietet sie doch die Möglichkeit die Kernkräfte sowie die zugrunde liegende starke Wechselwirkung bei kleinen Impulsüberträgen zu studieren.

Das Verständnis der starken Wechselwirkung nahm in den vergangenen Dekaden eine rasante Entwicklung. Die Gründe dafür liegen zum einen auf der experimentellen Seite. Der Bau von großen Teilchenbeschleunigern wie SLAC (Stanford Linear Accelerator Laboratory) oder DESY (Deutsches Elektron Synchrotron) und die damit ermöglichten tief inelastischen Streuexperimente lieferten die Evidenz, daß die Kernbausteine (Neutronen und Protonen) eine Substruktur in Form von Partonen aufweisen. Eine ganze Reihe von Eigenschaften dieser Partonen konnte bestimmt werden [clo79, per87].

Zum anderen gab es Fortschritte in der Formulierung der theoretischen Grundlagen. Nach dem Vorbild der Quantenfeldtheorie QED (Quantenelektrodynamik) wurde die QCD (Quantenchromodynamik) sowie das Standardmodell zur Beschreibung der starken Wechselwirkung und dem Aufbau der Kernbausteine entwickelt. In diesem Modell sind Baryonen (z.B. Neutronen oder Protonen) und Mesonen (wie das Pion) aus punktförmigen Teilchen mit Spin $1/2$, den Quarks bzw. Anti-Quarks, zusammengesetzt. Baryonen sind aus drei Quarks, Mesonen aus einem Quark und einem Anti-Quark aufgebaut. Mit 6 verschiedenen Arten (Flavours) dieser Quarks läßt sich das gesamte Hadronenspektrum, einschließlich der Resonanzen, erklären [hal84]. Das sechste und schwerste dieser Quarks wurde im vergangenen Jahr experimentell nachgewiesen [aba95].

Die elektromagnetische und die starke Wechselwirkung besitzen eine Reihe von Analogien. Vermittler der Wechselwirkung sind die Photonen bzw. die Gluonen, beides

masselose Teilchen mit Spin 1 (Bosonen). Die Quelle der Wechselwirkung ist in dem einen Fall die Ladung, in dem anderen die sogenannte *Farbladung*. Wie schon erwähnt, ist auch die mathematische Beschreibung ähnlich.

Trotzdem gibt es gravierende Unterschiede. So existieren nur eine Ladung und eine Sorte Photonen im elektromagnetischen Sektor, aber 3 Farbladungen und 8 verschiedene Gluonen in der QCD. Wichtiger ist jedoch die Eigenschaft der Gluonen, im Gegensatz zu den Photonen, eine (Farb-)Ladung zu tragen. Damit können die Gluonen mit sich selbst wechselwirken. Dies hat wiederum unmittelbar Auswirkung auf die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung. Die Kopplung ist schwach für große und stark für kleine Impulsüberträge. Man spricht auch bildhaft von „Infrarot-Sklaverei“ bzw. „asymptotischer Freiheit“.

Es bedarf noch der Klärung, ob und wie diese Kopplung für das „Confinement“ verantwortlich ist. Man versteht darunter die experimentelle Erfahrung, daß *freie* Quarks bislang nicht beobachtet werden konnten. Tatsächlich scheint die Welt, wie wir sie kennen, nur aus *farblosen* Objekten zu bestehen. So besitzen die Quarks in den Baryonen jeweils eine andere Farbe (rot, grün und blau) und in den Mesonen Farbe und Antifarbe (z.B. rot und antirot). Darüber hinaus ist die Materie in unserer *natürlichen* Umgebung (abgesehen von den Elektronen) zum überwiegenden Teil aus den leichtesten Baryonen, Neutronen und Protonen, aufgebaut. Wiederum die leichtesten Mesonen vermitteln die Kernkräfte.

Diese phänomenologischen Erkenntnisse machen sich die *effektiven* Modelle zunutze. In ihrer Beschreibung von Kerneigenschaften und -prozessen kommen Quarks und Gluonen nicht mehr vor, statt dessen Baryonen und Mesonen. Allerdings trägt die mathematische Formulierung den Symmetrieeigenschaften der QCD Rechnung. Dazu gehört einmal die Isospin-Symmetrie, die für die beiden leichtesten Quarks (u und d) die gleiche Masse voraussetzt. Wird auch das dritte, das s -Quark, mit einbezogen, spricht man vom „Eightfold Way“. Die chirale Symmetrie besagt, daß rechts- und linkshändige masselose Fermionen nicht miteinander wechselwirken.

Allerdings sind sowohl die chirale, als auch die Isospin-Symmetrie gebrochen. Eine explizite Brechung ergibt sich aus der Tatsache, daß die u - und d -Quarks endliche und voneinander unterschiedliche Massen besitzen. Diese sind jedoch klein gegen die Nukleonenmasse von 1 GeV. Die chirale Symmetrie ist zusätzlich noch spontan gebrochen. Das Goldstone Theorem sagt für den Fall einer spontan gebrochenen Symmetrie die Existenz von masselosen Bosonen voraus, die Spin Null und negative Parität tragen. Tatsächlich haben die leichtesten beobachteten Mesonen genau diese Eigenschaften. Ihre Masse ist zwar auf Grund der expliziten Symmetriebrechung nicht Null, aber wiederum klein gegen die Skala von 1 GeV, die durch die Nukleonenmasse bestimmt wird.

Eine spezielle effektive Feldtheorie ist von besonderem Interesse für diese Arbeit. Es ist die *chirale Störungstheorie* (ChPT), für die bereits in den 70er Jahren die Grundlagen gelegt wurden. S. Weinberg gab eine exakte Vorschrift, die zur effektiven Theorie gehörige Lagrangedichte nach Potenzen der Impulse und der Pionmasse zu entwickeln [wei79]. Die ChPT wurde im folgenden insbesondere von Gasser und

Leutwyler [gas84] für den Pionsektor weiterentwickelt. Seit kurzem gibt es Rechnungen von Bernard, Kaiser und Meissner für die Photo- und Elektroproduktion von Pionen [ber93].

Auch die „low energy theorems“ (LETs) machen Gebrauch von den Symmetrieeigenschaften der QCD. Das sind insbesondere die Invarianz unter Eichtransformationen, die partielle Erhaltung des Axialstroms (PCAC), *crossing* Symmetrie, Unitarität und Analytizität ([sch91] und dortige Referenzen). Die Voraussagen der LETs werden in Abhängigkeit von Pionen- und Nukleoneneigenschaften ausgedrückt und enthalten insbesondere als Parameter, der für die Brechung der chiralen Symmetrie verantwortlich ist, das Verhältnis von Pionen und Nukleonenmasse. Genauere Untersuchungen haben aufgezeigt, daß die LETs mit den Aussagen der ChPT in niedrigster Ordnung übereinstimmen. Das bedeutet insbesondere, daß die LET Voraussagen nur unmittelbar an den Schwellen gelten und anhand des Konvergenzverhaltens der höheren Terme beurteilt werden müssen.

Bereits in den 60er und 70er Jahren wurde die Reaktion $e + p \rightarrow e' + p + \pi^0$ im Bereich der Schwelle und der Δ -Resonanz experimentell untersucht [ama70, ald72, bra74, bot76]. Allerdings konnten nur totale Wirkungsquerschnitte deutlich über der π^0 -Produktionsschwelle und bei vergleichsweise hohen Viererimpulsüberträgen gemessen werden. Es zeigte sich, daß die experimentellen Schwierigkeiten vor allem in den kleinen Wirkungsquerschnitten an der Schwelle liegen. Beschleuniger, die hohe Strahlströme bei großem Tastverhältnis liefern, standen damals noch nicht zur Verfügung. Dies führte schließlich dazu, daß die Aktivitäten auf diesem Gebiet eingestellt wurden.

Das erste Experiment zur Elektroproduktion von neutralen Pionen an der Schwelle und bei niedrigen Impulsüberträgen wurde vor wenigen Jahren am NIKHEF (Amsterdam) durchgeführt [wel92]. Dort standen Elektronen mit einer Energie von 500 MeV und einem Tastverhältnis von 1% aus einem Linearbeschleuniger zur Verfügung. Aus den Daten wurde der totale Wirkungsquerschnitt für die Schwellenproduktion bei Viererimpulsüberträgen von -0,05 und -0,1 (GeV/c)² bestimmt. Allerdings konnten die Ladungs- und Stromanteile des Wirkungsquerschnittes nicht separiert werden. Die Messung fand in einem kinematischen Bereich statt, wo strenggenommen weder LET noch ChPT gültig waren. Ein Vergleich des gemessenen totalen Wirkungsquerschnitts mit den Rechnungen ergab dennoch eine gute Übereinstimmung.

Seine Fortsetzung fand das π^0 -Experiment in Amsterdam mit der Fertigstellung des „Amsterdam Pulse-Stretcher ring“ (AmPS). Mit dessen Hilfe konnte das Tastverhältnis auf rund 30% verbessert werden. Allerdings verschob sich das Interesse zur Produktionsschwelle für geladene Pionen, die etwa 6 MeV über der Schwelle von neutralen Pionen liegt [bri95]. In diesem Bereich lassen sich die Effekte der Brechung der Isospinsymmetrie gut beobachten. Wiederum wurde keine direkte Trennung des longitudinalen und transversalen Anteils des Wirkungsquerschnitts durchgeführt. Vielmehr wurden die Daten unter Einbeziehung einiger theoretischer Vorhersagen ausgewertet.

Für das Mainzer Institut für Kernphysik ergab sich mit dem Bau des Dauerstrich-elektronenbeschleunigers MAMI ein neuer Einstieg in dieses Gebiet der Kern- und Teilchenphysik. Mit den ebenfalls neu aufgebauten Experimentiereinrichtungen lassen sich einzigartige Experimente zur Pion Photo- und Elektroproduktion durchführen. Für die Messungen mit virtuellen Photonen wurde eine Drei-Spektrometer-Anlage aufgebaut.

Die Zielsetzung dieser Arbeit bestand in ihrem apparativen Teil im Aufbau, der Inbetriebnahme und der Eichung der Spurdetektoren eines der Spektrometer. Gleichzeitig wurden Computer-Programme zur Inbetriebnahme der Detektorsysteme geschrieben und zu einem universellen Analysepaket für die Experimente mit der Drei-Spektrometer-Anlage ausgebaut.

Im experimentellen Teil dieser Arbeit, der zeitlich noch in die Aufbauphase der Drei-Spektrometer-Anlage fiel, sollte die Funktionsfähigkeit des Gesamtaufbaus in Hinblick auf neue Pionproduktionsexperimente nachgewiesen werden. Für das hier beschriebene Pilotexperiment zur Elektroproduktion von neutralen Pionen an der Schwelle am Proton wurde ein Viererimpulsübertrag von $Q^2 = -0,1 \text{ (GeV/c)}^2$ und der kinematische Bereich von der π^0 -Produktionsschwelle bis 4 MeV darüber ausgewählt. Um eine Trennung der transversalen und longitudinalen Anteile des Wirkungsquerschnitts zu ermöglichen, wurden Messungen für drei verschiedene Werte der Polarisation ϵ des virtuellen Photons durchgeführt. Damit wurde die Aussagekraft des Experiments im Vergleich zu den Vorläuferexperimenten an anderen Instituten signifikant verbessert und ein Test verschiedener theoretischer Modelle ermöglicht.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Kinematik

Im folgenden soll insbesondere die Elektroproduktion von neutralen Pionen am Proton betrachtet werden, also die Reaktion:

$$e + p \rightarrow e' + p' + \pi^0 \quad (2.1)$$

Die dabei benutzten Bezeichnungen und Einheiten entsprechen den Konventionen der Hochenergiephysik und stimmen mit denen von [bjo64] überein. Die Beschreibung des Formalismus folgt der Nomenklatur von [dre92].

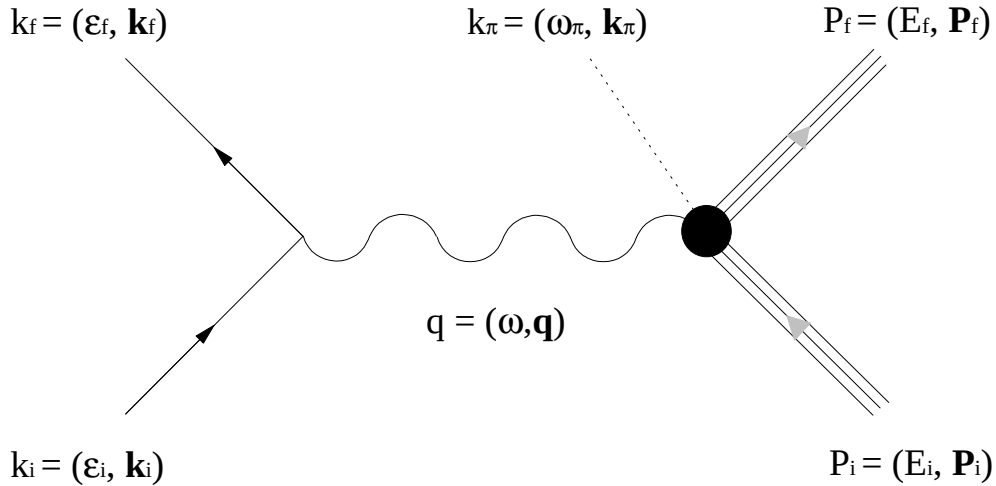


Abbildung 2.1: Kinematische Variablen der π -Elektroproduktion in der Ein-Photon-Austausch-Näherung.

Da die Stärke der elektromagnetischen Wechselwirkung von der Feinstrukturkonstanten $\alpha = e^2/4\pi \approx 1/137$ bestimmt wird, kann in der Ein-Photon-Austausch-Näherung (siehe Abb. 2.1) im hier untersuchten Impulsübertragsbereich eine Genauigkeit von etwa 1% für die Streuung von Elektronen am Proton erreicht werden. In diesen Grenzen testen die Elektronen die Struktur des Nukleons bei wohldefiniertem Impuls- und Energietransfer. Der Viererimpuls des ausgetauschten Photons $q = (\omega, \mathbf{q}) = k_i - k_f$ wird durch die Viererimpulse von ein- und auslaufendem Elektron $k_i = (\epsilon_i, \mathbf{k}_i)$ bzw. $k_f = (\epsilon_f, \mathbf{k}_f)$ bestimmt. Der Kinematik des Nukleontargets trägt der Vierervektor $P_i = (E_i, \mathbf{P}_i)$ Rechnung. In dem hier beschriebenen Zwei-Arm-Experiment wird das Rückstoßproton mit $P_f = (E_f, \mathbf{P}_f)$ in Koinzidenz mit dem gestreuten Elektron nachgewiesen. Das erzeugte Pion trägt den Viererimpuls $k_\pi = (\omega_\pi, \mathbf{k}_\pi)$.

Zur Beschreibung von Formfaktoren und Strukturfunktion erweist sich die Definition von Lorentz-Invarianten (skalare Größen, die nicht von der Wahl des Bezugssystems abhängen) als nützlich. Dazu gehören die drei Mandelstam-Variablen:

$$s = W^2 = (P_i + q)^2, \quad t = (q - k)^2, \quad u = (P_i - k)^2. \quad (2.2)$$

W ist hierbei die Schwerpunktennergie des Pion-Nukleonsystems mit den Massen m_π bzw. M . In der Elektronenstreuung ($q^2 < 0$) wird außerdem der positive Skalar $Q^2 = -q^2$ eingeführt. Da bei den hier betrachteten Prozessen die Hadronen nicht angeregt sind, $P_i^2 = m_i^2 = M^2$ und $k_\pi^2 = m_\pi^2$, gilt die Beziehung

$$s + u + t = 2M^2 + m_\pi^2 - Q^2. \quad (2.3)$$

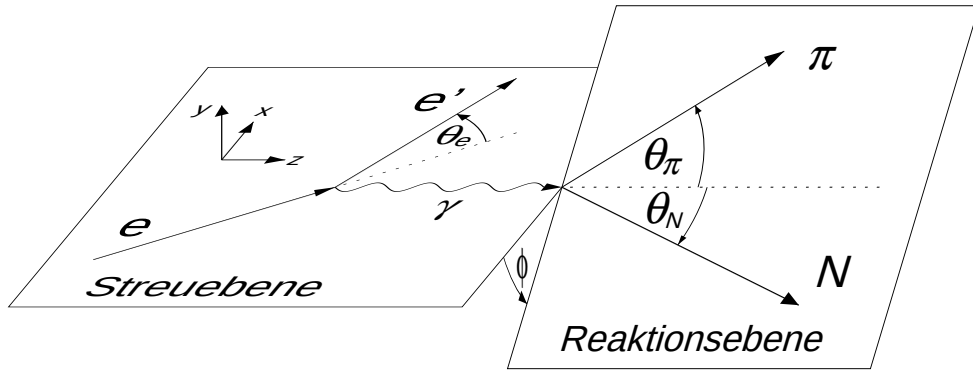


Abbildung 2.2: Kinematik der π -Elektroproduktion.

Das verwendete Koordinatensystem zeigt Abb. 2.2. Das einlaufende und das unter dem Winkel θ_e gestreute Elektron spannen die sogenannte Streuebene auf, Impulsübertrag und auslaufendes Pion die Reaktionsebene. Im folgenden werden Einheitsvektoren mit $\hat{}$ bezeichnet. Es gilt:

$$\hat{e}_x = \hat{e}_y \times \hat{e}_z, \quad \hat{e}_y = (\hat{k}_i \times \hat{k}_f) / \sin \theta_e, \quad \hat{e}_z = \hat{q}. \quad (2.4)$$

Unter Vernachlässigung der Elektronenmasse lassen sich q^2 und W schreiben als:

$$q^2 = -4\epsilon_i\epsilon_f \sin^2 \frac{\theta_e}{2} \quad (2.5)$$

$$W^2 = M^2 + q^2 + 2M(\epsilon_i - \epsilon_f). \quad (2.6)$$

Beide Größen hängen nur von dem einlaufenden und dem gestreuten Elektron ab und somit kann experimentell durch Variation von θ_e , ϵ_i und ϵ_f jede (q^2, W) -Kombination eingestellt werden. Der kleinste Wert, den W bei der Produktion von neutralen Pionen am Wasserstoff annehmen kann, ist $W_0 = m_p + m_{\pi^0} = 1073,26$ MeV. Mit $\Delta W = W - W_0$ wird die invariante Masse über der Schwelle bezeichnet.

Im Unterschied zur Produktion von Pionen mit Hilfe reeller Photonen sind die virtuellen Photonen aus diesem Streuprozess „off-mass-shell“, d.h. der Viererimpulsübertrag q^2 ist negativ und sie sind sowohl longitudinal als auch transversal polarisiert.

Der Polarisationsparameter ϵ definiert dabei den Grad der Polarisation des virtuellen Photons. Vernachlässigt man die Masse der Elektronen, so gilt:

$$\epsilon = (1 + \frac{2\mathbf{q}^2}{Q^2} \tan^2 \frac{\theta_\epsilon}{2})^{-1}. \quad (2.7)$$

Er läßt sich im wesentlichen durch den Streuwinkel einstellen und variiert, in der genannten Näherung, zwischen 1 bei Vorwärts- und 0 bei Rückwärtswinkeln. Im weiteren wird häufig zusätzlich der Grad an longitudinaler Polarisation

$$\epsilon_L = \frac{Q^2}{\omega^2} \epsilon \quad (2.8)$$

verwendet.

2.2 Definition des Wirkungsquerschnitts

Nach [bjo64] erhält man für den differentiellen Wirkungsquerschnitt des in Abb. 2.1 dargestellten exklusiven Prozesses in der Ein-Photon-Austausch-Näherung:

$$d\sigma = \frac{\epsilon_i}{k_i} \frac{m_\epsilon}{\epsilon_i} \frac{m_i}{E_i} |\mathcal{M}_{fi}|^2 \frac{m_\epsilon}{\epsilon_f} \frac{d^3 k_f}{(2\pi)^3} \frac{1}{2\omega_\pi} \frac{d^3 k_\pi}{(2\pi)^3} \frac{m_f}{E_f} \frac{d^3 P_f}{(2\pi)^3} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(P_i + q - k_\pi - P_f). \quad (2.9)$$

Nach den Feynman-Regeln wird jedes einlaufende oder auslaufende Fermion durch einen Faktor M/E , jedes Boson durch $1/2E$ berücksichtigt. Zusätzlich erhält jedes auslaufende Teilchen einen Phasenraumfaktor $d^3\mathbf{p}/(2\pi)^3$. Durch die δ -Funktion wird Impuls- und Energieerhaltung gewährleistet, die Größe ϵ_i/k_i normiert auf den Strom einfallender Teilchen. Über nicht beobachtete Spins wird im Eingangskanal gemittelt, im Ausgangskanal summiert. Alle diese Faktoren berücksichtigen nur die Kinematik, während der physikalische Prozeß allein durch das Quadrat der Übergangsamplitude $\mathcal{M}_{fi}$ beschrieben wird.

In Bornscher Näherung und unter Vernachlässigung der schwachen Wechselwirkung gilt für diese Reaktionsmatrix [ama79, ber67]:

$$\mathcal{M}_{fi} = j_\mu J^\mu \quad (2.10)$$

wobei

$$j_\mu = \bar{u}(k') \gamma_\mu u(k) \frac{e^2}{q^2} \quad (2.11)$$

den leptonischen Strom und die Propagation des virtuellen Photons und

$$J_\mu = \langle p_f p_\pi | J_\mu^{em} | p_i \rangle \quad (2.12)$$

das Matricelement des hadronischen Stromes beschreibt.

Das Quadrat des Übergangsmatricelements in Gleichung (2.9) kann als das Produkt von zwei Lorentztensoren 2. Stufe geschrieben werden, eines leptonischen Tensors

$\eta_{\mu\nu}$ und eines hadronischen Tensors $W^{\mu\nu}$. Der leptonische Teil läßt sich schreiben als:

$$\begin{aligned}\eta_{\mu\nu} &= \sum_{s_f} (\bar{u}(k_f, s_f) e \gamma_\mu u(k_i, s_i)) (\bar{u}(k_f, s_f) e \gamma_\nu u(k_i, s_i))^* \\ &= \frac{e^2}{2m_e^2} (2K_\mu K_\nu + \frac{1}{2} q^2 g_{\mu\nu} - \frac{1}{2} q_\mu q_\nu + i h \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} q^\alpha K^\beta)\end{aligned}\quad (2.13)$$

wobei $K = \frac{1}{2}(k_i + k_f)$ und $h = \boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{k}}_i$ die Helizität des einlaufenden Elektrons und $\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}$ der total antisymmetrische Tensor 4. Stufe ist. Der hadronische Tensor ist definiert als

$$W^{\mu\nu} = (m/4\pi W)^2 \langle \chi_f | J^\mu | \chi_i \rangle \langle \chi_f | J^\nu | \chi_i \rangle^* \quad (2.14)$$

mit dem Operator des hadronischen Stroms $J_\mu = (\rho, \mathbf{J})$ und den Pauli-Spinoren des hadronischen Systems im Anfangs- und Endzustand $|\chi_{i,f}\rangle$.

Damit läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Streuung unpolarisierter Elektronen an einem unpolarisiertem Target errechnen [ama79]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_f d\epsilon_f d\Omega_\pi^*} = \Gamma \frac{d\sigma_v}{d\Omega_\pi^*}, \quad (2.15)$$

wobei

$$\frac{d\sigma_v}{d\Omega_\pi^*} = \frac{d\sigma_T}{d\Omega_\pi^*} + \epsilon_L \frac{d\sigma_L}{d\Omega_\pi^*} + \sqrt{2\epsilon_L(1+\epsilon)} \frac{d\sigma_{TL}}{d\Omega_\pi^*} \cos \Phi_\pi^* + \epsilon \frac{d\sigma_{TT}}{d\Omega_\pi^*} \cos 2\Phi_\pi^* \quad (2.16)$$

der Wirkungsquerschnitt für virtuelle Photonen ist. Mit $k_\gamma = (W^2 - m_i^2)/2m_i$ wird der virtuelle Photonenfluß

$$\Gamma = \frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{\epsilon_f}{\epsilon_i} \frac{k_\gamma}{Q^2} \frac{1}{1-\epsilon} \quad (2.17)$$

ausschließlich durch Laborsystemgrößen festgelegt. Dagegen wird der Wirkungsquerschnitt der virtuellen Photonen im Schwerpunktsystem von Pion und Nukleon berechnet. Er wird in Anteile bezüglich transversaler (T) und longitudinaler (L) Polarisation, sowie in Interferenzterme (TL, TT) zerlegt.

Der Wirkungsquerschnitt kann auch mit Hilfe des hadronischen Tensors W_{ik} ausgedrückt werden:

$$\frac{d\sigma_v}{d\Omega_\pi^*} = \frac{|\mathbf{k}|}{k_\gamma^*} \left(\frac{W_{xx} + W_{yy}}{2} + \epsilon_L W_{zz} - \sqrt{2\epsilon_L(1+\epsilon)} \operatorname{Re} W_{xz} + \epsilon \frac{W_{xx} - W_{yy}}{2} \right) \quad (2.18)$$

dabei wird mit $k_\gamma^* = (m_i/W)k_\gamma$ eine „Photonäquivalentenergie“ im Schwerpunktsystem definiert. Sie gibt die Energie an, welche ein reelles Photon besitzen müßte, um zur gleichen invarianten Masse W zu führen.

Ein Vergleich der Formeln (2.16) und (2.18) motiviert die Einführung der Antwortfunktionen:

$$R_T = \frac{1}{2}(W_{xx} + W_{yy})$$

$$\begin{aligned}
R_L &= W_{zz} \\
\cos \Phi_\pi^* R_{TL} &= -\text{Re } W_{xz} \\
\cos 2\Phi_\pi^* R_{TT} &= \frac{1}{2}(W_{xx} - W_{yy})
\end{aligned} \tag{2.19}$$

Der Wirkungsquerschnitt läßt sich damit schreiben:

$$\frac{d\sigma_v}{d\Omega_\pi^*} = \frac{|\mathbf{k}|}{k_\gamma^*} \left(R_T + \epsilon_L R_L + \sqrt{2\epsilon_L(1+\epsilon)} R_{TL} \cos \Phi_\pi^* + \epsilon R_{TT} \cos 2\Phi_\pi^* \right) \tag{2.20}$$

Die Antwortfunktionen R hängen nur von Q^2 , W und θ_π^* ab. Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von Φ_π^* kommt lediglich in Form der Terme $\cos \Phi_\pi^*$ und $\cos 2\Phi_\pi^*$ in Gleichung (2.20) vor.

2.3 Multipolzerlegung

Unter der Annahme, daß nur s- und p-Wellen zur Pionproduktion beitragen, kann die Gleichung (2.20) umgeschrieben werden [dre92]. Dies ist zumindest nahe der Schwelle eine gute Näherung.

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma_v}{d\Omega_\pi^*} &= \frac{|\mathbf{k}|}{k_\gamma^*} \left\{ \mathbf{A} + \mathbf{B} \cdot \cos \theta_\pi^* + \mathbf{C} \cdot \cos^2 \theta_\pi^* \right. \\
&\quad + \mathbf{D} \cdot \sin \theta_\pi^* \cos \Phi_\pi^* + \mathbf{E} \cdot \sin^2 \theta_\pi^* \cos(2\Phi_\pi^*) \\
&\quad \left. + \mathbf{F} \cdot \sin \theta_\pi^* \cos \theta_\pi^* \cos \Phi_\pi^* \right\}
\end{aligned} \tag{2.21}$$

Die Koeffizienten A, B, C, D, E und F sind Kombinationen von s- und p-Wellen-Multipolen, die ihrerseits nur noch von Q^2 und W abhängen:

$$\begin{aligned}
\mathbf{A} &= |E_{0+}|^2 + \frac{1}{2}|2M_{1+} + M_{1-}|^2 + \frac{1}{2}|3E_{1+} - M_{1+} + M_{1-}|^2 \\
&\quad + \epsilon_L \left(|L_{0+}|^2 + 4|L_{1+}|^2 + |L_{1-}|^2 - 4\text{Re} \{L_{1+}^* L_{1-}\} \right) \\
\mathbf{B} &= 2\text{Re} \{E_{0+}^* (3E_{1+} + M_{1+} - M_{1-})\} + 2\epsilon_L \text{Re} \{L_{0+}^* (4L_{1+} + L_{1-})\} \\
\mathbf{C} &= |3E_{1+} + M_{1+} - M_{1-}|^2 - \frac{1}{2}|2M_{1+} + M_{1-}|^2 - \frac{1}{2}|3E_{1+} - M_{1+} + M_{1-}|^2 \\
&\quad + 12\epsilon_L \left(|L_{1+}|^2 + \text{Re} \{L_{1+}^* L_{1-}\} \right) \\
\mathbf{D} &= -\sqrt{2\epsilon_L(1+\epsilon)} \text{Re} \{L_{0+}^* (3E_{1+} - M_{1+} + M_{1-}) - (2L_{1+}^* - L_{1-}^*) E_{0+}\} \\
\mathbf{E} &= 3\epsilon \left(\frac{3}{2}|E_{1+}|^2 - \frac{1}{2}|M_{1+}|^2 - \text{Re} \{E_{1+}^* (M_{1+} - M_{1-}) + M_{1+}^* M_{1-}\} \right) \\
\mathbf{F} &= -6\sqrt{2\epsilon_L(1+\epsilon)} \left(L_{1+}^* (E_{1+} - M_{1+} + M_{1-}) + L_{1-}^* E_{1+} \right)
\end{aligned} \tag{2.22}$$

Kapitel 3

Experimentelle Methode

3.1 Nachweis der neutralen Pionen

Um die Reaktion $e + p \rightarrow e' + p' + \pi^0$ kinematisch vollständig zu beschreiben, ist es ausreichend, lediglich zwei der drei Teilchen im Ausgangskanal nachzuweisen und ihre drei Impulskomponenten zu messen. Dabei geht man davon aus, daß die Strahlenergie bekannt ist und das Proton im (Wasserstoff-) Target ruht. Üblicherweise wird das gestreute Elektron in einem (Magnet-) Spektrometer nachgewiesen und so der Energie- und Impulsübertrag des virtuellen Photons festgelegt.

3.1.1 Die Zerfallsphotonen

Der direkte Nachweis von neutralen Pionen ist nicht möglich, da diese Mesonen mit einer Halbwertszeit von $8,4 \times 10^{-17}$ s zum überwiegenden Teil (98,8%) in 2 Photonen zerfallen. Aber auch der indirekte Nachweis über die Zerfallsphotonen ist experimentell nicht unproblematisch. Im Ruhesystem des Pions werden die beiden Photonen isotrop unter einem Relativwinkel von 180° und mit einer Energie von 67,48 MeV ($= \frac{1}{2}m_\pi$) emittiert. Der Übergang ins Laborsystem erfolgt durch eine Lorentztransformation. Die Winkelverteilung der Photonen ist nun nicht mehr isotrop und der Relativwinkel variiert zwischen einem minimalen Öffnungswinkel, der von der Geschwindigkeit $\beta_\pi = v_\pi/c$ des Pions im Laborsystem abhängt, und 180° :

$$2 \arccos \beta_\pi \leq \Phi_{\gamma\gamma} \leq 180^\circ \quad (3.1)$$

Die Lorentztransformation bewirkt eine Fokussierung der beiden Photonen in Flugrichtung des Pions und sorgt dafür, daß kleine Öffnungswinkel bevorzugt auftreten. Trotzdem muß ein „Piondetektor“ den gesamten Raumwinkel überdecken, wenn 100% Nachweiswahrscheinlichkeit angestrebt wird. Wird der Detektor nur in Flugrichtung des Pions aufgebaut, kann häufig nur das hochenergetische Photon nachgewiesen werden. Damit ist die Reaktionskinematik nicht mehr eindeutig bestimmt. Das π^0 kann nur unter Einbeziehung zusätzlicher Annahmen identifiziert werden. Insbesondere die Abtrennung von Untergrundprozessen wie „virtueller Comptonstreuung“ und Bremsstrahlung ist nicht mehr möglich.

Zum Nachweis der Zerfallsphotonen wird häufig eine Matrix von Bleiglas-Detektoren verwendet. In dem Bleiglas (hohe Kernladungszahl Z) bilden die Photonen Elektron-Positron-Paare und diese produzieren ihrerseits in dem optisch dichten Glasmedium Čerenkov-Licht, das in Photomultipliern verstärkt und in elektrische Signale umgewandelt wird. Bei dieser Art von Detektor hängt die Nachweiswahrscheinlichkeit

sowie die Energie- und Winkelauflösung direkt von der Größe und der Segmentierung ab. An dieser Stelle kommen somit finanzielle Aspekte ins Spiel, die einen Kompromiß zwischen Effizienz und Auflösungsvermögen gebieten.

3.1.2 Das Rückstoßproton

In dem in dieser Arbeit beschriebenen Experiment wurde das Rückstoßproton verwendet, um das neutrale Pion nachzuweisen. Wie in [byc73] vorgerechnet, kann die Kinematik eines Drei-Teilchen-Endzustandes mit einem Satz von 5 invarianten Größen beschrieben werden. Lenkt man nun seinen Elektronenstrahl auf ein Target mit flüssigem Wasserstoff (siehe Abb. 3.1) und weist die beiden geladenen Teilchen im Ausgangskanal in hochauflösenden Magnetspektrometern nach, so hat man mit den jeweils drei Impulskomponenten von Elektron und Proton sogar 6 unabhängige Meßgrößen zur Verfügung. Das Pion kann demnach anhand der Energie- und Impulsbilanz (bzw. Massenbilanz oder „missing mass“) der Reaktion identifiziert werden. In Kapitel 6.3 wird diese Methode auf die vorliegenden Daten angewendet.

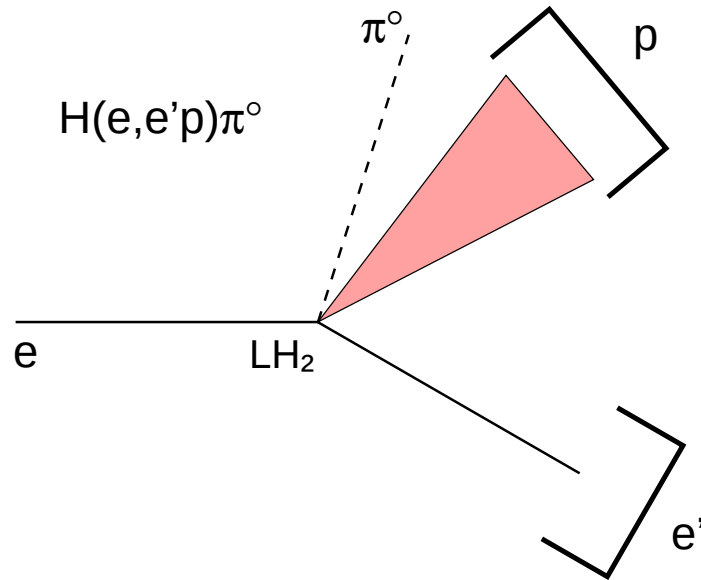


Abbildung 3.1: Diese Figur veranschaulicht die π^0 -Nachweismethode. Der Elektronenstrahl wird auf das Target mit flüssigem Wasserstoff LH_2 gelenkt. Die beiden geladenen Teilchen im Ausgangskanal werden in hochauflösenden Magnetspektrometern nachgewiesen. Durch die Messung der drei Impulskomponenten von Elektron und Proton stehen 6 unabhängige Meßgrößen zur Verfügung und das neutrale Pion kann anhand der Massenbilanz („missing mass“) identifiziert werden.

Von der Methode, das gestreute Elektron und das Rückstoßproton in Magnetspektrometern nachzuweisen, um das neutrale Pion zu identifizieren, wurde bereits in den 70er Jahren bei den Experimenten zur π^0 -Elektroproduktion an DESY Gebrauch gemacht [alb71].

Diese Nachweismethode bietet für den hier behandelten Fall der Schwellenproduktion von neutralen Pionen einen großen Vorteil. Pionproduktion an der Schwelle bedeutet, daß Proton und Pion in ihrem Schwerpunktsystem einen kleinen Impuls aufweisen (Abb. 3.2). Beim Übergang in das Laborsystem bewirkt der Impulsübertrag des virtuellen Photons eine starke Fokussierung der Rückstoßprotonen. Die Winkel- und Impulsakzeptanz der Mainzer Spektrometer (Abb. 4.1) erlaubt es somit, den gesamten Winkelbereich im Schwerpunktsystem von Proton und Pion von der Schwelle bis 4 MeV (invariante Masse) darüber gleichzeitig zu messen. Abb. 3.3 verdeutlicht für die verwendete Kinematik den Zusammenhang zwischen den Winkeln im Schwerpunktsystem und der invarianten Masse und den Impulsen und Winkeln der Protonen im Laborsystem.

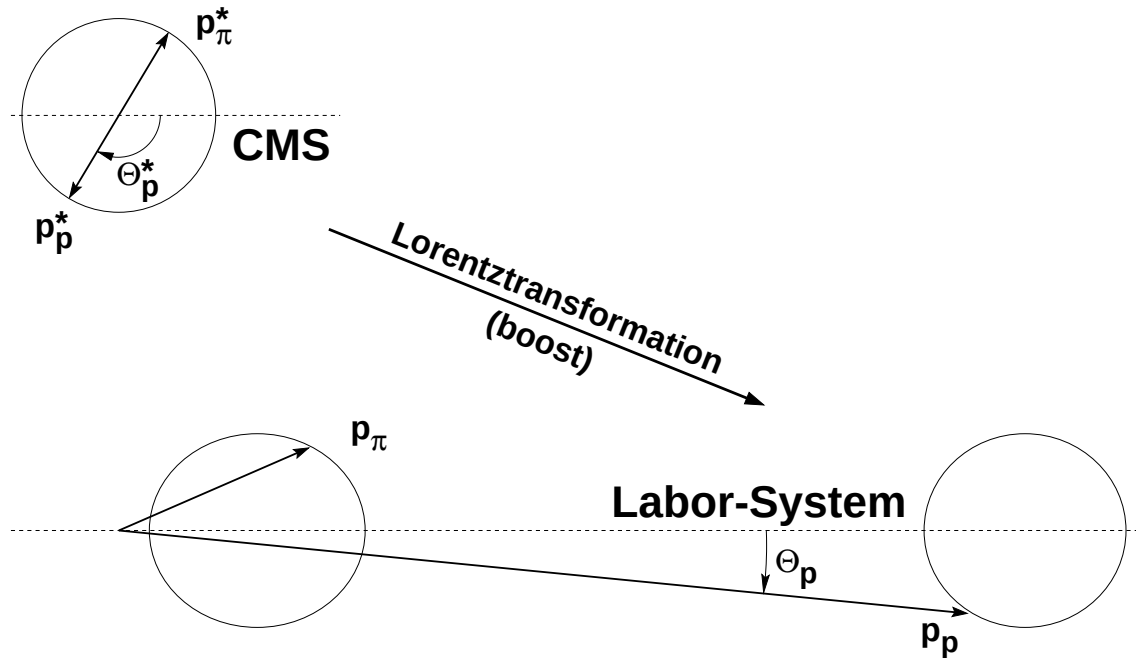


Abbildung 3.2: Diese Skizze zeigt den Übergang vom Schwerpunktsystem (CMS: engl. center-of-mass system) in das Laborsystem für die π^0 -Produktion. Variiert man den Polarwinkel θ_p^* , so überstreicht die Spitze des Impulsvektors im Schwerpunktsystem einen Kreis und im Laborsystem eine Ellipse. Die Stärke der Deformation und die Verschiebung der Ellipse hängt von der Masse des Teilchens ab. An der Schwelle sind die Impulse der Teilchen im Schwerpunktsystem klein gegen den Impulsübertrag des virtuellen Photons. Dadurch werden insbesondere die Rückstoßprotonen stark fokussiert.

In Abb. 3.2 ist außerdem gezeigt, daß der Impulsübertrag der virtuellen Photonen die Pionen wesentlich weniger fokussiert als die Protonen. Das liegt an der kleineren Masse der Pionen. Für die verwendete Kinematik ergeben sich etwa 90° für den Öffnungswinkel der Pionen im Vergleich zu 10° für Protonen. Diese Tatsache erschwert zusätzlich die in Kapitel 3.1.1 beschriebene π^0 -Nachweismethode.

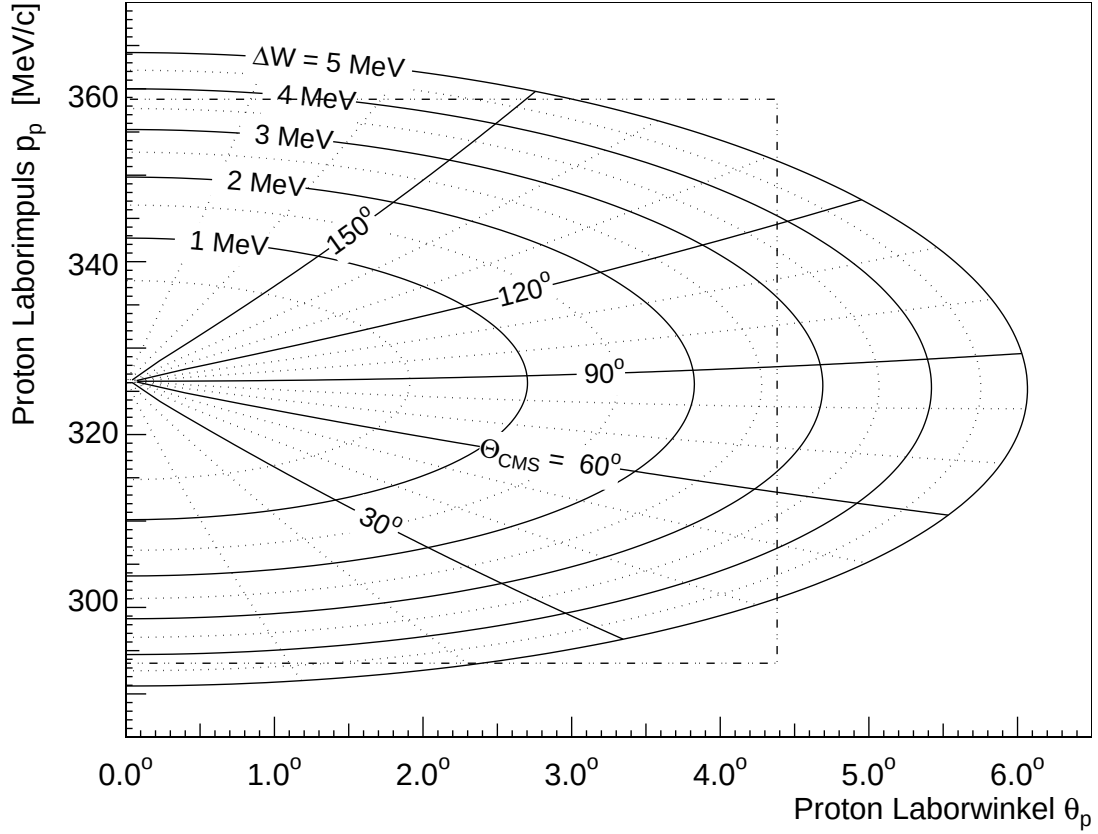


Abbildung 3.3: Kinematik für den Impulsübertrag $Q^2 = 0, 1 \text{ (GeV/c)}^2$. Aufgetragen ist der Impuls der Protonen gegen den Winkel zwischen den auslaufenden Protonen und der Richtung des Impulsübertrags im Laborsystem. Die Linien für gleiche invariante Massen über der Schwelle ΔW sind eingezeichnet, ebenso die Polarwinkel der Pionen im Schwerpunktsystem. Das Rechteck deutet die Akzeptanz der Spektrometer an.

3.2 Trennung der Anteile im Wirkungsquerschnitt

Wie in Kapitel 3.1.2 beschrieben, kann bei der vorliegenden Schwellenproduktion von neutralen Pionen der gesamte Winkelbereich im Schwerpunktsystem von Nukleon und Pion nachgewiesen werden. Damit sind alle Anteile des Wirkungsquerschnitts in Gleichung (2.16) zugänglich.

3.2.1 Die Interferenzterme

Die beiden Interferenzanteile σ_{TL} und σ_{TT} in (2.16) hängen genau wie der longitudinale und transversale Anteil σ_L und σ_T nur von Q^2 , W und θ_π^* ab. Der Azimutwinkel Φ_π^* kommt lediglich in der Gleichung selbst vor, in Form der Terme $\cos \Phi_\pi^*$ und

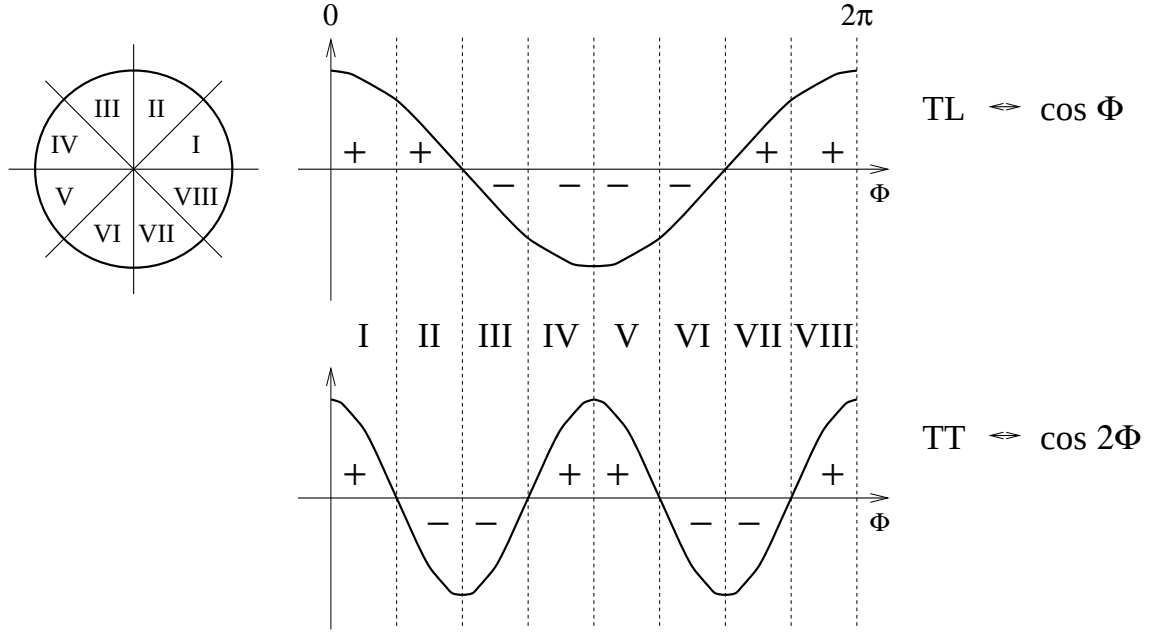


Abbildung 3.4: Zur Trennung der Interferenzterme im Wirkungsquerschnitt wird der Bereich des Winkels $\Phi_\pi^* = 0$ bis 2π in Oktanten eingeteilt. Jeder Achtelkreis wird mit einem Vorzeichen versehen, das dem Verlauf der Winkelfunktionen $\cos \Phi$ bzw. $\cos 2\Phi$ entspricht. Bildet man eine (mit den Vorzeichen) gewichtete Summe des Wirkungsquerschnitts, bleibt nur der gewünschte Interferenzanteil übrig, während die anderen Anteile verschwinden.

$\cos 2\Phi_\pi^*$. Diese Cosinus-Abhängigkeit kann nun ausgenutzt werden, den TL-Term und den TT-Term im Wirkungsquerschnitt abzutrennen. Dazu wird der Bereich des Winkels $\Phi_\pi^* = 0$ bis 2π in Oktanten eingeteilt und jeder dieser Achtelkreise mit einem Vorzeichen versehen, das dem Verlauf der Winkelfunktionen $\cos \Phi$ bzw. $\cos 2\Phi$ entspricht. Man kann sich anhand von Abb. 3.4 leicht davon überzeugen, daß bei einer (mit den Vorzeichen) gewichteten Summe des Wirkungsquerschnitts nur der gewünschte Interferenzanteil übrig bleibt, während die anderen Anteile verschwinden.

3.2.2 Rosenbluth-Separation

Ähnlich, wie in Kapitel 3.2.1 beschrieben, kann die Winkelabhängigkeit der Interferenzanteile ausgenutzt werden, um den longitudinalen und transversalen Wirkungsquerschnitt in Gleichung (2.16) zu separieren. Dazu muß der Wirkungsquerschnitt lediglich über den Winkel Φ_π^* integriert werden. Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist dann nicht mehr vom Azimutwinkel abhängig und läßt sich folgendermaßen schreiben:

$$\frac{d\sigma_V}{d\Omega_\pi^*} = \frac{d\sigma_T}{d\Omega_\pi^*} + \epsilon_L \frac{d\sigma_L}{d\Omega_\pi^*} \quad (3.2)$$

$Q^2 = 0,1 \text{ (GeV/c)}^2, \quad W = 1073,24 \text{ MeV}$							
	ϵ	ϵ_L	E_i	E_f	Θ_ϵ	$ p_p $	Θ_p
			MeV	MeV	Grad	MeV	Grad
I	0,885	13,87	855	657	24,4	326	46,6
II	0,713	11,18	555	357	41,6		39,5
III	0,529	8,29	435	237	59,0		33,0

Tabelle 3.1: Kinematische Parameter der durchgeführten Experimente

Durch Variation von ϵ_L bzw. dem dazu äquivalenten ϵ lassen sich somit aus diesem linearen Zusammenhang σ_T und σ_L bestimmen. Dazu wird eine Gerade an die Daten angepaßt. Dieses Verfahren entspricht der in (e,e')-Experimenten häufig durchgeführten Rosenbluth-Separation [ros50].

Um die beiden Anteile mit hoher Präzision bestimmen zu können, wählt man den Variationsbereich des Parameters ϵ möglichst groß. Geometrische und apparative Randbedingungen der Drei-Spektrometer-Anlage an MAMI geben den experimentell zugänglichen Bereich vor:

- Die Maximalenergie des Beschleunigers ($E_{max} = 855 \text{ MeV}$) bildet die Begrenzung bei großen Werten von ϵ
- Da zum Zeitpunkt der Datennahme das dritte Spektrometer (C) noch nicht zur Verfügung stand, konnten nur Elektronenstreuwinkel $< 62 \text{ Grad}$ angefahren werden. Daraus ergab sich eine Einschränkung für kleine ϵ .

Für die Rosenbluth-Separation wurden drei Datenpunkte genommen, deren kinematische Parameter in Tabelle 3.1 zusammengefaßt sind.

Kapitel 4

Die Drei-Spektrometer-Anlage

Die Experimente zur π^0 -Elektroproduktion wurden an dem Dauerstrichelektronenbeschleuniger MAMI (Mainzer Mikrotron) am Institut für Kernphysik der Universität Mainz durchgeführt. Dieser Beschleuniger ist nach dem Prinzip des Rennbahnmikrotrons aufgebaut und liefert einen kontinuierlichen Elektronenstrahl mit einer Energie von maximal 880 MeV und Strömen von bis zu 107 μA .

Daran angeschlossen ist die Drei-Spektrometer-Anlage der A1-Kollaboration, in der vielfältige Zweifach- und Dreifach-Koinzidenzexperimente mit Elektronen stattfinden. [jah96] gibt hierzu einen Überblick.

4.1 Die Magnetspektrometer

Ein wesentlicher Bestandteil der Anlage (Abb. 4.1) sind drei hochauflösende Magnetspektrometer. Diese können auf einem Drehkranz bewegt werden, in dessen Zentrum sich das Target befindet. Das gestreute Elektron sowie die bei der Reaktion erzeugten geladenen Teilchen werden in den Spektrometern impuls- und winkelsepariert nachgewiesen. In Tabelle 4.1 sind ihre wichtigsten Eigenschaften zusammengefaßt.

Bei den Spektrometern A und C kommt eine QSDD-Konfiguration der magnetoptischen Elemente zum Einsatz. Den dispersiven Elementen (zwei homogene Dipolmagneten) sind jeweils ein Quadrupol und ein Sextupol vorgeschaltet. Damit wird eine Vergrößerung der Winkelakzeptanz und die Korrektur von Abbildungsfehlern zweiter Ordnung (sphärische Aberration) erreicht.

Spektrometer B wurde in Hinblick auf den Nachweis des gestreuten Elektrons optimiert. Die Forderung nach einem hohen Maximalimpuls von 870 MeV/c, das gute Vertex-Auflösungsvermögen und die extrem schlanke Bauweise (zur Erreichung kleiner Vorwärtswinkel) führten zum Entwurf eines „clam-shell“-Magnetens. Allerdings ist die Streuwinkelakzeptanz wesentlich kleiner als bei den beiden anderen Spektrometern.

4.2 Die Spektrometerdetektoren

Alle drei Spektrometer sind mit einem nahezu identischen Satz von Detektoren ausgestattet. Abb. 4.2 zeigt einen Blick auf das Abschirmhaus von Spektrometer A bei geöffneten Toren. Unmittelbar über den Vakuumabschlußfenster befindet sich der Spurdetektor. Er besteht aus vier Ebenen von vertikalen Driftkammern und dient der Rekonstruktion der Teilchenbahn in der Fokalebene. Es schließen sich die

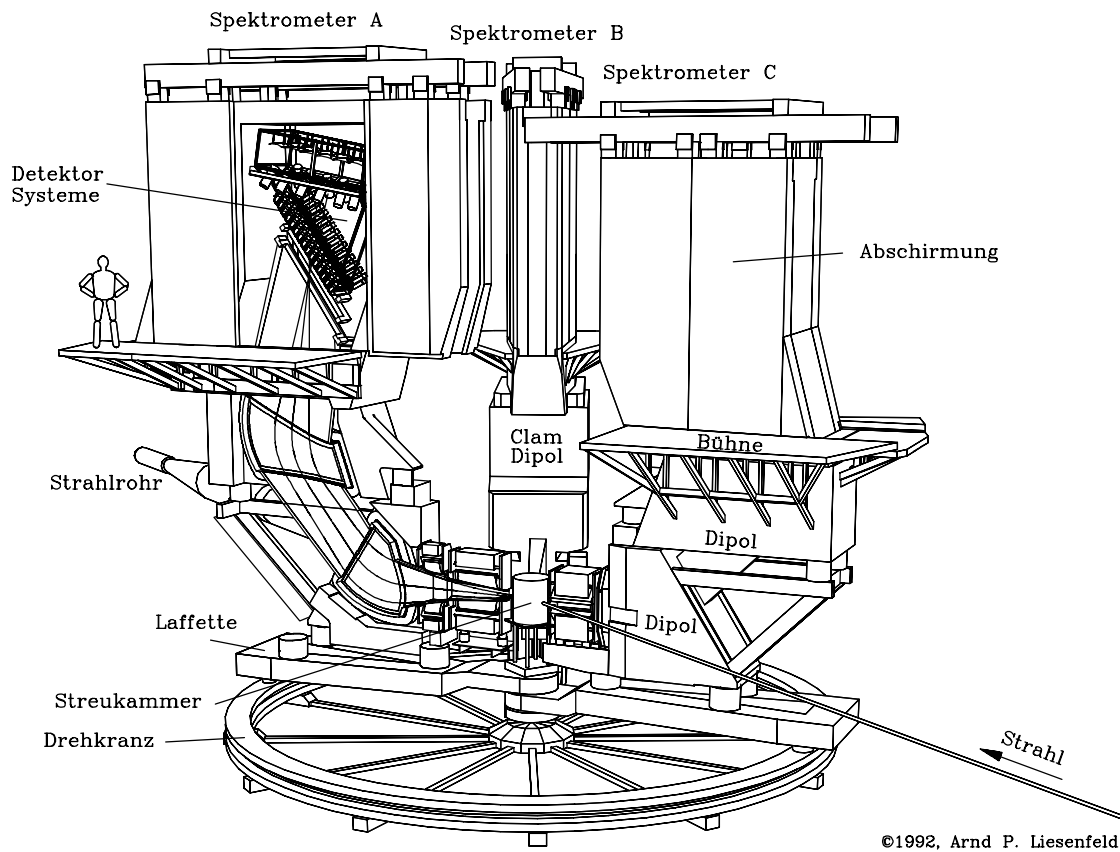


Abbildung 4.1: Die Drei-Spektrometer-Anlage.

Spektrometer		A	B	C
Konfiguration		QSDD	D	QSDD
Maximaler Impuls	[MeV/c]	735	870	551
Raumwinkel	[msr]	28	5.6	28
Streuwinkelbereich				
minimaler Winkel		18^0	7^0	18^0
maximaler Winkel		160^0	62^0	160^0
Impulsakzeptanz	[%]	20	15	25
Winkelakzeptanzen				
dispersive Ebene	[mrad]	± 70	± 70	± 70
nichtdispersive Ebene	[mrad]	± 100	± 20	± 100
Langes-Target-Akzeptanz	[mm]	50	50	50
Länge der Zentralbahn	[m]	10,75	12,03	8,53
Impulsaufösungsvermögen		10^{-4}	10^{-4}	10^{-4}
Winkelaufösung am Target	[mrad]	≤ 3	≤ 3	≤ 3
Ortsaufösung am Target	[mm]	3 – 5	1	3 – 5

Tabelle 4.1: Eigenschaften der drei Magnetspektrometer.

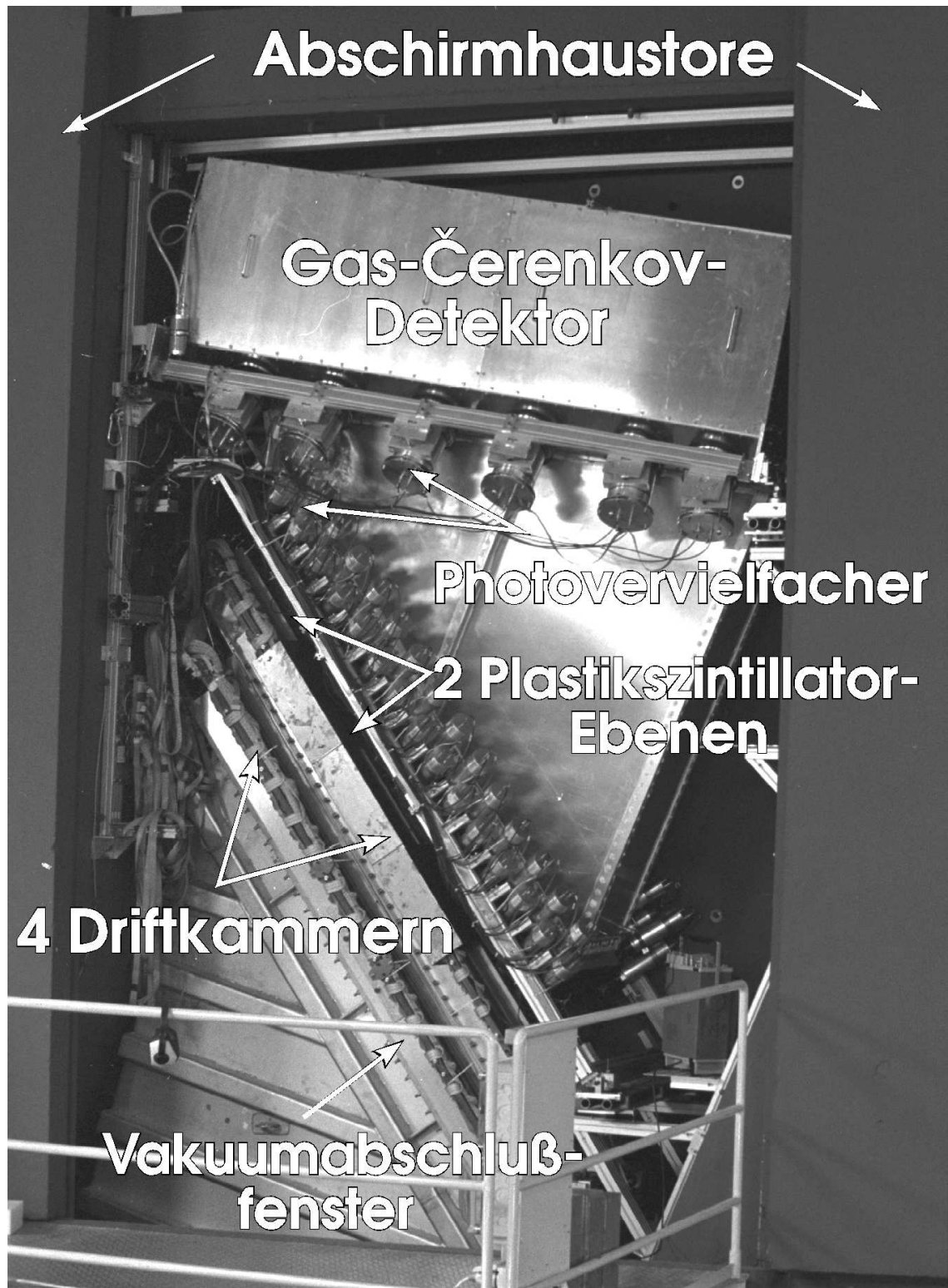


Abbildung 4.2: Die Spektrometerdetektoren. Unmittelbar über den Vakuumfenstern befindet sich der Spurdetektor (vier vertikale Driftkammern). Es schließen sich die Triggerdetektoren an (Plastiksintillatoren und ein Gas-Čerenkovdetektor).

Auflösung	$\sigma_x / \mu\text{m}$	$\sigma_\theta / \text{mrad}$	$\sigma_y / \mu\text{m}$	$\sigma_\phi / \text{mrad}$
gefordert	160	0,770	670	1,47
gemessen	94	0,220	260	1,49

Tabelle 4.2: Anforderungen an das Auflösungsvermögen der Spurdetektoren von Spektrometer A und die gemessene intrinsische Auflösung [era93] für Elektronen mit einer Energie von 495 MeV.

Triggerdetektoren an. Mit Hilfe der beiden Ebenen von Plastiksziellatoren und des Gas-Čerenkovdetektors lassen sich der Zeitpunkt des Ereignisses festlegen sowie die Teilchensorte identifizieren.

4.2.1 Die Spurdetektoren

Die Spurdetektoren dienen der Rekonstruktion der Teilchenbahn in der Fokalebene. Im Falle der Mainzer Spektrometer gebot die Größe der Nachweisfläche den Einsatz von Drahtkammern. Die hohen Anforderungen an das Auflösungsvermögen der Spurdetektoren (siehe Tabelle 4.2) und die speziellen geometrischen Gegebenheiten führten weiter zum Entwurf von vertikalen Driftkammern.

Aufbau, Inbetriebnahme und Eichung des Spurdetektors von Spektrometer A bildeten den apparativen Schwerpunkt der hier vorgelegten Arbeit. Spektrometer A wurde bereits Ende 1992 als erstes der drei Spektrometer in Betrieb genommen. Seit dieser Zeit verrichten die Driftkammern äußerst zuverlässig ihren Dienst. Dabei sind sie nicht nur die größten, was die sensitive Fläche angeht, sie wurden auch als einzige in allen physikalischen Experimenten eingesetzt. Da Spektrometer A meist zum Nachweis von Protonen verwendet wurde, waren die Spurdetektoren zusätzlich besonderen Belastungen und hohen Raten ausgesetzt.

Die Grundlagen für den Bau und den Betrieb von vertikalen Driftkammern finden sich in [dis90]. Fast alle der dort beschriebenen konstruktiven Details für einen Prototyp sind ebenfalls für die *großen* Spurdetektoren gültig. Mit Elektronen der Energie 495 MeV wurden die intrinsischen Auflösungen des Spurdetektors von Spektrometer A bestimmt (siehe Abb. 4.3). Die Ergebnisse sind Tabelle 4.2 zusammengefaßt. Die Ansprechwahrscheinlichkeit dieses Driftkammerdetektors ist besser als 99,9% [era93].

Driftkammern waren wiederholt das Thema von Diplom- und Doktorarbeiten in der Detektorgruppe der A1-Kollaboration. In [hei93] wurden weitere Gaszusammensetzungen und Feldkonfigurationen und ihre Auswirkung auf die Effizienz und Auflösung von vertikalen Driftkammern untersucht. Die Inbetriebnahme der Driftkammern von Spektrometer A ist in [era93] beschrieben. Thema von [kah93] war der Aufbau der vertikalen Driftkammern für Spektrometer C. In [fri95] wurden die Akzeptanzmessungen mit Spektrometer A und der Einfluß der Spurdetektoren auf die Akzeptanz ausführlich diskutiert. Schließlich war der Entwurf der Spurdetektoren

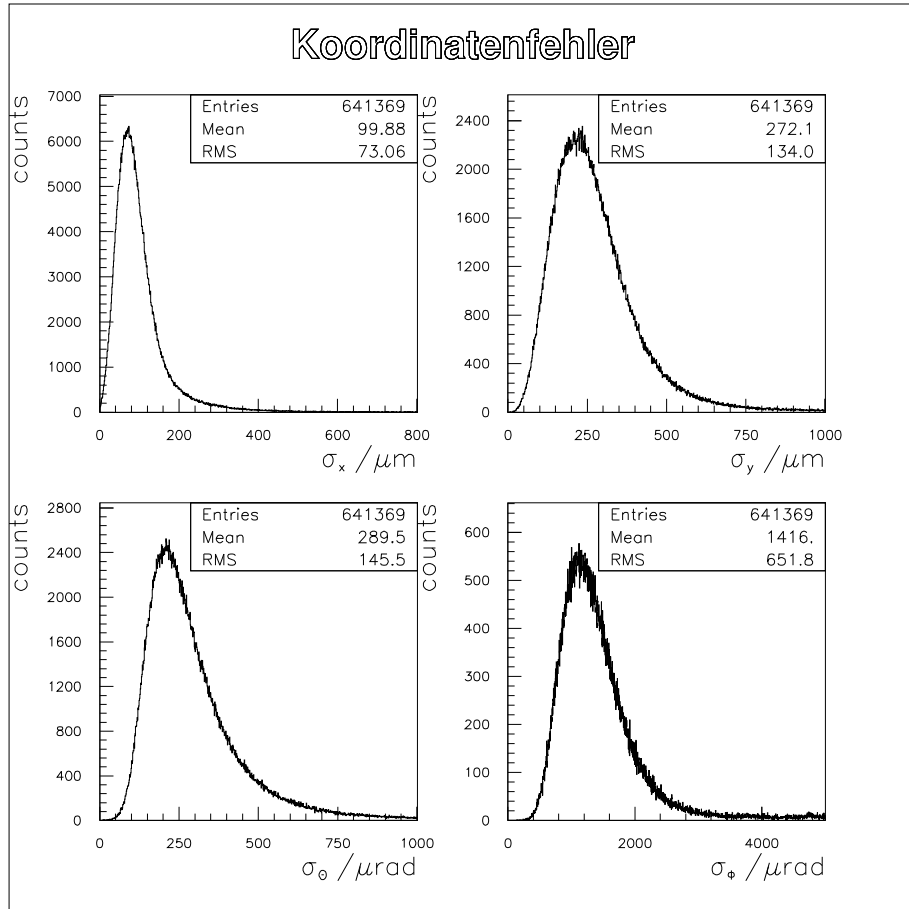


Abbildung 4.3: Die intrinsische Auflösung des Spurdetektors von Spektrometer A wurde mit Elektronen der Energie 495 MeV bestimmt. Die gezeigten Häufigkeitsverteilungen ergeben sich aus dem Fehler der Spurrekonstruktion (siehe Kapitel 5.1.2).

Thema einer Doktorarbeit [sau95]. Dort findet sich außerdem eine Zusammenfassung aller genannten Arbeiten.

4.2.2 Die Szintillationszähler

Mit Hilfe der Szintillationszähler werden die experimentell relevanten Teilchen identifiziert und von einer Vielzahl von Untergrundereignissen abgetrennt. Zusätzlich kann der exakte Durchtrittszeitpunkt der Teilchen im Detektorsystem bestimmt und so der Anteil an zufälligen Koinzidenzen, die vom Strahlungsuntergrund der Halle, aus der kosmischen Strahlung oder von Konkurrenzprozessen herrühren, wesentlich vermindert werden. Außerdem erlaubt die Messung des Energieverlustes in den Szintillatoren die Trennung verschiedener Teilchensorten (insbesondere von Protonen und Pionen).

Zwei Ebenen von Plastiksintillatoren sind unmittelbar hinter den Spurdetektoren

angebracht und überdecken die gesamte Akzeptanz der Spektrometer. Beide Ebenen sind segmentiert (14 bzw. 15 Einzeldetektoren) und werden beidseitig durch Photomultiplier ausgelesen. Die erste, 3 mm dicke Ebene, wird in der Regel nur zur Bestimmung des Energieverlustes benutzt und heißt deshalb auch ΔE -Ebene. Die darauf folgende ist 10 mm dick und wird auf Grund ihrer Verwendung zur Zeitbestimmung als „Time-of-Flight“- oder kurz ToF-Ebene bezeichnet. Der Entwurf, der Bau und die Eichung der Szintillationszähler ist ausführlich in [ric94] beschrieben.

Wird das Spektrometer für den Nachweis von niederenergetischen Protonen verwendet, dann muß die Bestimmung des Triggerzeitpunktes von der ΔE -Ebene übernommen werden. Dies war in den hier beschriebenen Experimenten der Fall. Durch die Verwendung der dünnen Szintillatorebene verschlechtert sich die Koinzidenzzeitauflösung geringfügig von 800 ps auf etwa 1 ns (FWHM).

4.2.3 Der Gas-Čerenkovdetektor

In dem Impulsbereich, für den die Drei-Spektrometer-Anlage ausgelegt ist, sind sowohl Elektronen als auch Pionen minimalionisierend und können nicht auf Grund ihres Energieverlustes in den Szintillatorebenen unterschieden werden. Eine Diskriminierung mit Hilfe der Flugzeit ist wegen der begrenzten Flugstrecke im Abschirmhaus nicht möglich. Auch eine Unterscheidung anhand der Interspektrometer-Flugzeit (kinematische Koinzidenzen) entfällt für Impulse oberhalb von etwa 250 MeV/c. Es bleibt die Diskrimination von e^+ , e^- gegen π^+ , π^- mittels eines Gas-Čerenkovdetektors.

Die Čerenkovdetektoren nehmen mit etwa 4 Kubikmetern den meisten Platz in den Abschirmhäusern ein und haben damit deren Abmessungen bestimmt. Als Radiatargas kommt Freon 114 zum Einsatz. Sein Brechungsindex von $n=1,0011$ führt zu einer Čerenkovschwelle von 9 MeV/c für Elektronen und 2,5 GeV/c für Pionen. In dem hier relevanten Impulsbereich erzeugen also nur Elektronen ein Signal.

Das im Radiator erzeugte Čerenkovlicht wird über ein System von 12 (bei Spektrometer A und C) bzw. 5 (bei B) Spiegeln und speziellen Lichtsammeltrichtern auf großflächige Photomultiplier gelenkt. Alle Komponenten sind hinsichtlich ihrer Effizienz bis weit in den hinein UV-Bereich optimiert. So kann eine Ansprechwahrscheinlichkeit des Gas-Čerenkovdetektors über die gesamte Spektrometerakzeptanz von nahezu 100% erreicht werden. Das System ist ausführlich in [liesen] beschrieben.

4.3 Das Wasserstofftarget

Für die Experimente zur Pionproduktion am Proton wurde ein Flüssigwasserstofftargetsystem verwendet, das in Hinblick auf hohe nutzbare Strahlströme entwickelt und gebaut wurde [sch94]. Zur Kühlung wird eine Philips-Stirling-Maschine eingesetzt, die eine maximale Kühlleistung von 75 W bei 20 K besitzt. Über eine Transferleitung wird flüssiger Wasserstoff zur Streukammer transportiert, in der sich das eigentliche

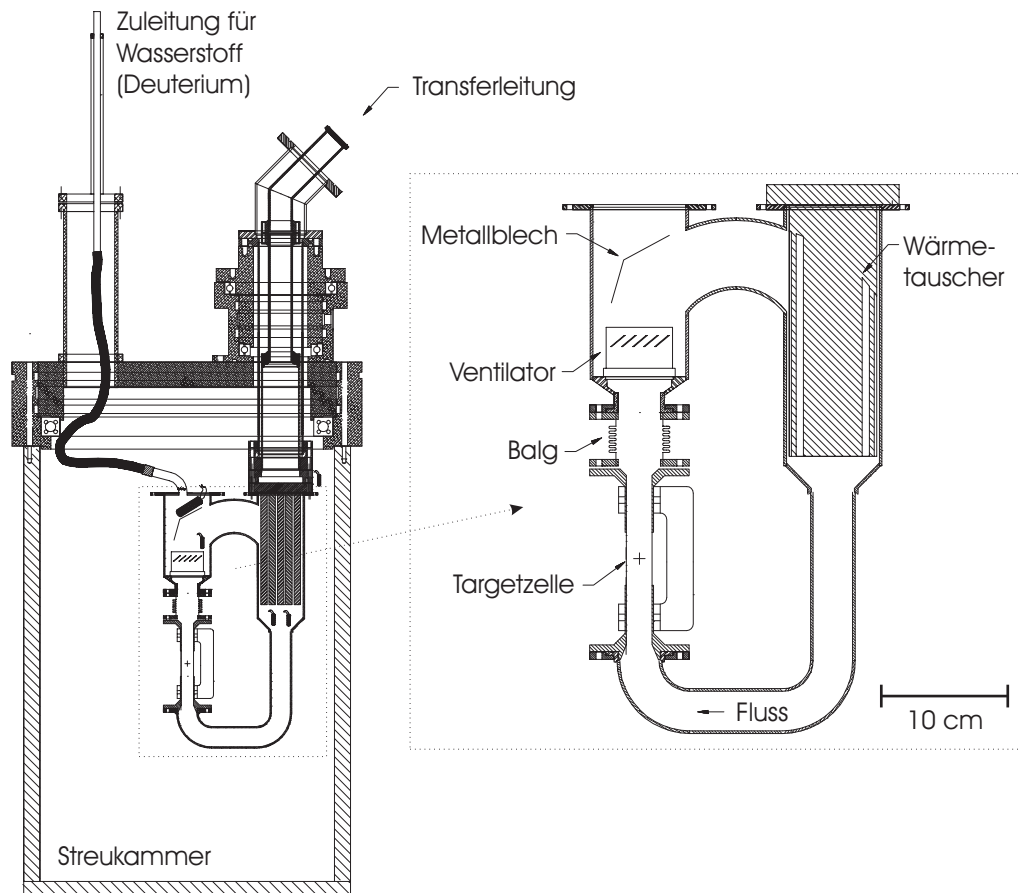


Abbildung 4.4: Das Hochleistungskryotargetsystem. Links ist ein Schnittbild der Streukammer zu sehen. Über eine Transferleitung wird flüssiger Wasserstoff zur Streukammer transportiert, in der sich das eigentliche Wasserstofftarget befindet. In diesem Kreislauf (rechts) wird das flüssige Targetmaterial mittels eines internen Rotors umgewälzt. Die Targetzelle hat einen Durchmesser von 2 cm.

Wasserstofftarget in einem zweiten Kreislauf befindet (siehe Abb. 4.4). Dort stehen dann noch etwa 50 W Kühlleistung zur Verfügung.

Energieverlustrechnungen zeigen, daß ein Elektronenstrahl im Energiebereich zwischen 250 MeV und 1 GeV etwa 0,9 W Wärmeleistung pro 1 μA Strahlstrom in 2 cm flüssigem Wasserstoff (entspricht dem Durchmesser der verwendeten Zelle) deponiert. Um lokale Überhitzung und eventuelle Blasenbildung zu verhindern, wird die Flüssigwasserstoffprobe mittels eines internen Ventilators umgewälzt. Eine Temperaturstabilisierung erfolgt mit Hilfe von Sensoren und Heizwiderständen.

Bedingt durch die gute Fokussierung des MAMI Elektronenstrahls kommt es bei Strahlströmen von mehr als 10 μA trotz der forcierten Zirkulation zu lokalen Überhitzungen und dadurch zu Dichteschwankungen. Um trotzdem höhere Luminositäten zu erreichen, wurde ein schneller Strahlwedler mit Positionsrückmeldung entwickelt [wil93]. Mit seiner Hilfe wird der Strahl periodisch mit Frequenzen von 2-3 kHz ab-

gelenkt und überstreicht dabei eine Fläche von etwa einem Quadratzentimeter. Die Ablenkspannungen werden digitalisiert und stehen für jedes Ereignis als Lageinformation zur Verfügung. Mit Eichmessungen wird der Zusammenhang zwischen der Strahlposition und den Ablenkspannungen ermittelt und kann bei der Rekonstruktion des Reaktionsorts verwendet werden.

Da Flüssigwasserstofftargets bei geringerem Druck betrieben werden als von der Massenbelegung vergleichbare Gastargets, konnte die Dicke der in beiden Fällen notwendigen Targetwand minimiert werden. Das beschriebene System besitzt Zellwände aus nur $7,5\text{ }\mu\text{m}$ dickem Havar, einer Eisen-Nickel-Legierung. Damit tragen Reaktionen in den Wänden nur in geringem Maße zum Untergrund bei.

4.4 Trigger- und Koinzidenzelektronik

Die Koinzidenzelektronik ist dafür verantwortlich, physikalisch sinnvolle Ereignisse zu erkennen, sowie die selektive Verarbeitung und die Archivierung der Daten einzuleiten. Dabei beruht das Konzept der Koinzidenzlogik und der Datenaufnahme auf folgenden Prinzipien:

- die Teilchen werden auf den einzelnen Spektrometern getrennt identifiziert
- diese Triggerinformation wird in einer zentralen Koinzidenzlogik zusammengeführt
- zusammengehörige Ereignisse werden erkannt und gekennzeichnet
- die Datenerfassung erfolgt mit mehreren Rechnern („Frontend Computern“) auf dem jeweiligen Spektrometer

Mit der Triggerelektronik werden die Daten der Szintillationszähler (Kapitel 4.2.2) verarbeitet. In Abb. 4.5 sind ihre Komponenten am Beispiel von Spektrometer A gezeigt. Die Elektronik auf den anderen Spektrometern ist gleichartig aufgebaut. Zur Funktionsweise: Die analogen Signale der Photomultiplier werden auf Leading-Edge-Diskriminatoren gegeben. Um Detektorrauschen zu unterdrücken, wird das Ansprechen beider Seiten (links und rechts) eines Segmentes jeder der beiden Szintillationsebenen (ΔE und ToF) gefordert. Eine Ausnahme stellt der vorliegende Fall der Schwellenproduktion von neutralen Pionen dar. Um langsame Protonen sicher nachweisen zu können, wird auf die Koinzidenz zwischen ΔE und ToF verzichtet und nur ein Signal von der ΔE -Ebene gefordert.

Eine Änderung der Koinzidenzbedingung erfolgt mit Hilfe der Logikeinheit („programmable logic unit“, PLU). Dort kann bei Bedarf auch ein Vetosignal des Čerenkov-Detektors verarbeitet werden. Der Ausgang dieser *lokalen* PLU wird der *zentralen* Koinzidenzlogik zugeführt. Hier laufen die Triggerinformationen von allen drei Spektrometern zusammen, außerdem der Status („microBusy“) der verschiedenen Frontend Rechner. Die zentrale Logikeinheit läßt, je nach Programmierung, Einarm-Ereignisse („singles“) und Koinzidenzen zu. Sie überprüft gleichzeitig, ob der Rechner auf dem jeweiligen Spektrometer in der Lage ist, Daten auszulesen. Sind alle

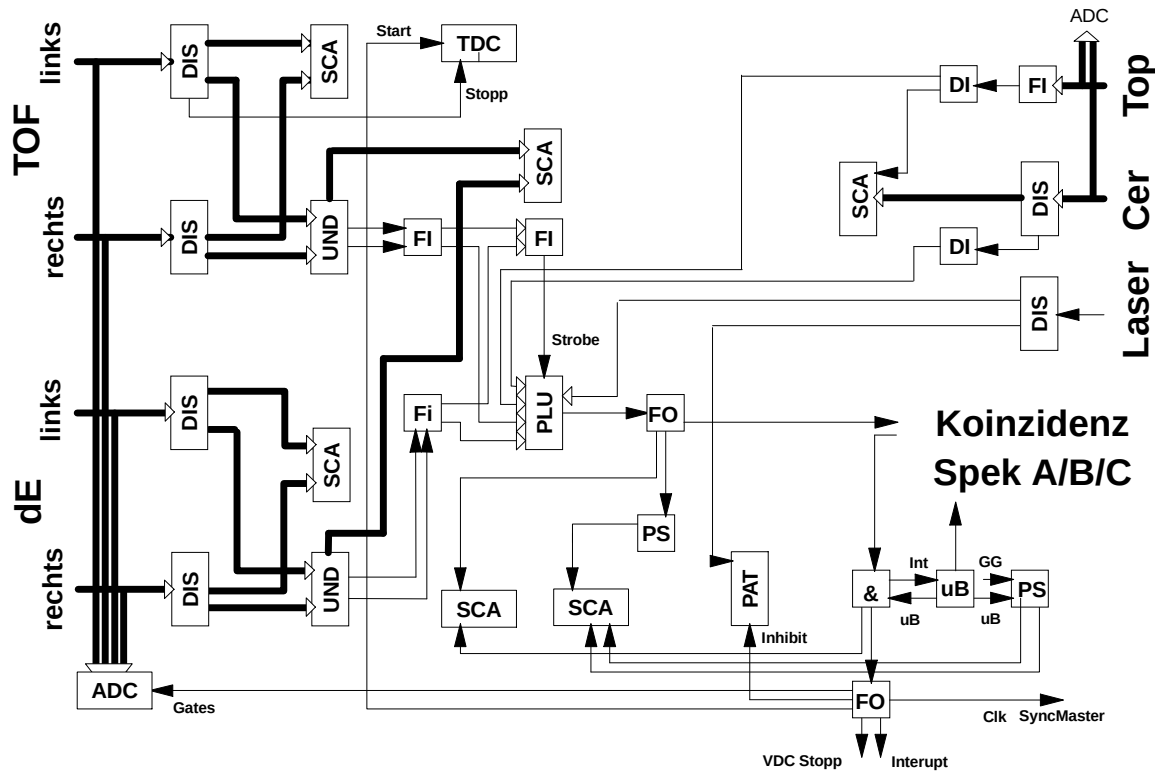


Abbildung 4.5: Die Triggerlogik am Beispiel von Spektrometer A. Legende: dE, ToF: Photomultiplier-Signale dE-/ToF-Ebene; Cer, Top: Photomultiplier-Signale Čerenkov- bzw. Topdetektor; ADC: analog to digital converter; TDC: time to digital converter, DIS/DI: Diskriminator, SCA: Zähler (scaler), UND/ODER/&: Logikmodule, PLU: Programmable Logic Unit; FI, FO: Fan-In/Fan-Out, PAT: Bitregister (pattern unit), μ B: Verriegelung (microBusy); PS: Untersetzer (prescaler); Clk: Taktgeber (clock).

Bedingungen erfüllt, gibt die Koinzidenz-PLU eine Rückmeldung an die betroffenen Spektrometer und löst dort den VDC-Stopp, den Auslesebefehl für den Frontend-Rechner („interrupt“) und die Verriegelung der Spektrometerdetektorelektronik aus. Damit stehen die betreffenden Spektrometer für weitere Ereignisse nicht mehr zur Verfügung bis die Auslese abgeschlossen ist.

Die Ausgänge der Koinzidenzelektronik werden einem „Eventbuildermodul“ zugeführt, das die Aufgabe hat, zusammengehörige Ereignisse eindeutig zu kennzeichnen. Das Modul generiert eine fortlaufende Nummer (13 Bit Breite) für alle Ereignisse, bei denen die zentrale Logikeinheit ein Gültigkeitssignal geliefert hat. Gleichzeitig wird die Totzeitinformation mit einer einstellbaren Taktrate (meist 100 kHz) abhängig vom Ereignistyp (Einarm-Ereignis, Koinzidenz AB, etc.) generiert und in 24-Bit Zählern registriert. Dadurch ist es bei der Experimentauswertung möglich, Rechnertotzeiten für bestimmte Kombinationen von Ereignissen getrennt zu korrigieren. Die Totzeitzeit der Koinzidenzelektronik beträgt 500 ps, die für alle Ereignisse (einschließlich der ungültigen) berücksichtigt werden muß.

Weitere Einzelheiten zum Thema Szintillationszähler und Koinzidenzelektronik finden sich in [ric94].

4.5 Die Datenerfassung und Experimentsteuerung

Die Datenerfassung und Experimentsteuerung erfolgt an der Drei-Spektrometer-Anlage mit einem verteilten Rechnersystem. Insbesondere ist jedes der Spektrometer mit einem VMEbus-System ausgestattet, das aus zwei Rechnersteckkarten, CAMAC- und Fastbus-Interfacekarten, sowie Eingabe/Ausgabe-Modulen für analoge und digitale Signale besteht. Einer der Rechner ist für die Datennahme bestimmt. Zu seiner Aufgabe gehört auch das Verpacken der Daten. Um eine schnelle Reaktionszeit zu erzielen, wurde auf ein Betriebssystem verzichtet. Die zweite CPU übernimmt zum Zwecke der Archivierung den Transport der Meßdaten über eine Ethernet-Verbindung. Darüber hinaus ist sie verantwortlich für die Steuerung und Überwachung der angeschlossenen Geräte. Als Betriebssystem des zweiten Rechners wird ein BSD-Unix verwendet, das am Institut portiert wurde.

Die weitere Verarbeitung und Archivierung der Meßdaten übernimmt eine Workstation. Die Datenströme von den drei Spektrometern werden zusammengeführt, anhand der Eventbuilder-Informationen (siehe 4.4) auf Konsistenz überprüft und auf Band archiviert. Neuerdings ist auch die Speicherung auf dem modernen CD-Medium („compact disc“) möglich.

Eine zweite Workstation wird für die übergeordnete Experimentsteuerung und -überwachung eingesetzt. Dies umfaßt das Einstellen wichtiger Betriebsparameter (wie Magnetfelder, Diskriminatorschwellen, etc.) sowie die Kontrolle und das Protokollieren von Größen, die für das Experiment von Bedeutung sind (z.B. Strahlstrom, Temperaturen, Alarmsignale). Zur Unterstützung des Experimentators stehen graphische Benutzerumgebungen sowie separate Monitore zur Verfügung.

Insgesamt besteht das von der A1-Kollaboration eingesetzte System MECDAS¹ [kra95, kry96, kun96] aus einer ganzen Reihe von ineinandergreifenden Softwarepaketen, die zur Bedienung von Geräten, für die Diagnose und Kontrolle von Zuständen sowie für die Datenerfassung eingesetzt werden.

¹Mainz-Experiment Control and Data Acquisition System

Kapitel 5

Softwareentwicklung für Analyse und Simulation

Die Programme für die Datenanalyse und die Akzeptanzsimulation basieren auf Software, die zum überwiegenden Teil im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde. Ausnahme ist die Histogrammierung und die abschließende graphische Darstellung. Hier wurde auf Bibliotheken und Programme des CERN¹ zurückgegriffen. Da die gesamte Datenerfassung und Analyse auf Computern mit einem UNIX Betriebssystem implementiert werden sollte, ergab sich die Wahl der Programmiersprache („C“ bzw. „C++“) ganz natürlich. Die Alternative, Analyseprogramme von anderen Instituten einzusetzen, wurde nach reiflicher Überlegung wieder verworfen. Es wären in jedem Fall erhebliche Anpassungsarbeiten erforderlich geworden. Gleichzeitig hätte man sowohl auf Effizienz verzichten, als auch zum Teil exotische Programmiersprachen² in Kauf nehmen müssen.

Tatsächlich darf die Wahl der Programmiersprache und damit die Möglichkeit, moderne Techniken für die Problemanalyse, den Entwurf, die Implementierung und Wartung von Software einzusetzen, nicht unterschätzt werden. Schon seit Jahren befindet sich das „objekt-orientierte Programmieren“ (OOP) auf dem Vormarsch gegenüber den herkömmlichen Methoden, einen Algorithmus zu entwerfen [eli95]. Mit C++ lassen sich diese OOP Methoden leicht umsetzen [str91]. Auch die wachsende Internet-Gemeinde setzt in immer stärkerem Maße auf OOP bzw. C++. Von der im Internet verfügbaren freien Software wird unten noch die Rede sein.

Der oft gehörte Einwand, es wäre schade um die riesigen FORTRAN Bibliotheken (etwa die „cernlib“), kann leicht entkräftet werden. Es wird noch gezeigt werden, daß es sehr einfach ist, bestimmte Teile einer FORTRAN Bibliothek zu übernehmen und in ein C++ Programm einzubinden. Somit geht die Erfahrung und die oft jahrelange Arbeit, die in diesen Bibliotheken steckt, nicht verloren. Nur sollte jede Neuentwicklung in FORTRAN vermieden werden, da Programme in dieser Sprache nur sehr schwer zu warten sind.

Dieser Abschnitt über den geleisteten Beitrag für die Analysesoftware der A1-Kollaboration wäre nicht vollständig ohne eine kurze *historische* Betrachtung. 1992 entstand eine C-Version der „chamber library“. Diese Bibliothek dient der Koordinatenberechnung aus den Driftkammerdaten und war Bestandteil der MECDAS Analyse. Parallel dazu wurde an einer ersten Version (ebenfalls in C) von „cindy“ gearbeitet. Wie schon der Name verrät, handelte es sich dabei ursprünglich um eine

¹HBOOK und PAW

²etwa PL/1 bei GOOSY

Studie, um eine kleine „Cindarella“. So nannte sich das Analyse- und Filterprogramm, das in der EDV-Gruppe entwickelt wurde [boh92].

Während der Inbetriebnahme des ersten Spektrometers und des anschließenden ersten physikalischen Experimentes mit der BGO-Kristallkugel stellte sich heraus, daß „cindy“ außerordentlich effizient und flexibel war. Die Analysesoftware wurde seither in jeder Strahlzeit als Online-Analyseprogramm verwendet. Ab Mitte 1993 standen dann die ersten C++-Versionen der Bibliotheken zur Verfügung, von denen im weiteren die Rede sein soll.

5.1 Aufbau der Analyseprogramme

Bei der hier vorgestellten Software handelt es sich nicht um ein monolithisches Programm zur Analyse von Meßdaten, sondern um eine Sammlung von Programmbibliotheken. Es liegt also in der Verantwortung des Physikers, der Daten analysieren will, zumindest die Hauptschleife eines Analyseprogramm in C++ zu schreiben und zu übersetzen. Allerdings bieten die Bibliotheken dabei eine erheblich Hilfestellung und befreien den Autor eines Analyseprogramms von einer Reihe von „Standardaufgaben“.

Diese Vorgehensweise hat sich zumindest in der Anfangsphase des Experimentierbetriebs bewährt. Nur so konnte flexibel und schnell genug auf die Anforderungen der Detektorbauer und die ständig wechselnde Experimentkonfiguration reagiert werden. Die zukünftigen Entwicklungen werden im Abschnitt 5.3 erörtert.

Abb. 5.1 zeigt den Aufbau eines Analyseprogrammes. In einem ersten Schritt, der hier Administration genannt wurde, werden die Experimentdaten Ereignis für Ereignis ausgepackt und dem Programmierer zugänglich gemacht. Die Analyse umfaßt die Koordinatenberechnung in den Spurdetektoren, die Rückrechnung auf die Targetkoordinaten, Teilchendiskriminierung und kinematische Berechnungen. Korrigiert wird der mittlere Energieverlust der ein- und auslaufenden Teilchen und bei ausgedehnten Targets ein Reaktionsort der außerhalb des Fokus der Spektrometer liegt.

Für die Ausgabe stehen mehrere Alternativen zur Verfügung. Zu den gebräuchlichsten zählt die Ausgabe in Form von Histogrammen. Hier werden nicht nur alle im Institut für Kernphysik verwendeten Formate unterstützt (hmbook, mbook, mecdas und tasty), sondern speziell auch das hbook-Format aus der CERN Bibliothek („CERN library“). Außerdem ist die Ausgabe als Text und im N-Tuple-Format der CERN Bibliothek vorgesehen. Schließlich gibt es auch die Möglichkeit, die Daten gefiltert im ursprünglichen Format wieder auszugeben.

Die beiden Formate aus der CERN Bibliothek sind besonders wertvoll, weil so eine Schnittstelle für das ebenfalls am CERN entwickelte Programm PAW³ geschaffen wurde. Damit stehen für eine weitergehende Analyse ausgefeilte Fitprozeduren zur Verfügung und für die Präsentation die entsprechenden Graphikmöglichkeiten.

³Physics Analysis Workstation

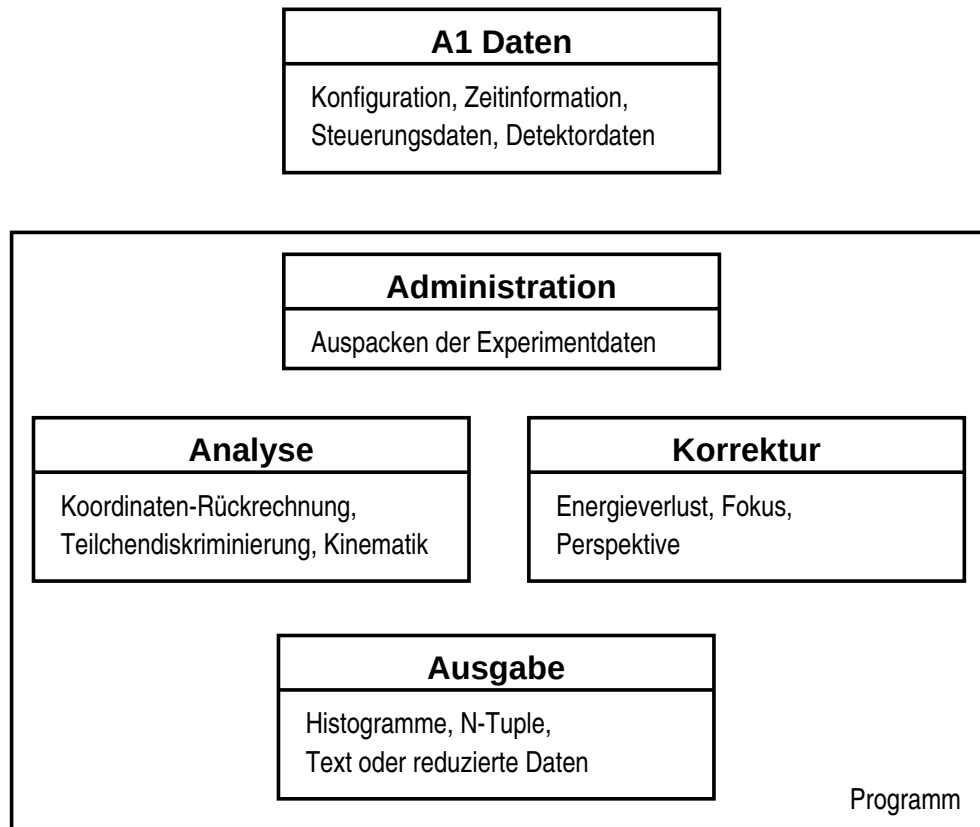


Abbildung 5.1: Der Aufbau eines Analyseprogrammes.

5.1.1 Auspacken der Meßdaten

Die Meßdaten der A1-Kollaboration werden in einem speziellen Format archiviert. Dieses Format ist in einer Baumstruktur organisiert und trägt somit dem Aufbau von Spektrometern, Detektoren, usw. Rechnung. Darüber hinaus kann durch dieses Format eine *Nullenunterdrückung* realisiert und die Größe der zu archivierenden Daten verringert werden. Allerdings ist ein gewisser Aufwand erforderlich, die Daten für ein Analyseprogramm zugänglich zu machen.

Den Anwender interessieren nur zwei Teile dieses Pakets. Das ist einmal der Cindy++ Compiler, der aus der Experimentkonfiguration Initialisierungsroutinen in C++ erzeugt. Dieser Compiler gab der gesamten Analysesoftware den Namen, obwohl seine Arbeit ziemlich im Verborgenen abläuft. Der zweite Teil ist eine Klassenbibliothek. Mit ihrer Hilfe und mit den genannten Initialisierungsroutinen kann der Baum aufgebaut werden, der bei der Decodierung der Meßdaten gebraucht wird.

Mit den Methoden aus der Klassenbibliothek stehen dem Anwender Informationen über die Messung zur Verfügung, die über die Decodierung der Rohdaten hinausgehen:

- Datum und Uhrzeit der Datennahme
- Die Nummer eines Ereignisses

- Typ und Länge eines Datenwortes
- Die Steuerungsdaten

Weiterhin gibt es die Möglichkeit, gefilterte Daten im ursprünglichen Format wieder auszugeben und so die Größe des Datensatzes erheblich zu reduzieren. Diese Methode könnte etwa dazu benutzt werden, alle zufälligen Koinzidenzen heraus zu filtern und nur die echten wegzuschreiben. Schließlich kann auch eine neue Konfiguration erzeugt und gefüllt werden. Eine Anwendung ergab sich aus der Notwendigkeit, Daten mit einer „alten“ Konfiguration so umzuformatieren, daß sie von den aktuellen Analyseprogrammen gelesen werden konnten.

Für das Programm „Cindy++“ und die Klassenbibliothek „libcindy“ steht eine ausführliche Dokumentation zur Verfügung [dis95].

5.1.2 Koordinatenberechnung in der Fokalebene

Das Datenerfassungsprogramm sammelt die Informationen von den Spurdetektoren Ereignis für Ereignis ein. Die Rohdaten bestehen aus Drahtnummer und Driftzeit für jeden Draht, der in den Driftkammern angesprochen hat. Während der Analyse werden die Daten Ebene für Ebene an die Bibliothek zur Koordinatenberechnung („chamber library“) übergeben.

Die Informationen von jeder Driftkammer-Ebene werden unmittelbar auf Konsistenz überprüft. Dazu sucht die Bibliothek nach zusammenhängenden Bereichen und entfernt einzelne Drähte, die abseits davon liegen, aus der Analyse. Anschließend wird das Muster der Driftzeiten ausgewertet, um Doppeltreffer auszuschließen und um das Vorzeichen des Driftweges zu ermitteln. Zum Schluß werden die Driftwege entsprechend der vorliegenden Feldgeometrie korrigiert und ein linearer Regressionsfit durchgeführt [dis90], um den Durchtrittspunkt und die Steigung der Teilchenbahn zu ermitteln. Erst wenn der Benutzer die Bahnkoordinaten in seinem Analyseprogramm anfordert, werden die Informationen aus allen vier Ebenen kombiniert und Koordinaten und Winkel in der Fokalebene berechnet.

In der Dokumentation für die Klassenbibliothek „libch++“ ([dis96]) sind zusätzliche Funktionen beschrieben, die der weitergehenden Analyse der Driftkammerdaten dienen. Dies kann insbesondere dann nötig sein, wenn Experimente mit falschen Betriebsparametern der Driftkammern durchgeführt wurden. Selbst in diesen Fällen ist eine Spurrekonstruktion möglich.

5.1.3 Vierervektoren

Während viele besondere Aspekte der Programmiersprache „C++“ nur bei den Internas der oben beschriebenen Bibliotheken Verwendung fanden, tritt eine weitere Eigenschaft beim Einsatz der Vierervektorenklasse für jeden Anwender offen zu Tage. Es ist die Möglichkeit, neue Datentypen und die zugehörigen Operatoren und Methoden zu definieren.

Bei herkömmlichen Sprachen wie „C“ stehen lediglich Datentypen für ganzzahlige und Fließkomma-Variablen zur Verfügung. „FORTRAN“ sieht immerhin noch komplexe Zahlen vor. Vektoren und Matrizen lassen sich in beiden Fällen zwar definieren, es gibt jedoch keine einfache und übersichtliche Möglichkeit, Operationen wie Addition oder Multiplikation durchzuführen.

Eine objektorientierte Sprache wie „C++“ erlaubt es hingegen, nahezu beliebige neue Datentypen und die zugehörigen Operatoren und Methoden zu definieren. Der Einsatz dieser Technik macht Programme besser lesbar und damit weniger fehleranfällig.

Für die Vierervektoren stehen die Operationen Addition, Subtraktion und Skalarprodukt zur Verfügung. Weiterhin gibt es Funktionen, um etwa Vierervektoren zu transformieren, die Energie, den Impuls oder die Ruhemasse von Teilchen zu berechnen. Damit können sämtliche kinematische Berechnungen für die Analyse oder die Simulation durchgeführt werden.

5.1.4 Korrektursoftware

Bibliotheken für die verschiedenen Korrekturaufgaben bei der Analyse und der Simulation sind ebenfalls vorhanden. Für Experimente an der Drei-Spektrometer-Anlage mit ausgedehnten Targets gliedert sich die Korrektur in die folgenden Teile:

- **Energieverlust:** Für die Analyse kann der mittlere Energieverlust im Target, in den verschiedenen Folien und in der Luft berechnet werden. Für die Simulation ist es möglich, die Verteilungsfunktion des Energieverlustes mit zu berücksichtigen, also eine Landau-Verteilung für dünne und eine Gauß-Verteilung für dicke Materialien.
- **Fokus:** Die Abbildungseigenschaften der Spektrometer erfordern eine Korrektur der Meßwerte für die Impulsablage und den Out-of-plane Winkel, wenn die Reaktion nicht im Fokus des Spektrometers stattfand. Diese Thematik wurde ausführlich in einer Diplomarbeit behandelt [rie91].
- **Perspektive:** Bei der Simulation von Experimenten mit ausgedehntem Target muß der Abstand der Kollimatoren vom Reaktionsort berücksichtigt werden. Die Kollimatoren bestimmen den Winkelbereich, der von den Spektrometern akzeptiert wird.

5.1.5 Fremde Software

Die Programmbibliothek „tracemachine“ ([kra95]) dient der Rückrechnung der Fokalebenenkoordinaten, die mit Hilfe der Spurdetektoren (siehe 4.2.1) und der Driftkammersoftware (siehe 5.1.2) bestimmt wurden, zum Targetort. Die zugehörigen Rückrechenmatrizen wurden im Rahmen einer Doktorarbeit ermittelt [kor95].

„Cindy“ besitzt Schnittstellen zu den verschiedensten Histogrammpaketen. Neben den institutsinternen Entwicklungen „MECDAS“ ([kry96]) und „tasty“ ([kra95]) kann die Histogrammausgabe auch im „mbook“ ([man94]) oder „hbook“ ([cn95a]) Format erfolgen. Von den genannten Möglichkeiten ist allerdings das „MECDAS“ Format am wenigsten für eine *physikalische* Analyse geeignet. Das liegt an der internen Darstellung der Histogrammeinträge in Form von ganzen Zahlen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde vor allem das „hbook“ Format verwendet. Damit stand für eine weitergehende Analyse der Daten und die graphische Darstellung das Programm PAW ([cn95b]) zur Verfügung.

Bei der Histogrammausgabe im „mbook“ und „hbook“ Format wird auf Bibliotheken zurückgegriffen, die in FORTRAN geschrieben sind. Diese Beispiele zeigen, daß es möglich ist, FORTRAN Bibliotheken in ein C++ Programm einzubinden. Die Schnittstelle, die „Cindy“ dabei zur Verfügung stellt, vereinfacht lediglich die Anwendung der FORTRAN Routinen, indem deren Aufruf hinter der üblichen C++ Klassenstruktur verborgen wird.

5.1.6 Strahlungskorrektur

Im Rahmen einer Analyse mit „Cindy“ gibt es verschiedene Möglichkeiten, Strahlungskorrekturen durchzuführen. Stehen zur Strahlungsentfaltung der Spektren Programmbibliotheken zur Verfügung, so können diese in eine „Cindy“-Analyse eingebunden werden. Dabei ist es unerheblich, ob die Bibliotheken in C/C++ oder in FORTRAN geschrieben sind. Unter Umständen ist es jedoch erforderlich, die Schnittstelle zu den Bibliotheksroutinen den speziellen Gegebenheiten von „Cindy“ anzupassen.

In der A1-Kollaboration werden zur Strahlungskorrektur der Meßdaten auch separate Programme (z.B. „radcor“) verwendet. Die Übergabe der Daten erfolgt dabei in Form von Histogrammen, im Falle von „radcor“ im „mbook“ Format. In dem separaten Programm wird ein Korrekturfaktor ermittelt, der bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts berücksichtigt wird.

5.2 Simulationsprogramme

Für die Phasenraum- und Akzeptanzsimulation wurde ebenfalls auf die oben aufgeführten Bibliotheken zurückgegriffen. Das gilt insbesondere für die Vierervektorenklasse, die Funktionen zur Energieverlust-, Fokus- und Perspektivkorrektur und das Histogrammpaket „hbook“.

Für Simulationsprogramme, die mit dem *Monte-Carlo* Verfahren arbeiten, stellen die verwendeten Zufallszahlengeneratoren einen weiteren zentralen Punkt dar. Hier wurden Routinen der FSF⁴ verwendet, die mit der sogenannten „libg++“ über das Internet frei zur Verfügung stehen. Die dort vorhandenen Generatoren für gleichmäßige,

⁴Free Software Foundation, Cambridge, MA, USA

normal und exponentialverteilte Zufallszahlen wurden noch um Funktionen erweitert, die auch landau-verteilte Zufallszahlen generieren können.

5.3 Aktuelle Softwareentwicklung

Physiker, die weniger Erfahrung mit der Programmiersprache „C++“ haben, bemängelten vielfach die Notwendigkeit, zentrale Teile der Analysesoftware selbst schreiben zu müssen. Ein weiterer Nachteil von „cindy“ zeigte sich während der Strahlzeiten bei der Verwendung als online-Analyseprogramm. Der Wunsch, zu Diagnosezwecken ein zusätzliches Histogramm anzulegen und zu füllen, machte nicht nur einen direkten Eingriff in den Quelltext des Analyseprogrammes notwendig, sondern erforderte auch ein anschließendes Übersetzen, um ein ausführbares Programm zu erhalten. Dieses Verfahren ist nicht nur fehleranfällig, sondern auch zeitraubend.

In Zusammenarbeit mit Dr. Harald Merkel wurde deshalb in den vergangenen Monaten begonnen, das oben beschriebene Konzept *anwenderfreundlicher* zu gestalten. Bereits in einer ersten Version von „COLA“ (Cindy OnLine Analyse) wurden die oben genannten Nachteile beseitigt. Jetzt ist es möglich, während der Laufzeit des Analyseprogrammes neue Histogramme anzulegen und unter verschiedenen Bedingungen („cuts“) zu füllen.

Für die Zukunft ist ein weiterer Ausbau der graphischen Bedienoberfläche vorgesehen, um die gesamte Funktionalität sozusagen *mit Mausclick* zur Verfügung zu stellen. Bei der Programmierung der Oberfläche wird auf „wxWindows“ zurückgegriffen, ein Softwareprojekt der Universität Edinburgh in Schottland, das über das Internet frei zur Verfügung steht und in der A1-Kollaboration schon mehrfach verwendet wurde [sma95].

Kapitel 6

Analyse

6.1 Überprüfung der Eichfaktoren

Vor Beginn des Experiments mußten eine Reihe von Parametern geeicht werden. Die Ausrichtung und Justierung der Spektrometer wurde optisch vermessen [kor95]. Die Abbildungseigenschaften der Spektrometer wurden in eigenen Strahlzeiten bestimmt. Unmittelbar vor der Strahlzeit wurde das Target mit Hilfe eines Theodoliten eingemessen.

Obwohl alle diese Arbeiten mit größter Sorgfalt durchgeführt wurden, bleibt eine Reihe von wichtigen Parametern übrig, die für ein optisches Verfahren unzugänglich sind. Dazu gehören die Festlegung der Streuebene, die absolute Stromeichung des Elektronenstrahls und die absolute Impulseichung der Spektrometer. Um diese Werte zu bestimmen, wurden eigene Eichmessungen durchgeführt oder die Produktionsdaten selbst herangezogen.

6.1.1 Die Festlegung der Streuebene

Die Streuebene läßt sich in einem Eichexperiment, der elastischen Elektronenstreuung am Wasserstoff, festlegen. Die Kinematik der 2-Körper Reaktion $H(e,e'p)$ ist besonders einfach: das gestreute Elektron und das Rückstoßproton liegen in einer Ebene, der Streuebene, die gegenüber der Laborebene um den Winkel ϕ verdreht ist (siehe Abb. 6.1).

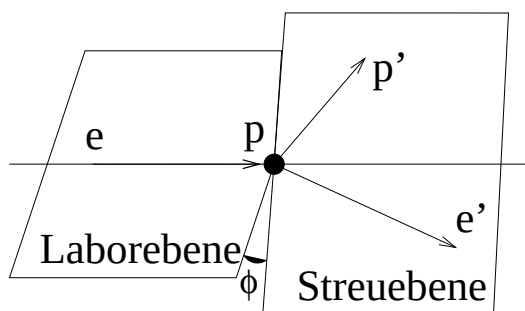


Abbildung 6.1: Kinematik der elastischen Elektronenstreuung am Wasserstoff. Die Streuebene ist gegenüber der Laborebene um den Winkel ϕ verdreht.

Trägt man die Differenz der Azimutwinkel von gestreutem Elektron und dem Rück-

stoßproton auf, so muß sich eine Verteilung um die Null ¹ herum ergeben (siehe Abb. 6.2 oben). Die Breite der Verteilung ergibt sich durch Aufstreuung der auslaufenden Teilchen im flüssigen Wasserstoff. Die Form ähnelt der einer Gauß-Kurve, wie durch die Molière-Streutheorie vorausgesagt.

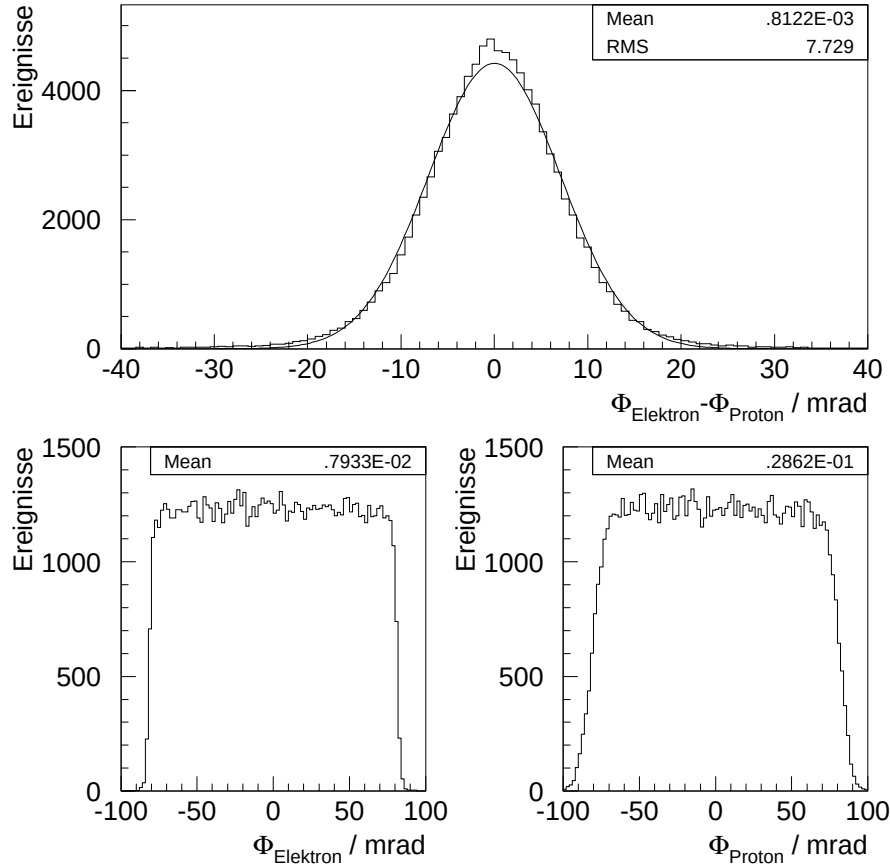


Abbildung 6.2: Die Ausrichtung von Elektron- und Proton-Spektrometer läßt sich durch eine Messung in elastischer Streukinematik einstellen. Die Differenz der Azimutwinkel von gestreutem Elektron und Rückstoßproton muß eine Verteilung um die Null ergeben. Die Bilder unten zeigen die akzeptierten Winkel für beide Spektrometer getrennt, anhand derer eine möglich Abweichung korrigiert werden kann. Dargestellt sind die Spektren, wie sie sich nach der Korrektur ergeben haben.

Jede Abweichung des Mittelwertes von Null deutet darauf hin, daß die beiden Spektrometer nicht in der Flucht liegen. In diesem Fall wurde vermutlich die Lage der Spurdetektoren, etwa durch Aus- und Einbau, verändert. Dies läßt sich anhand der akzeptierten Azimutwinkel beider Spektrometer bestätigen (Bild 6.2 unten). Die

¹Für die Diskussion in diesem Kapitel wurde für den Azimutwinkel ein Wertebereich von $-\pi/2$ bis $+\pi/2$ verwendet. Der Polarwinkel kann dann Werte zwischen $-\pi$ und $+\pi$ annehmen.

Winkelakzeptanz ist durch Schwermetallkollimatoren am Eintritt der Spektrometer vorgegeben und muß ebenfalls symmetrisch um die Null liegen. Die Korrektur wird in der Analysesoftware vorgenommen. Für das beschriebene Experiment wurden bei beiden Spektrometern ein „Offset“ um etwa 1 mrad geändert, der den Winkel zwischen Spurdetektor und Sollstrahl in der dispersiven Ebene beschreibt. Abb. 6.2 zeigt das Ergebnis der Korrektur.

6.1.2 Die Luminosität

Die Luminosität L läßt sich aus dem Strahlstrom I und der Massenbelegung des Targets berechnen:

$$L = \frac{I}{e} \cdot \frac{d \cdot \rho \cdot N_A}{A} \cdot \text{mol} \quad (6.1)$$

Hierbei ist e die Elementarladung, N_A die Avogadro-Konstante und A die Massenzahl des Targetkerns. Die Dichte ρ des Targetmaterials wurde im Falle von flüssigem Wasserstoff bei 21 K zu 69 mg/cm³ ermittelt [sch94]. Die effektive Dicke des Targetzylinders bei eingeschaltetem Strahlwedler (siehe Abschnitt 4.3) beträgt 19,8 mm. Die integrierte Luminosität geht direkt in die Berechnung des Wirkungsquerschnittes ein (siehe 6.7).

Der Strahlstrom wurde einmal mit einem cw-Ferritmonitor gemessen, der nach dem Prinzip der Foerstersonde arbeitet. Die Genauigkeit dieser Sonde ist durch langzeitige Driften auf 300 nA limitiert. Bei Strahlströmen um die 20 μ A beträgt der Fehler der Strommessung daher 1,5 %. Für kleine Strahlströme gibt es zusätzlich die Möglichkeit, zwei HF-Resonatoren zu verwenden, die ebenfalls in der Strahlführung eingebaut sind. Da die Größe des ausgekoppelten Signals stark von der Temperatur der Kavitäten abhängt, müssen sie durch Messungen bei hohen Strahlströmen mit Hilfe der Förstersonde geeicht werden. Führt man diese Eichung durch, können auch kleine Strahlströme von 200 nA mit 2 % Genauigkeit bestimmt werden.

Mit dem Eichexperiment, der elastischen Elektronenstreuung am Proton, läßt sich die so ermittelte Luminosität kontrollieren. Allerdings gehen auch die Strahlungskorrekturen, die Detektoreffizienzen und die Akzeptanzsimulation in die Berechnung des Wirkungsquerschnitts ein. Genaugenommen bietet der Vergleich mit einem bekannten Wirkungsquerschnitt lediglich die Möglichkeit die verschiedenen Faktoren auf Konsistenz zu überprüfen (siehe Tabelle 6.1).

Abb. 6.3 zeigt den Wirkungsquerschnitt für das Kontrollexperiment H(e,e'p) als Funktion des Elektronenstreuwinkels bei einer Strahlenergie von 435 MeV. Der theoretische Verlauf ist ebenfalls eingezeichnet. Die Übereinstimmung ist gut, der theoretische Wirkungsquerschnitt konnte auf 1 % genau reproduziert werden. Lediglich am Rande der Akzeptanz des Elektronenspektrometers treten größere Abweichungen auf.

Eine Erklärung dieser Abweichungen liefert ein Vergleich der akzeptierten Impulse und Streuwinkel des Elektronenarms mit der Simulation (Abb. 6.4). Der Elektronenimpuls wurde auf die Mittelebene des Spektrometers rückstoß-korrigiert. Die

<i>Parameter</i>	run_940228012617	run_940228013512
Einschußenergie	435.11 MeV	
e ⁻ -Streuwinkel	59.00°	
Targetdicke	136.4 mg/cm ²	
Strahlstrom	342 nA	159 nA
Meßzeit	449 s	698 s
Totzeitkorrektur	1,611	1,319
Strahlungskorr.	1,280	
Effizienzkorr.	0,98	
Wirkungsquerschnitt	(1,933 ± 0,008) / fm ⁻² sr ⁻¹	
theoretischer Wirkungsquerschnitt	1,91 / fm ⁻² sr ⁻¹	
Abweichung	+1,0 %	

Tabelle 6.1: Ergebnisse des H(e,e'p) Kontrollexperimentes.

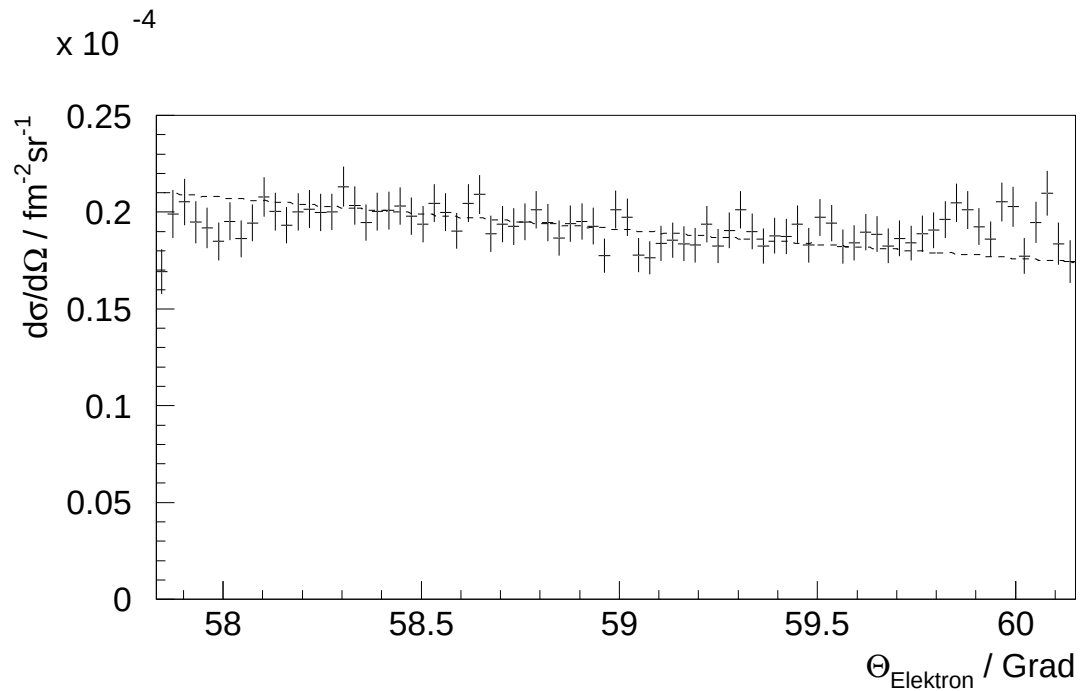


Abbildung 6.3: Der elastische Wirkungsquerschnitt als Funktion des Elektronenstreu winkels für das Kontrollexperiment H(e,e'p). Die Daten wurden bei einer Strahlenergie von 435 MeV aufgenommen und auf die Akzeptanz der Spektrometer A und B korrigiert. Die gestrichelte Linie zeigt den theoretischen Verlauf.

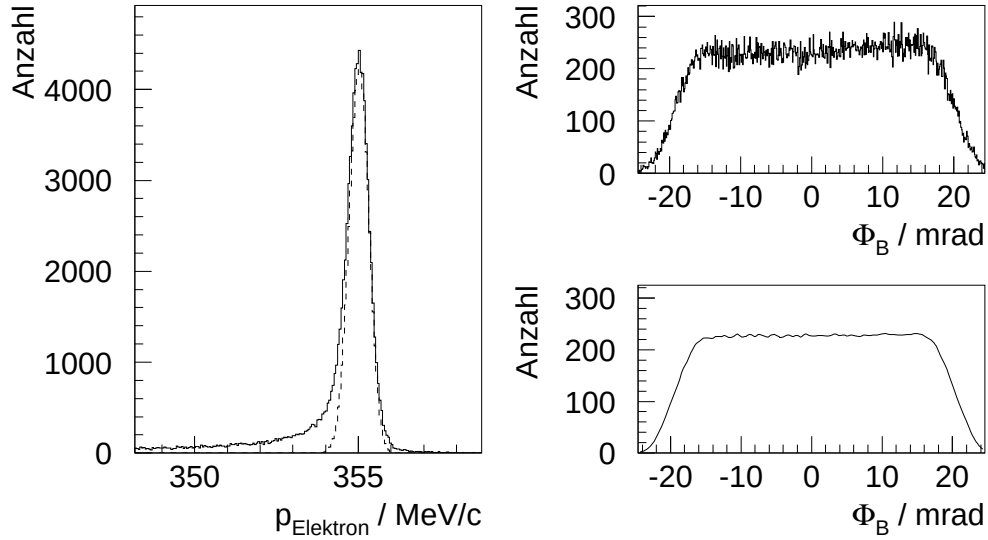


Abbildung 6.4: Vergleich der Akzeptanzsimulation mit den Daten des Kontrollexperimentes. Links ist der Impuls der Elektronen dargestellt. Die Impulsverteilung der Elektronen wurde auf die Mittelebene des Spektrometers rückstoß-korrigiert und hat eine Halbwertsbreite von 0,7 MeV. Der Skalierungsfaktor für die Simulation (gestrichelt) wurde an die Daten angepaßt. Die beiden Bilder rechts zeigen den Streuwinkel der Elektronen relativ zur Mittelebene des Spektrometers. Oben sind die Daten und unten die Simulation dargestellt.

Simulation beinhaltet den Energieverlust und die Vielfachstreuung im Target und in den Folien, aber keine Strahlungskorrekturen (Bild links) und kann die Lage und die Breite der Impulsverteilung der Elektronen gut beschreiben. Der akzeptierte Streuwinkel der Elektronen (Bild rechts) weicht erheblich von der Kastenform ab, die man bei dieser Messung erwarten könnte. Dazu trägt das ausgedehnte Target und die kombinierte Akzeptanz von Elektronen- und Protonenarm bei. Die kleinen Abweichungen des gemessenen vom theoretischen Wirkungsquerschnitt am Rande der Akzeptanz liegt an der unvollkommenen Simulation des Flankenverlaufs. Dieser Effekt tritt bei einer elastischen Messung besonders zu Tage, da Elektron und Proton korreliert sind.

6.1.3 Impulseichung der Spektrometer

Der Wert der invarianten Masse W des Pion-Nukleon Systems wird gemäß Gleichung 2.6 ausschließlich vom Elektronenarm bestimmt. Da der Wirkungsquerschnitt für die Elektroproduktion von neutralen Pionen insbesondere an der Schwelle stark von W

abhängt, fällt der absoluten Impulseichung des Elektronenspektrometers besonderes Gewicht zu.

Für die Kalibration wurde die elastische Streuung im Kontrollexperiment herangezogen, wie in Abb. 6.4 gezeigt. Der Vergleich mit der Simulation zeigt hier eine gute Übereinstimmung. Darüber hinaus können die Pionproduktionsdaten selbst zu Kalibrationszwecken verwendet werden bzw. lassen die Produktionsdaten eine Kontrolle der Eichung während der Messung zu. Neben den echten Koinzidenzen wurde nämlich eine große Anzahl von zufälligen Koinzidenzen aufgezeichnet, die wie Einarmdaten behandelt werden dürfen.

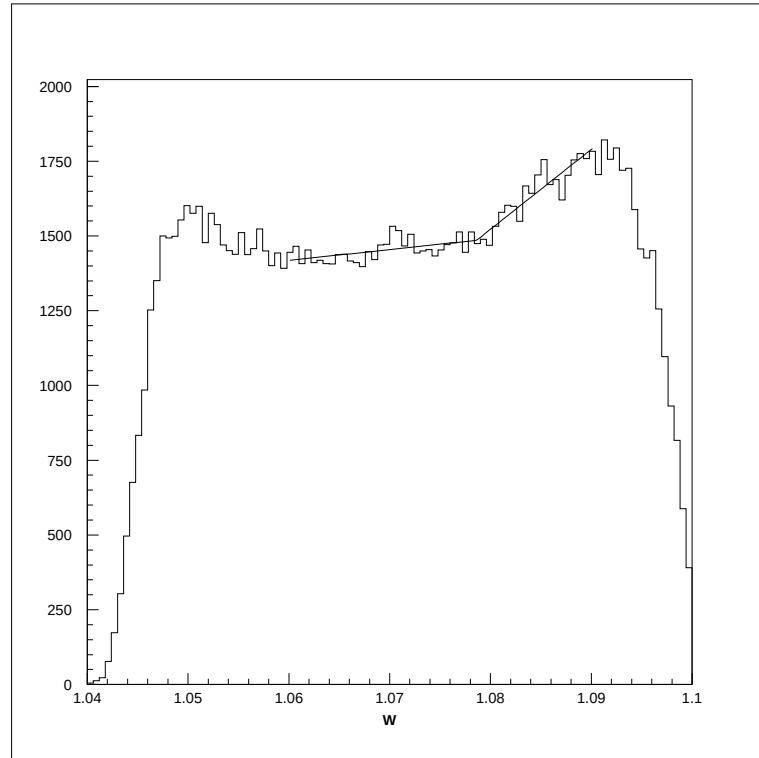


Abbildung 6.5: Einarmspektrum der invarianten Masse des Pion-Nukleon Systems. Die Schwelle der $H(e,e')n\pi^+$ Reaktion bei $W = 1079,1$ MeV ist deutlich sichtbar, ebenso der Strahlungsschwanz der elastischen Streuung am Wasserstoff.

Abb. 6.5 zeigt ein solches „Einarmspektrum“ der invarianten Masse W des Pion-Nukleon Systems bei einer Strahlenergie von 555 MeV. Man erkennt, wie sich der $\gamma^* + p \rightarrow n + \pi^+$ Kanal bei einer invarianten Masse $W = m_n + m_{\pi^+} = 1079,1$ MeV öffnet. Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von neutralen Pionen ist zu klein und kann vernachlässigt werden. Die anderen Elektronen entstammen dem Strahlungsschwanz der elastischen Streuung am Wasserstoff. Die Position der π^+ -Produktionsschwelle wurde durch die Anpassung einer Geraden an den Strahlungsschwanz ermittelt, der eine lineare Funktion überlagert wurde, die an der π^+ Schwelle beginnt.

Die beschriebene Methode bietet die Möglichkeit, die Kalibration des Elektronenspektrometers auf Konsistenz zu überprüfen. Darüber hinaus wurde anhand der so ermittelten π^+ -Produktionsschwelle die Impulseichung des Spektrometers zwischen den Kontrollmessungen überwacht.

6.2 Reduktion des Untergrunds

Die aufgenommenen Daten enthalten nicht nur die gewünschten Informationen über die Produktion von neutralen Pionen, sondern auch Untergrundereignisse. Diese können zwar zu Eichzwecken verwendet werden (s.o.), verfälschen jedoch u.U. das Meßergebnis. Es ist daher erforderlich, den Untergrund durch Software-Schnitte weitestgehend zu unterdrücken. Im folgenden werden die Maßnahmen zur Verbesserung der Koinzidenzzeitauflösung und zur Teilchenidentifikation erläutert.

6.2.1 Koinzidenzzeitauflösung

Um die echten von den zufälligen Koinzidenzen zu trennen, wurden Schnitte auf die Koinzidenzzeit durchgeführt. Gemessen wurde dazu die Differenz der Ankunftszeiten der Teilchen in den Szintillatorebenen der beiden Spektrometer. Aus meßtechnischen Gründen wurde der Elektronenarm durch Einfügen von Kabel verzögert (Abb. 6.6 oben). Die Torzeit der Anordnung betrug rund 90 ns, um die unterschiedlichen Flugzeiten insbesondere der Protonen bei verschiedenen Kinematiken ausgleichen zu können. Die Halbwertsbreite der Verteilung der Rohdaten beträgt etwa 15 ns.

Die Koinzidenzzeitauflösung kann erheblich verbessert werden, wenn einige Korrekturen angewendet werden. Einmal sind die Szintillatoren, die den Triggerzeitpunkt bestimmen, segmentiert aufgebaut. Unterschiedliche Kabellaufzeiten und verschiedene Verstärkungsfaktoren der Photomultiplier bewirken Zeitdifferenzen, die bei der Analyse ausgeglichen wurden. Im Anhang C.1 sind die Werte aufgeführt, die für die beiden Strahlzeiten ermittelt wurden. Die „offsets“ differieren um bis zu 5 ns und es gibt sogar Unterschiede zwischen den Strahlzeiten, die auf Änderungen am Aufbau hindeuten.

Die Szintillatoren werden zwar beidseitig ausgelesen, zeitbestimmend ist jedoch nur eine Seite. Somit muß die Laufzeit des Szintillationslichtes vom Ort des Teilchendurchtritts bis zum Photomultiplier ebenfalls berücksichtigt werden. Der Durchtrittsort läßt sich mit Hilfe des Spurdetektors, der sich unmittelbar unter den Szintillatoren befindet, mit hoher Präzision ermitteln.

Ein dritter Korrekturschritt berücksichtigt die unterschiedlichen Bahnlängen in den Spektrometern. Die Teilchen legen je nach Impuls und Eintrittswinkel vom Target bis zur Fokalebene Wege zurück, die um mehr als zwei Meter differieren können. Wie in [kor95] beschrieben, kann das verwendete Verfahren zur Bahnrückverfolgung um die Koordinate l_0 , der Differenz aus Teilchenbahn und Referenzbahn, erweitert

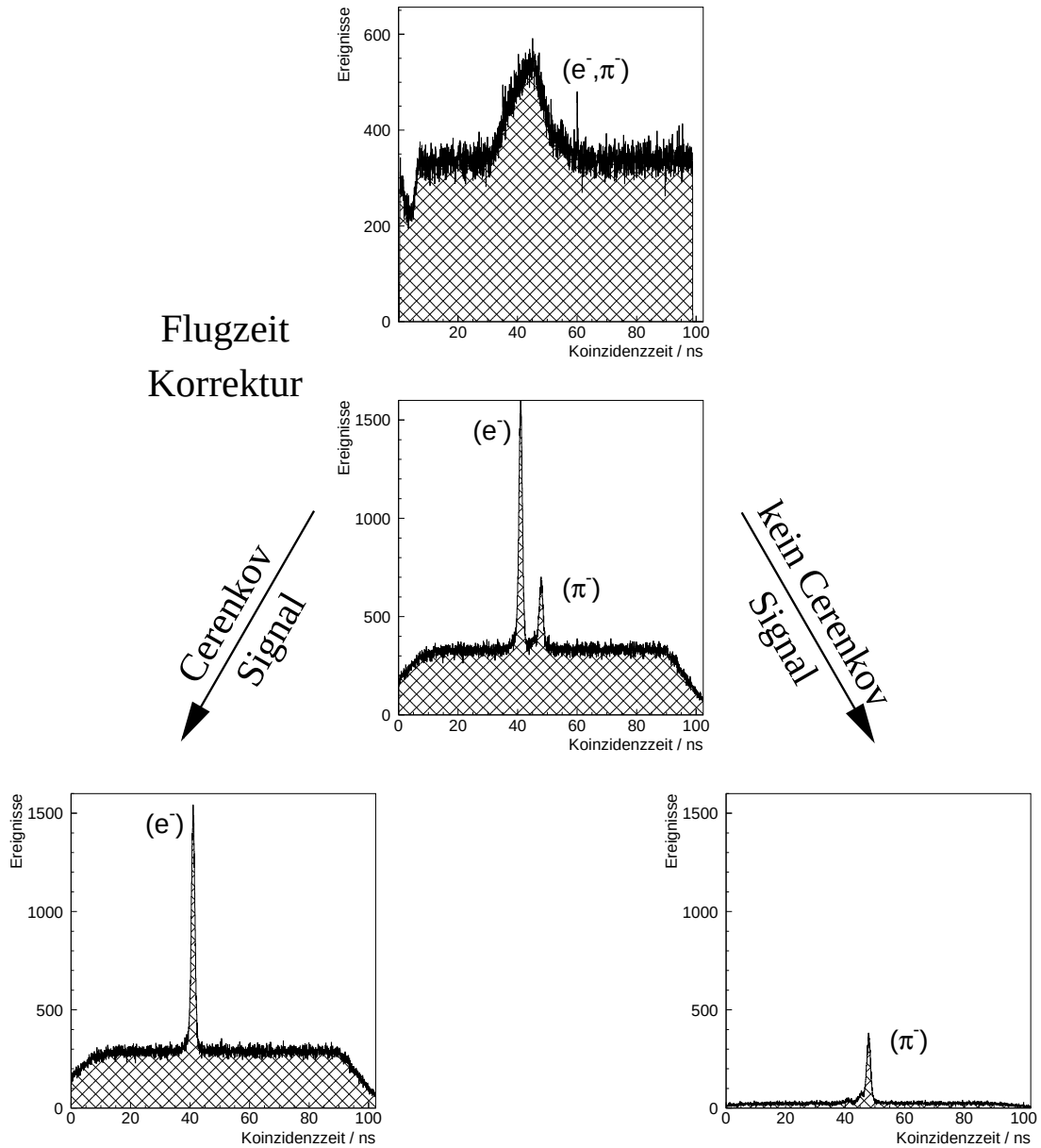


Abbildung 6.6: Zur Untergrundreduktion wird das Koinzidenzspektrum herangezogen. Oben ist das Rohdatenspektrum gezeigt, das noch um die Flugzeiten der Teilchen in den Spektrometern korrigiert werden muß. Das Zeitsignal hat dann eine Breite von 1,1 ns (FWHM). Die Daten wurden bei Elektronenimpulsen von 237 MeV/c genommen und erlauben eine Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit des Čerenkov-Detektors, da bei diesen niedrigen Impulsen auch die Flugzeit zur Trennung von Elektronen und geladenen Pionen herangezogen werden kann. 97,8% der Elektronen gaben ein Signal im Čerenkov-Detektor.

werden. Der Zusammenhang zwischen den Fokalebenekoordinaten x , Θ , y und Φ und l_0 lautet:

$$l_0 = \sum_{i,j,k,l} \langle l_0 | x^i \Theta^j y^k \Phi^l \rangle x^i \Theta^j y^k \Phi^l. \quad (6.2)$$

Die Transferkoeffizienten $\langle l_0 | x^i \Theta^j y^k \Phi^l \rangle$ wurden mit einer χ^2 -Anpassung ermittelt, wobei die Breite der Koinzidenzzeitverteilung minimiert wurde. Die Koeffizienten sind im Anhang C.2 tabelliert.

In Abb. 6.6 ist ein Koinzidenzspektrum gezeigt, nachdem alle Korrekturen angewendet wurden. Da bei dem π^0 -Produktionsexperiment langsame Protonen nachgewiesen werden mußten und daher die ΔE -Ebene als Trigger verwendet wurde, ergibt sich eine Auflösung von 1,1 ns (FWHM). Bei anderen Experimenten konnten weniger als 0,8 ns erreicht werden.

6.2.2 Identifikation der Elektronen

Zur Identifikation der Elektronen in Spektrometer B wird der Čerenkov-Detektor (siehe Abschnitt 4.2.3) eingesetzt. Die Kinematik bei 435 MeV Strahlenergie ergab die Möglichkeit, seine Funktion zu überprüfen und außerdem die Nachweiswahrscheinlichkeit zu messen. Bei dem eingestellten Impuls für den Elektronenarm von 237 MeV/c lassen sich Elektronen und Pionen auch auf Grund ihrer unterschiedlichen Flugzeit diskriminieren. Die negativen Pionen stammen dabei aus Kernreaktionen in der Targetwand.

In Abb. 6.6 sind nach der Korrektur der unterschiedlichen Bahnlängen in den Spektrometern deutlich zwei Spitzen zu sehen. Die Vermutung, daß der eine von Elektronen und der andere von Pionen herrührt, läßt sich durch Schnitte auf das Signal des Čerenkov-Detektors belegen. Bei genauer Betrachtung kann man jedoch in dem Spektrum (rechts unten), das in Anti-Koinzidenz zum Čerenkov-Signal gefüllt wurde, auch bei 41 ns eine Überhöhung feststellen. Eine Auswertung dieser Ereignisse, die von nicht identifizierten Elektronen herkommen, ergibt eine Nachweiswahrscheinlichkeit des Čerenkov-Detektors B von $(97,8 \pm 0,3) \%$. Sie ist deutlich kleiner als die der Spektrometer A und C, da aus Platzgründen im Abschirmhaus des Spektrometers B der Čerenkov-Detektor die Akzeptanz der Driftkammern nicht voll überdeckt.

6.2.3 Identifikation der Protonen

Eine weitere Reduktion von Untergrundreaktionen erfolgt durch die positive Identifikation der Rückstoßprotonen anhand ihres Energieverlustes in den beiden Szintillatorebenen 1 und 2 des Spektrometers A. Dazu werden die ADC-Werte ausgewertet. Abb. 6.7 zeigt ein typisches $\Delta E_1/\Delta E_2$ -Spektrum. Die beiden Maxima für Protonen und minimal ionisierende, aus Zufallsereignissen stammende Teilchen π^+ , μ^+ , e^+ sind deutlich voneinander getrennt.

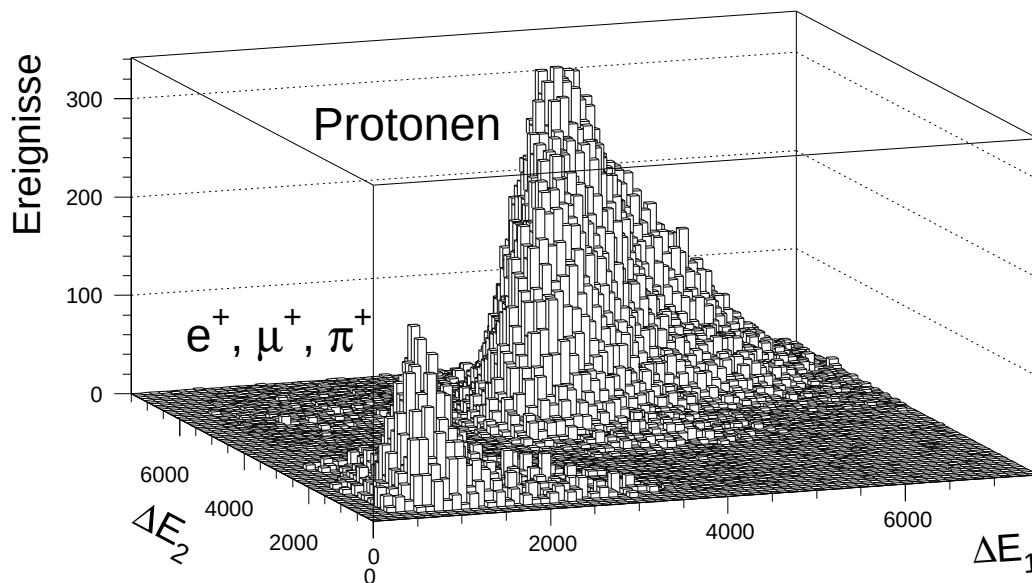


Abbildung 6.7: Zur Identifikation der Protonen wird der Energieverlust (ADC-Wert) der Teilchen in den beiden Szintillatorebenen 1 und 2 des Spektrometers A ausgewertet. Die Anhäufung bei großen Werten stammt von den niederenergetischen Protonen. Alle anderen Teilchen, wie Positronen, Muonen und Pionen, sind minimalionisierend.

6.3 Die Identifikation des neutralen Pions

Mit der Messung der drei Impulskomponenten des gestreuten Elektrons und des Rückstoßprotons stehen genug Informationen zur Verfügung, um das neutrale Pion anhand der fehlenden Masse („missing mass“) in der Energie- und Impulsbilanz zu identifizieren. Abb. 6.8 zeigt das Spektrum nach den Schnitten auf die Koinzidenzzeit und der Identifikation von Proton und Elektron. Die ausgeprägte Spitze liegt bei einer Masse von 135,0 MeV und hat eine Halbwertsbreite von 2,2 MeV. Der Literaturwert für die Ruhemasse des neutralen Pions liegt bei $m_{\pi^0} = 134,97$ MeV.

Die neutralen Pionen sitzen auf einem Untergrund von zufälligen Ereignissen. Dieser Untergrund kann durch Schnitte außerhalb des Koinzidenzzeitfensters erzeugt werden. Zur Untergrundbereinigung wird das Spektrum aus zufälligen Ereignissen an das Gesamtspektrum angepaßt und so ein Skalierungsfaktor für die Untergrundergebnisse ermittelt. Anschließend wird die Differenz des Gesamtspektrums und des skalierten Spektrums aus zufälligen Ereignissen gebildet. Dieses Vorgehen ist ebenfalls in Abb. 6.8 dargestellt.

Der ermittelte Skalierungsfaktor für die Untergrundergebnisse ist etwa 10 % größer als das Verhältnis aus der Breite des Koinzidenzzeitfensters und des Intervalls von

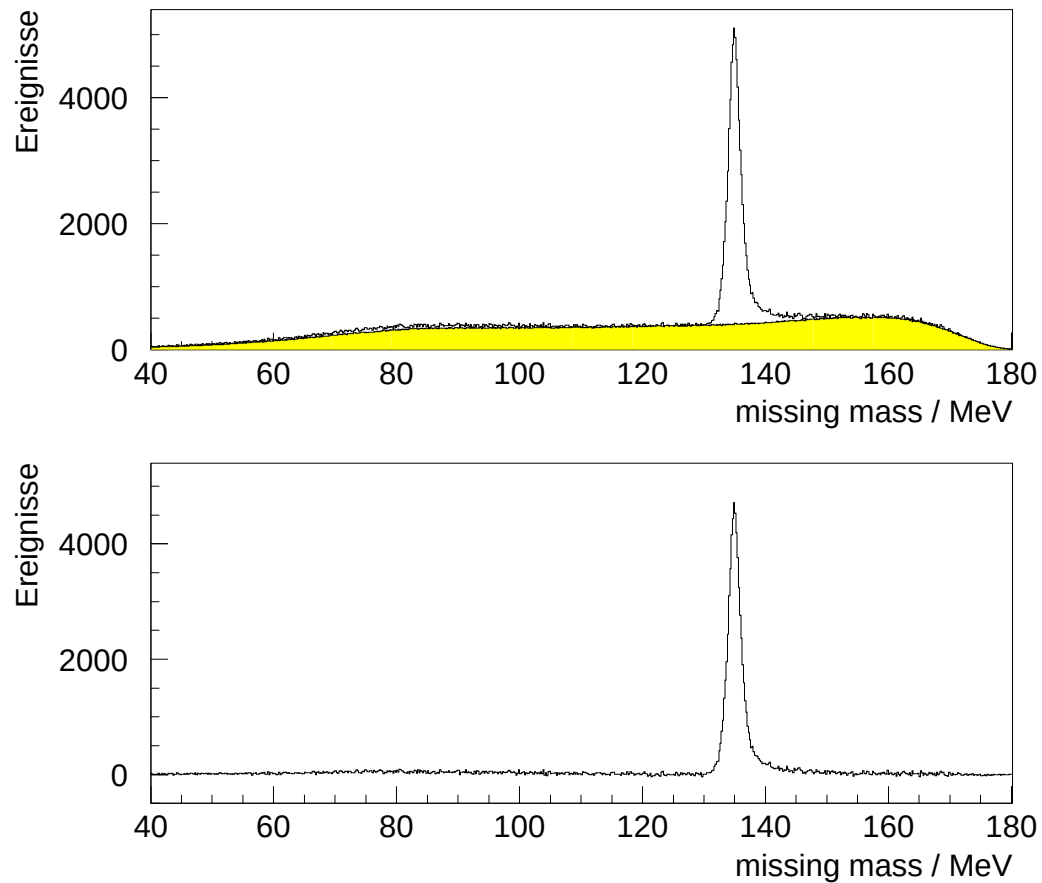


Abbildung 6.8: Die Identifikation des neutralen Pion erfolgt anhand der in der Reaktion fehlenden Masse („missing mass“). Die ausgeprägte Spitze liegt bei einer Masse von 135,0 MeV und hat eine Halbwertsbreite von 2,2 MeV. Die Abbildung zeigt die Daten mit dem Untergrund aus zufälligen Ereignissen (gelb) und das untergrundbereinigte Spektrum (unten, die Abzisse schneidet die Ordinate bei -500).

zufälligen Ereignissen, die für die Untergrundbereinigung verwendet wurden. Neben den Ereignissen, bei denen ein neutrales Pion am Wasserstoff produziert wurde, zählen auch Ereignisse aus den Targetwänden, die hauptsächlich aus Eisen bestehen, zu den Koinzidenzen.

Die Pionproduktion an den *quasifreien* Protonen von Kernen wurde deshalb in einer exemplarischen Leertarget-Messung untersucht. Das so gewonnene „missing mass“-Spektrum wurde mit einem Spektrum verglichen, das mit zufälligen Ereignissen gefüllt wurde. Dabei konnte im Rahmen der statistischen Genauigkeit kein Unterschied in der Form festgestellt werden. In beiden Fälle trat eine geringfügige Überhöhung ab einer Masse von etwa 140 MeV auf, bei der sich der $\gamma^* + p \rightarrow n + \pi^+$ Kanal öffnet, was mit einem größeren Wirkungsquerschnitt parallel läuft. Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von neutralen Pionen ist wesentlich kleiner als der für geladene Pionen und kann bei dieser Diskussion vernachlässigt werden. Ansonsten sind beide Spektren flach, es tritt insbesondere keine Spitze bei der Masse des neutralen Pions auf. Das liegt im Falle der Pionproduktion in der Targetwand daran, daß die Protonen vor dem Stoß nicht ruhen, sondern eine breite (Fermi-) Impulsverteilung haben. Diese Tatsache sorgt für eine Verschmierung über den gesamten akzeptierten Bereich.

Leider sind die Meßzeiten für die Leertarget-Messungen extrem lang, wenn man eine Korrektur des Untergrunds mit ausreichender Statistik anstrebt. Für diese Arbeit wurde deshalb der beschriebene qualitative Vergleich durchgeführt und der Untergrund von den Reaktionen aus der Targetwand durch eine Anpassung der zufälligen Koinzidenzen berücksichtigt.

6.4 Totzeit- und Effizienzkorrekturen

Wie in [ric94] beschrieben, müssen bei der Berechnung der Totzeit nicht nur die Zeiten berücksichtigt werden, in denen die Rechner mit der Auslese der Detektoren beschäftigt sind, sondern auch die Laufzeiten und die Verriegelung der Triggerelektronik. Der Korrekturfaktor für die Totzeit der Koinzidenzanordnung setzt sich wie folgt zusammen:

$$\begin{aligned} \epsilon_{\text{tot}} &= \frac{t_{\text{tot}}}{t_{\text{gesamt}}} \\ &= \frac{(t_{\text{deadA}} + t_{\text{deadB}} - t_{\text{deadAB}}) + (n_{\text{A}} + n_{\text{B}} - n_{\text{AB}}) * t_{\text{trig}}}{t_{\text{gesamt}}} \end{aligned} \quad (6.3)$$

Hierbei ist t_{gesamt} die gesamte Meßzeit und die drei Zeiten t_{deadA} , t_{deadB} und t_{deadAB} sind die im Experiment durch die Triggerelektronik exakt gemessenen Rechner- und Koinzidenztotzeiten für Einzel- und Koinzidenzereignisse. n_{A} , n_{B} und n_{AB} sind die Anzahl von Einzel- und Koinzidenzereignissen, die von den Szintillatoren der Spektrometer registriert wurden. Die Triggerelektroniktotzeit t_{trig} beträgt pro Ereignis 500 ns. Bei dem hier beschriebenen Experiment wurden in Spektrometer A Einzelraten von über 100 kHz an Protonen gemessen, was einen nicht zu vernachlässigenden Anteil

<i>Szintillator A</i>	<i>VDC A/B</i>	<i>Szintillator B</i>	<i>Čerenkov B</i>	<i>Koinzidenz</i>	<i>gesamt</i>
κ_{scintA}	$\kappa_{\text{vdcA/B}}$	κ_{scintB}	κ_{cerB}	κ_{Koinz}	κ_{Eff}
0,995 $\pm 0,001$	1,000	0,992 $\pm 0,005$	0,978 $\pm 0,002$	1,000	0,965 $\pm 0,004$

Tabelle 6.2: Die Nachweiswahrscheinlichkeiten κ der Koinzidenzanordnung.

an der Totzeit verursachte. Der Fehler im Totzeitkorrekturfaktor beträgt etwa 0,5 % und resultiert aus der endlichen Auflösung der Zeitmessung.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Gesamtanordnung κ_{Eff} wurde in einer Reihe von Experimenten bestimmt, die sich speziell mit der Koinzidenznachweiswahrscheinlichkeit ([ric94]) der Detektorkomponenten Driftkammern ([era93]), Szintillatoren ([jah94]) und Čerenkov-Detektor (siehe Abschnitt 6.2.2) beschäftigten. κ_{Eff} setzt sich aus den folgenden Bestandteilen zusammen:

$$\kappa_{\text{Eff}} = \kappa_{\text{vdcA}} \times \kappa_{\text{scintA}} \times \kappa_{\text{vdcB}} \times \kappa_{\text{scintB}} \times \kappa_{\text{cerB}} \times \kappa_{\text{Koinz}}. \quad (6.4)$$

In Tabelle 6.2 sind die gemessenen Werte zusammengefaßt.

6.5 Akzeptanzrechnungen

Der Wirkungsquerschnitt soll für feste invariante Massen W und Impulsüberträge Q^2 als Funktion der Winkel im Schwerpunktsystem θ_π^* und Φ_π^* ermittelt werden. Im Experiment sind jedoch nur die Impulse und Winkel von Elektron und Proton im Laborsystem direkt zugänglich. Außerdem werden von den Spektrometern nur bestimmte Bereiche dieser experimentellen Variablen akzeptiert. Die Auswirkungen auf den Akzeptanzbereich von (W, Q^2, Ω_π^*) sind nicht offensichtlich und wurden mit einem Simulationsprogramm ermittelt, das im Rahmen dieser Arbeit geschrieben wurde. Das Programm arbeitet mit der „Monte-Carlo“-Methode und verwendet die in Abschnitt 5.2 beschriebenen Bibliotheken. Im einzelnen werden dabei folgende Schritte ausgeführt:

1. Der Reaktionsort im ausgedehnten Target wird mit Hilfe von Zufallszahlen generiert. Anschließend wird dem Energieverlust des einlaufenden Elektrons Rechnung getragen.
2. Es werden Werte für W und Q^2 „gewürfelt“ und daraus Impuls k_f und Streuwinkel θ_e des auslaufenden Elektrons bestimmt. Der Azimutwinkel Φ_e wird ebenfalls zufällig generiert. Um Rechenzeit zu sparen, wird Φ_e in einem Bereich gewählt, der lediglich die Akzeptanz des Elektronenspektrometers großzügig überdeckt.
3. Die Winkel des Pions im Schwerpunktsystem werden mit Zufallszahlen generiert, die für $\cos(\theta_\pi^*)$ und Φ_π^* gleichverteilt sind, um sicherzustellen, daß sich keine Vorzugsrichtung ergibt. Damit liegen auch Impuls und Winkel für das Proton fest. Diese werden in das Laborsystem transformiert. An dieser Stelle des Programms wird das Histogramm $H_0(W, Q^2, \theta_\pi^*, \Phi_\pi^*)$ gefüllt, das somit die Gesamtzahl der simulierten Ereignisse enthält.

4. Energieverlust und Vielfachstreuung für das auslaufende Elektron und das Rückstoßproton werden simuliert. Dabei wird das Targetmaterial, sämtliche Folien und die Luft bis zum Eintritt in die Spektrometer berücksichtigt.
5. Jetzt erfolgt eine Überprüfung, ob Elektron und Proton von ihrem Spektrometer akzeptiert werden. Falls ja, werden die Winkel und Impulse beider Teilchen gemäß der Spektrometerrauflösung ausgeschmiert. Die mittleren Energieverluste in Target und Folien werden berücksichtigt und schließlich W , Q^2 , θ_π^* und Φ_π^* rekonstruiert und entsprechend ein zweites Histogramm $H_1(W, Q^2, \theta_\pi^*, \Phi_\pi^*)$ inkrementiert.

Zum Abschluß der Simulation werden beide Histogramme (Kanal für Kanal) dividiert:

$$H_{sim}(W, Q^2, \theta_\pi^*, \Phi_\pi^*) = \frac{H_1(W, Q^2, \theta_\pi^*, \Phi_\pi^*)}{H_0(W, Q^2, \theta_\pi^*, \Phi_\pi^*)} \quad (6.5)$$

und man erhält ein Histogramm mit Korrekturfaktoren, die der Akzeptanz der Spektrometer Rechnung tragen.

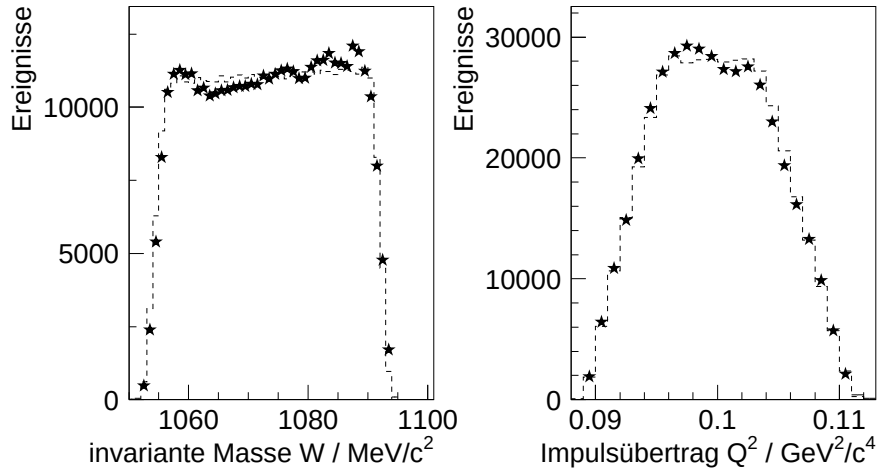


Abbildung 6.9: Ergebnis der Akzeptanzrechnung für den Elektronenarm als Funktion der invarianten Masse W (links) und des Viererimpulsübertrags Q^2 (rechts). Die Sterne zeigen die Meßdaten und die gestrichelten Linien das Ergebnis der Simulation. Der Skalierungsfaktor für die Simulation wurde an die Daten angepaßt.

Abb. 6.9 zeigt das Ergebnis der Akzeptanzsimulation für den Elektronenarm als Funktion der invarianten Masse W und des Viererimpulsübertrags Q^2 im Vergleich mit den experimentellen Daten. In beiden Fällen ist die Übereinstimmung gut, insbesondere die Flanken der Verteilungen werden gut wiedergegeben. Das Monte-Carlo Ergebnis gibt hier die Akzeptanz der Spektrometer für die Reaktion dar. Im konstanten Bereich der Akzeptanz zeigen sich Abweichungen zu den Daten, die wiederum

<i>Experiment</i>		<i>Integrationsbereich</i>	<i>Korrekturfaktor</i>
Nr.	<i>Strahlenergie</i>	ΔE_m	δ_{rad}
1	855 MeV	3,0 MeV	1,115
3	435 MeV	3,0 MeV	1,114
5	555 MeV	3,0 MeV	1,114

Tabelle 6.3: Faktoren für die Strahlungskorrektur.

mit dem Ansteigen des Wirkungsquerschnitts ab der π^+ -Produktionsschwelle (Δ -Resonanz) erklärt werden können.

6.6 Die Strahlungskorrekturen

Die gemessenen Daten müssen abschließend bezüglich eines möglichen Energieverlustes des einlaufenden bzw. auslaufenden Elektrons aufgrund der Abstrahlung von Photonen sowie der Ionisation der Targetatome korrigiert werden. Diese Effekte führen dazu, daß Verteilungen wie das Massenbilanzspektrum asymmetrisch werden. Außerdem wird die Gesamtzahl der Ereignisse vermindert, die in den Akzeptanzbereich der Detektoren fallen.

Obwohl diesen Prozessen die wohlbekannte elektro-magnetische Wechselwirkung zugrunde liegt, ist eine exakte Bestimmung der Strahlungskorrekturfaktoren sehr aufwendig und konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt werden. Vorhandene Computerprogramme ließen sich ebenfalls nicht ohne weiteres verwenden, da sie meist auf Energie- und nicht auf Massenbilanzspektren wirken. Vielmehr wurde hier eine asymmetrische Verteilung an die „missing mass“-Spektren angepaßt. Das Verhältnis aus der Gesamtfläche der Verteilung und der Fläche des Integrationsbereiches unter der Spitze ergab die Korrekturfaktoren, die in Tabelle 6.3 zusammengefaßt sind.

6.7 Der Wirkungsquerschnitt

Nach der Anwendung aller beschriebenen Schnitte werden die Meßdaten und die zufälligen Koinzidenzen in Histogramme eingeordnet. Diese entsprechen in Kanalzahl und Grenzen den Histogrammen, die in der Akzeptanzsimulation erzeugt wurden. Durch Differenzbildung wird die Untergrundbereinigung durchgeführt und man erhält die Histogramme $H_{exp}(W, Q^2, \theta_\pi^*, \Phi_\pi^*)$. Der Wirkungsquerschnitt kann dann Kanal für Kanal mittels folgender Gleichung berechnet werden:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_\pi^*}(W, Q^2, \theta_\pi^*, \Phi_\pi^*) = \frac{1}{\Gamma} \frac{H_{exp}(W, Q^2, \theta_\pi^*, \Phi_\pi^*)}{H_{sim}(W, Q^2, \theta_\pi^*, \Phi_\pi^*)} \frac{1}{\int L dt} \frac{\delta_{rad}}{\kappa_{Eff}\epsilon_{tot}} \frac{\mathcal{J}}{\Delta W \Delta Q^2 \Delta \Omega_\pi^*} \quad (6.6)$$

Dabei ist Γ der Flußfaktor für virtuelle Photonen (Gl. 2.17) und $\int L dt$ die über die Meßzeit integrierte Luminosität (Gl. 6.1). Die Korrekturfaktoren δ_{rad} , κ_{Eff} und ϵ_{tot}

tragen den Strahlungsverlusten, der Detektoreffizienz und der Totzeit Rechnung. Die Kanalbreiten der Histogramme gehen über ΔW , ΔQ^2 und $\Delta\Omega_\pi^*$ ein. Die Transformation zwischen den Elektronenkoordinaten im Laborsystem und den Invarianten W und Q^2 geschieht mit der Jacobi-Determinanten $\mathcal{J}$ (siehe z.B. [byc73]):

$$\mathcal{J} = \frac{dW dQ^2}{d\Omega_f d\epsilon_f} = \frac{M}{W} \frac{\epsilon_f M ((\epsilon_i + M)^2 - W^2)}{2\pi (M - \epsilon_f (\cos \theta_e - 1))^2} \quad (6.7)$$

Kapitel 7

Ergebnisse

7.1 Der differentielle Wirkungsquerschnitt

Abb. 7.1 zeigt den differentiellen Wirkungsquerschnitt als Funktion des Polarwinkels θ_π^* des Pions im Schwerpunktsystem für vier Bereiche der invarianten Masse W über der Produktionsschwelle. Exemplarisch wurden die Daten ausgewählt, die bei einer Strahlenergie von 435 MeV aufgenommen wurden. Alle weiteren numerischen Ergebnisse sind im Anhang A tabellarisch zusammengestellt.

Bei der Ermittlung der Wirkungsquerschnitte wurde über ein $0,006 \text{ (GeV/c)}^2$ breites Intervall des Viererimpulsübertrags Q^2 gemittelt. Dies ist nur ein Ausschnitt der Akzeptanz des Elektronenspektrometers, die in Abb. 6.9 dargestellt ist. Das Kriterium für die Wahl dieses Bereiches ergab sich aus der Akzeptanzsimulation. Außerhalb des Intervalls sank die Akzeptanz unter 10 % ab und der systematische Fehler für die Korrektur vergrößerte sich entsprechend.

Auch über den Azimutwinkel Φ_π^* des Pions wurde in Abb. 7.1 gemittelt. Wegen der Winkelabhängigkeit der Interferenzanteile des Wirkungsquerschnitts vereinfacht sich die Gleichung 2.16 zu:

$$\frac{d\sigma_V}{d\Omega_\pi} = \frac{d\sigma_T}{d\Omega_\pi^*} + \epsilon_L \frac{d\sigma_L}{d\Omega_\pi^*} \quad (7.1)$$

Für jeden ΔW Bereich wurde Gleichung 2.21 an den differentiellen Wirkungsquerschnitt angepaßt, mit A , B und C als freien Parametern. Der Koeffizient A ist eine Kombination aus den Quadraten der s-Wellen Multipole und den Quadraten von Summen der p-Wellen Multipole. Die p-Wellen Multipole sind in guter Näherung proportional zum Impuls der Pionen im Schwerpunktsystem k_π^* (siehe [dre92]). Somit kann der Wert von A durch $A = a_0 + bk_\pi^*$ parametrisiert werden. Allerdings ignoriert man dabei eine mögliche Energieabhängigkeit der Multipolamplituden. An der Schwelle kann a_0 durch die s-Wellen Multipole ausgedrückt werden:

$$a_0 = |E_{0+}|^2 + \epsilon_L |L_{0+}|^2 \quad (7.2)$$

Die Ergebnisse für den s-Wellen Wirkungsquerschnitt a_0 faßt Tabelle 7.1 zusammen.

Bei einer Strahlenergie von 555 MeV ($\epsilon = 0,714$) wurde ein Wert $a_0 = 0,45 \pm 0,03 \text{ } \mu\text{b/sr}$ ermittelt, in guter Übereinstimmung mit einem NIKHEF Experiment, das in einer ähnlichen Kinematik durchgeführt wurde. Bei einer Strahlenergie von 525 MeV ($\epsilon = 0,67$) bestimmten van den Brink *et al.* [bri95] $a_0 = 0,39 \pm 0,04 \text{ } \mu\text{b/sr}$. Eine erste Vorhersage der chiralen Störungstheorie [ber94] für die NIKHEF Kinematik war $a_0 = 0,36 \text{ } \mu\text{b/sr}$.

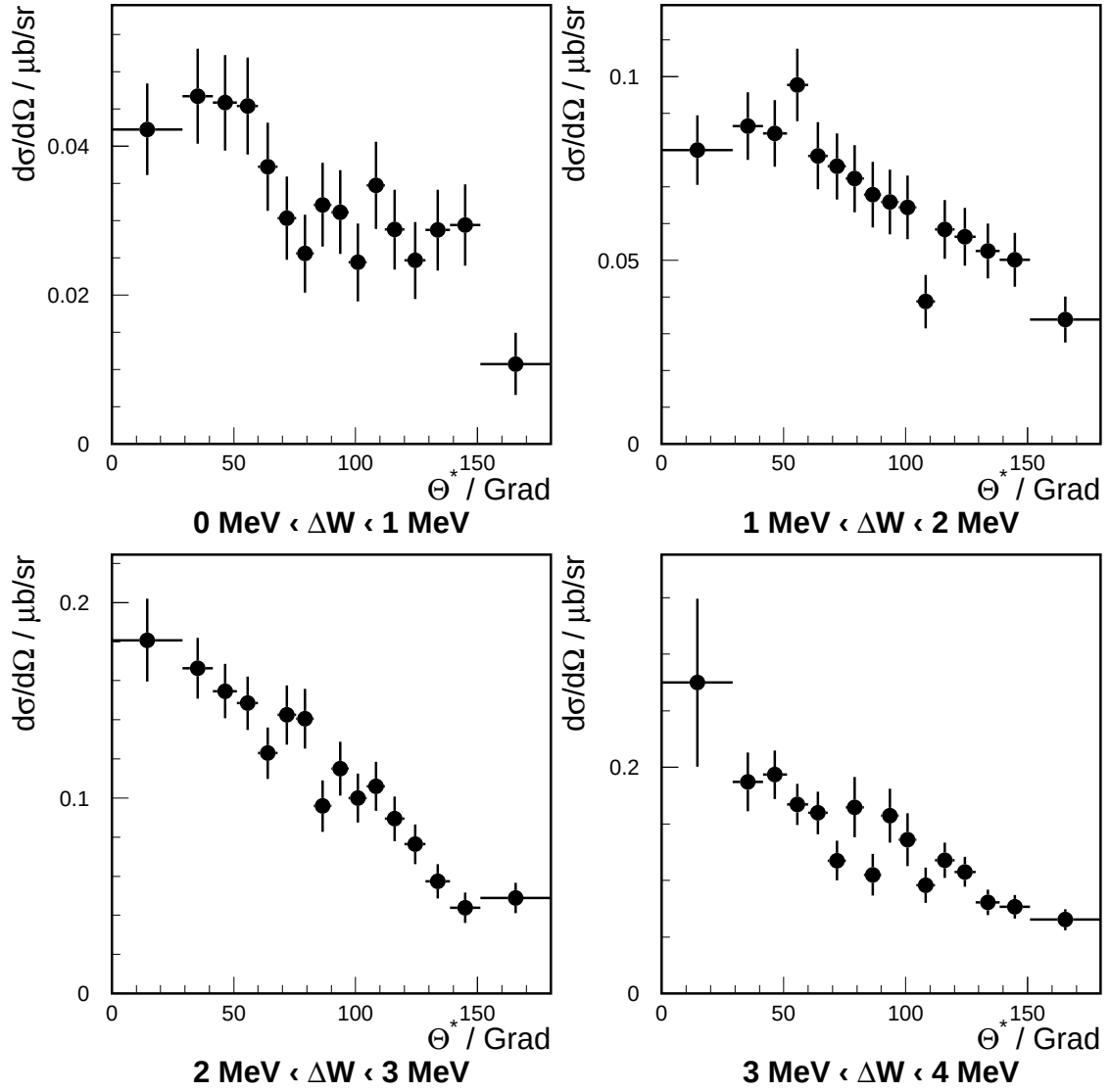


Abbildung 7.1: Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion des Polarwinkels θ_π^* des Pions im Schwerpunktsystem für eine Strahlenergie von 435 MeV. Gezeigt sind vier Bereiche der invarianten Masse W an der Produktionsschwelle.

Strahlenergie	435 MeV	555 MeV	855 MeV
ϵ (ϵ_L)	0,530 (8,40)	0,714 (11,31)	0,886 (14,03)
a_0 / $\mu\text{b/sr}$	$0,34 \pm 0,03$	$0,45 \pm 0,03$	$0,70 \pm 0,04$

Tabelle 7.1: Ergebnisse mit statistischem Fehler für den s-Wellen Wirkungsquerschnitt a_0 (Gl. 7.2).

Die Interferenzterme im Wirkungsquerschnitt wurden mit der in Kapitel 3.2.1 beschriebenen Methode ermittelt. Abb. 7.2 zeigt den transversal-longitudinal interferierenden Anteil (TL) und Abb. 7.3 den transversal-transversal interferierenden Anteil (TT).

An den TL-Interferenzanteil wurde die Funktion $\sigma_{\text{TL}} = D' \cdot \sin \theta_\pi^*$ angepaßt (siehe Abb. 7.2). Die numerischen Resultate sind in Tabelle 7.2 aufgeführt.

$\Delta W / \text{MeV}$	$0,5 \pm 0,5$	$1,5 \pm 0,5$	$2,5 \pm 0,5$	$3,5 \pm 0,5$
$D' / \mu\text{b/sr}$	$-0,022 \pm 0,002$	$-0,047 \pm 0,003$	$-0,070 \pm 0,004$	$-0,076 \pm 0,005$

Tabelle 7.2: Ergebnisse für die Anpassung der Funktion $\sigma_{\text{TL}} = D' \cdot \sin \theta_\pi^*$ an den TL-Interferenzanteil des Wirkungsquerschnittes als Funktion der invarianten Masse ΔW über der Schwelle. Die Fehler geben die statistische Genauigkeit der Anpassung wieder.

Die statistische Genauigkeit des Experimentes reichte nicht aus, um den TT-Interferenzanteil des Wirkungsquerschnitts zu bestimmen. Die ermittelten Werte sind mit Null verträglich. Allerdings sagt auch die chirale Störungstheorie einen sehr kleinen Wert voraus. Für $\Delta W = 0,5 \text{ MeV}$ über der π^0 -Produktionsschwelle lautet die Vorhersage $\sigma_{\text{TT}} = 0,003 \cdot \sin^2 \theta_\pi^*$.

7.2 LT-Separation

Für jeden ΔW Bereich wurden der Wirkungsquerschnitt gegen den Polarisationsparameter ϵ aufgetragen (Abb. 7.4). Durch die Anpassung einer Geraden an die Datenpunkte wurde eine Rosenbluth-Separation durchgeführt. Die Steigung der Geraden ist der longitudinale Anteil am Wirkungsquerschnitt. Unter der Annahme, daß die Beiträge der p-Wellen Multipole L_{1+} und L_{1-} zu vernachlässigen sind, worin alle theoretischen Voraussagen übereinstimmen, läßt sich der s-Wellen Multipol L_{0+} bestimmen. Tabelle 7.3 faßt die Ergebnisse zusammen.

$\Delta W / \text{MeV}$	$0,5 \pm 0,5$	$1,5 \pm 0,5$	$2,5 \pm 0,5$	$3,5 \pm 0,5$
$E_{0+} / 10^{-3}/m_\pi$	$0,95 \pm 0,1$	$1,10 \pm 0,1$	$1,00 \pm 0,1$	$1,15 \pm 0,1$
$L_{0+} / 10^{-3}/m_\pi$	$-1,35 \pm 0,1$	$-1,35 \pm 0,1$	$-1,25 \pm 0,1$	$-1,30 \pm 0,1$

Tabelle 7.3: Ergebnisse für die s-Wellen Multipole E_{0+} und L_{0+} . Die Fehler geben die statistische Genauigkeit der Anpassung wieder.

Der Achsenabschnitt der Geradenanpassung gibt den transversalen Anteil des Wirkungsquerschnitts wieder. Leider unterdrückt der kinematische Parameter Q^2/ω^2 den s-Wellen Multipol E_{0+} in dieser Kinematik um den Faktor 15,5. E_{0+} wurde daher aus dem Parameter B bestimmt, der in Kapitel 7.1 eingeführt wurde. Dazu wurde auch der ermittelte Wert von L_{0+} sowie die Vorhersagen der ChPT für die p-Wellen Multipole herangezogen. Diese Methode ist in dem Energiebereich unterhalb der π^+ -Schwelle möglich, da hier die s-Wellen Multipole rein reell sind.

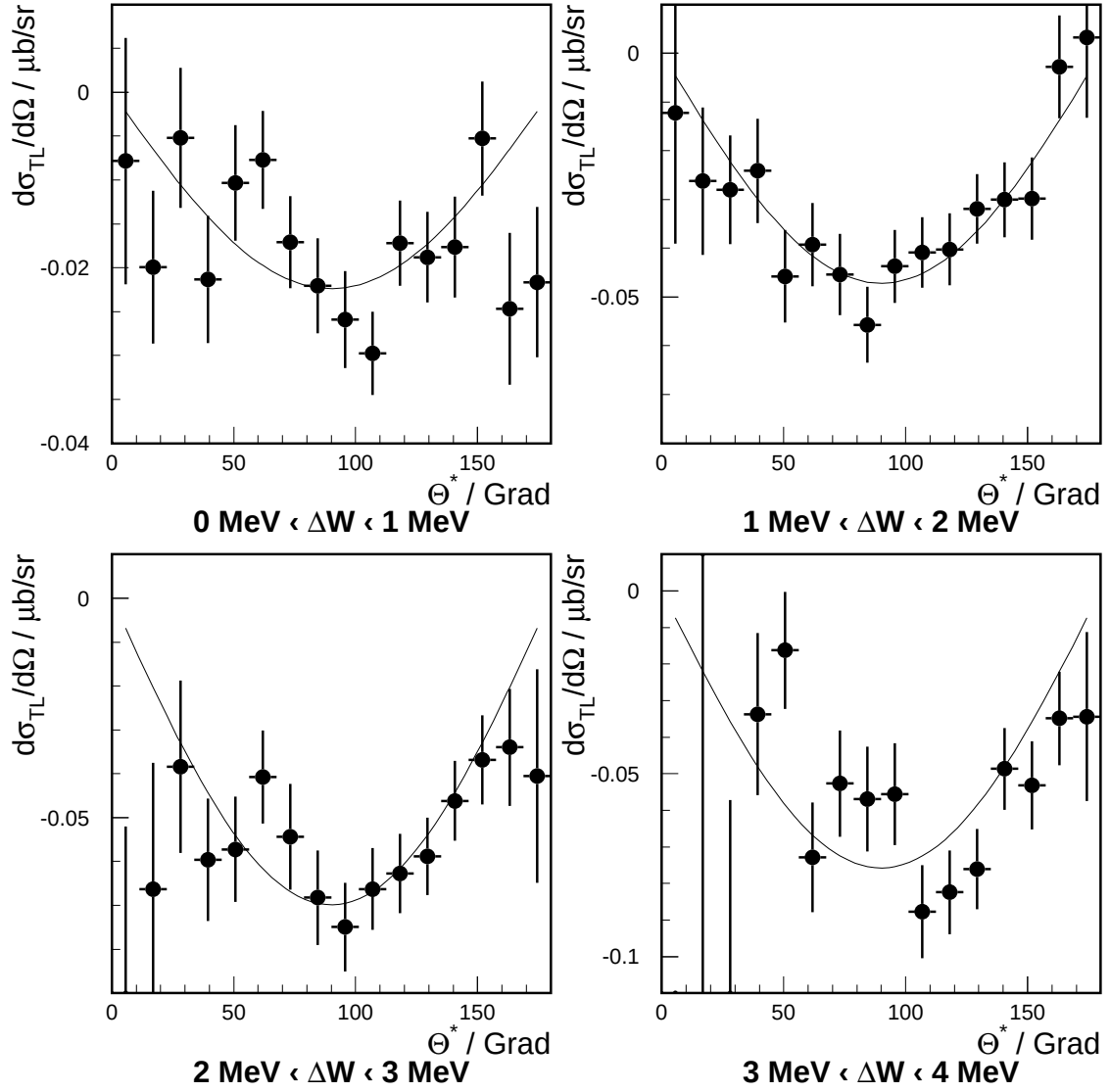


Abbildung 7.2: Der transversal-longitudinal interferierende Anteil des Wirkungsquerschnitts als Funktion des Polarwinkels θ_π^* des Pions im Schwerpunktsystem. An die Daten wurde die Funktion $\sigma_{TL} = D' \cdot \sin \theta_\pi^*$ angepaßt.

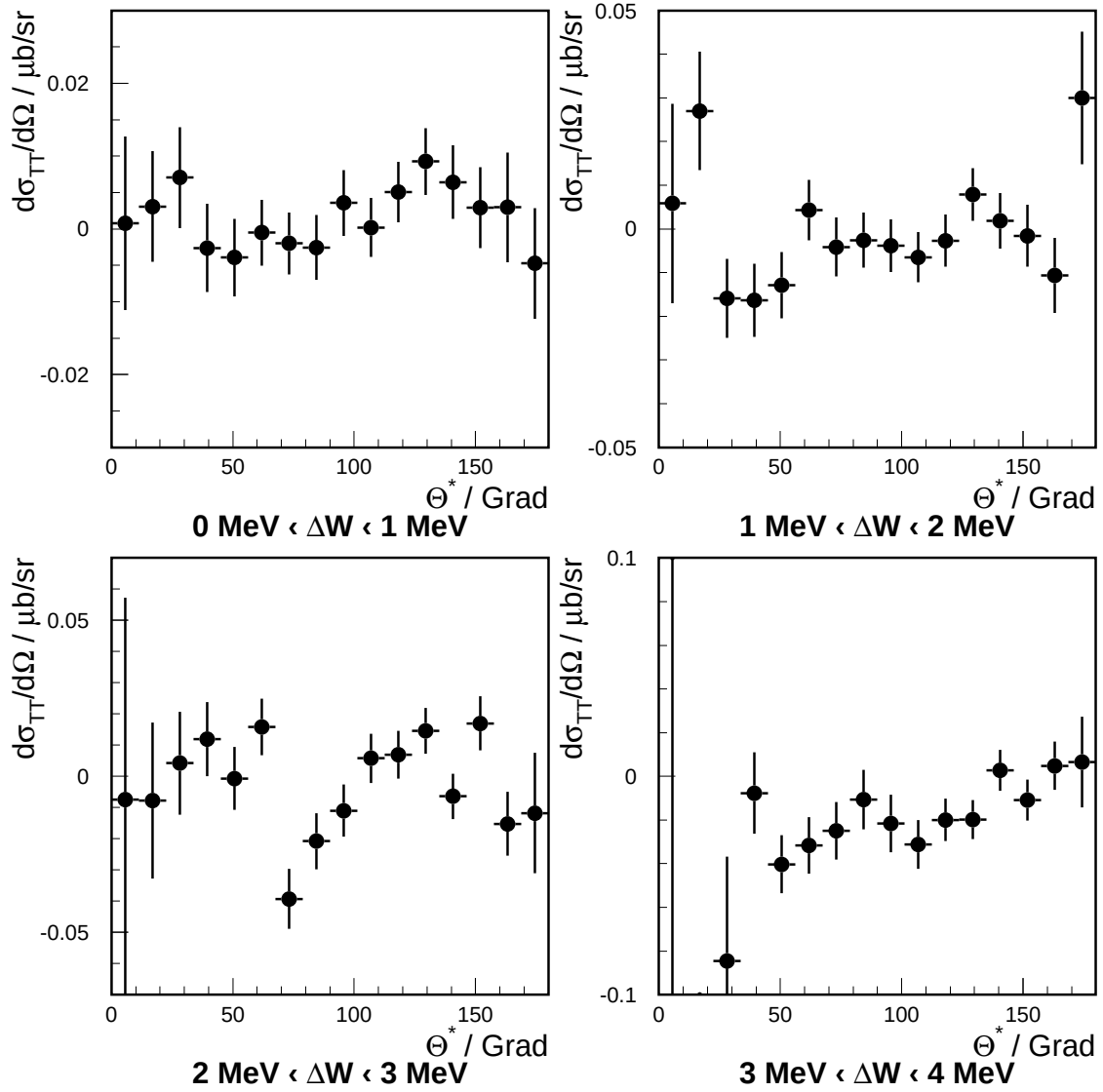


Abbildung 7.3: Der transversal-transversal interferierende Anteil des Wirkungsquerschnitts als Funktion des Polarwinkels θ_π^* des Pions im Schwerpunktsystem Differentialer Wirkungsquerschnitt.

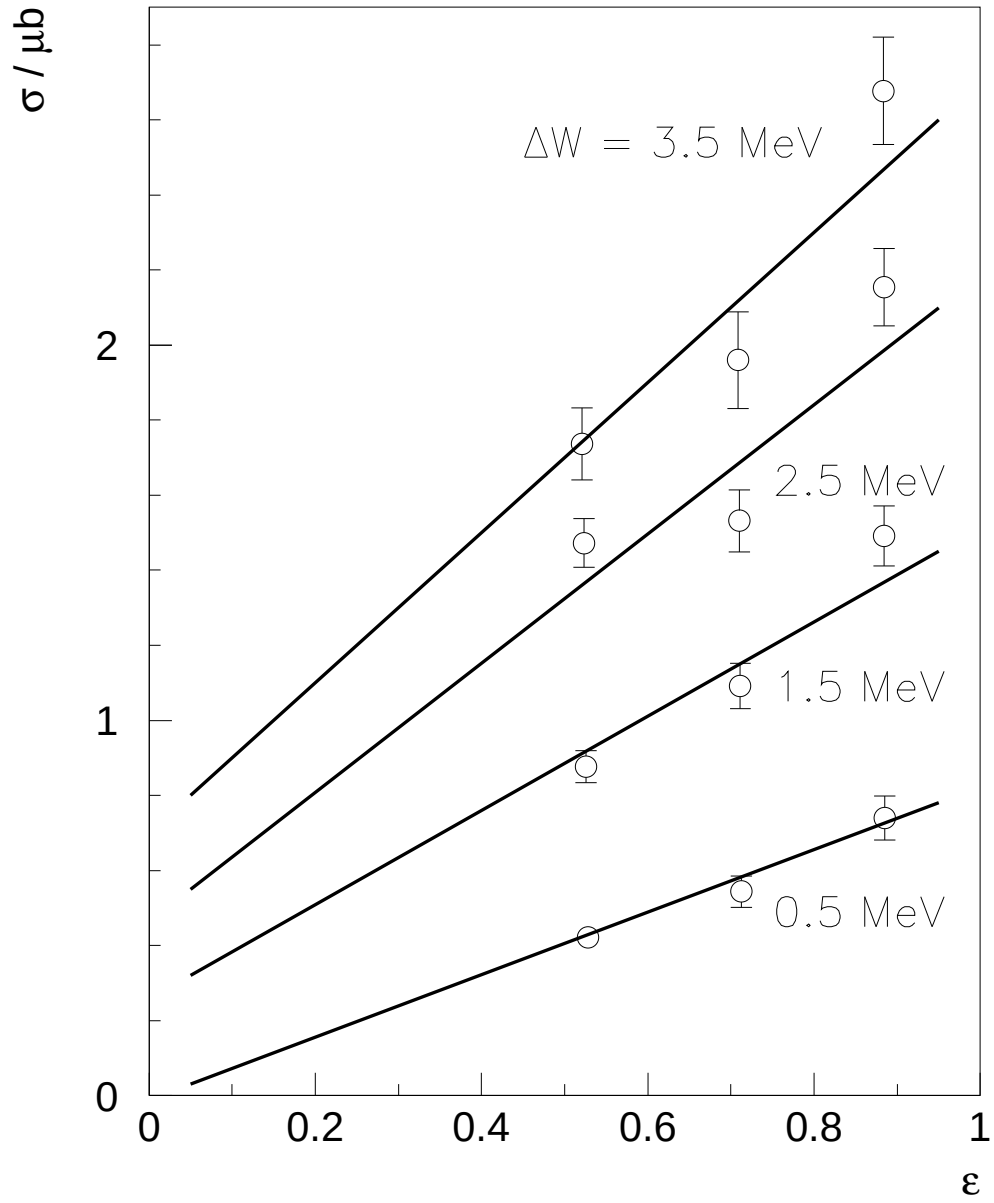


Abbildung 7.4: LT-Separation. Die Kurven sind jeweils mit dem Wert für die invariante Masse ΔW über der π^0 -Produktionsschwelle bezeichnet.

7.3 Vergleich mit der ChPT

Die bislang zitierten Vorhersagen der chiralen Störungstheorie [ber94] entstammen einer Rechnung bis zur Ordnung q^2 in den externen Impulsen. Es zeigt sich, daß bei einem Impulsübertrag von $Q^2 = 0,1 \text{ (GeV/c)}^2$ die numerischen Werte der niedrigsten Ordnung (sog. „tree level“) in der gleichen Größenordnung liegen wie die Korrekturen der höheren Ordnung. Mittlerweile sind die Rechnungen der ChPT [ber96] für die p-Wellen Multipole bis zur Ordnung q^4 fortgeführt worden. Es deutet sich eine Konvergenz der Störungsreihe an. Für die beiden s-Wellen Multipole wurde die Rechnung sogar bis zur Ordnung q^5 durchgeführt, d.h. Nukleonen-Schleifen wurden berücksichtigt.

Allerdings erfordern Unitarität und Eichinvarianz die Einführung von sogenannten Gegentermen („counter terms“) in den Rechnungen, die neue Niederenergiekonstanten darstellen. Teilweise konnten diese Konstanten durch die Analyse von Photo-produktionsdaten bestimmt werden. Zusätzlich mußten aber auch die NIKHEF und Mainz Daten herangezogen werden, was natürlich die Vorhersagekraft der ChPT bezüglich unserer Daten abschwächt.

Abb. 7.5 zeigt die Daten, die bei einer Strahlenergie von 855 MeV ($\epsilon = 0,885$) aufgenommen wurden, im Vergleich zu den neuen Rechnungen im Rahmen der ChPT [ber96]. Die Winkelabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte wird gut wiedergegeben. Allerdings werden sie noch etwa 20–30 % unterschätzt als Folge der zu kleinen theoretischen Werten für $L_{0+} = -1,2 \cdot 10^{-3}/m_\pi$ bzw. der zu großen Werte für $E_{0+} = +1,5 \cdot 10^{-3}/m_\pi$ an der Schwelle (vgl. $\Delta W = (0,5 \pm 0,5) \text{ MeV}$ in Tabelle 7.3).

In Abb. 7.6 sind die Ergebnisse für die s-Wellen Multipole der Amsterdamer und Mainzer Experimente zusammen mit Rechnungen im Rahmen der chiralen Störungstheorie dargestellt. Die Punkte geben die NIKHEF-Messung [bri95] und die Quadrate die Messung an MAMI wieder. Die Vorhersagen der ChPT [ber94] (Sterne) liegen nur für den Bereich unmittelbar an der π^0 -Produktionsschwelle vor. Vergleicht man das Ergebnis der neuen Rechnung [ber96] (Linie) mit den experimentellen Daten, so ergibt sich für den L_{0+} -Multipol eine gute Übereinstimmung. Allerdings deuten die NIKHEF-Ergebnisse eine Energieabhängigkeit von L_{0+} an, die im Rahmen der ChPT-Rechnungen nicht erklärt werden kann. Für den E_{0+} -Multipol sind die Abweichungen zwischen den beiden Experimenten und im Vergleich mit den Rechnungen größer. Hier ergeben die Rechnungen eine Energieabhängigkeit von E_{0+} unterhalb der π^+ -Schwelle, die u.A. in einem weiteren Mainzer π^0 -Produktionsexperiment untersucht werden sollen (siehe Kapitel 8).

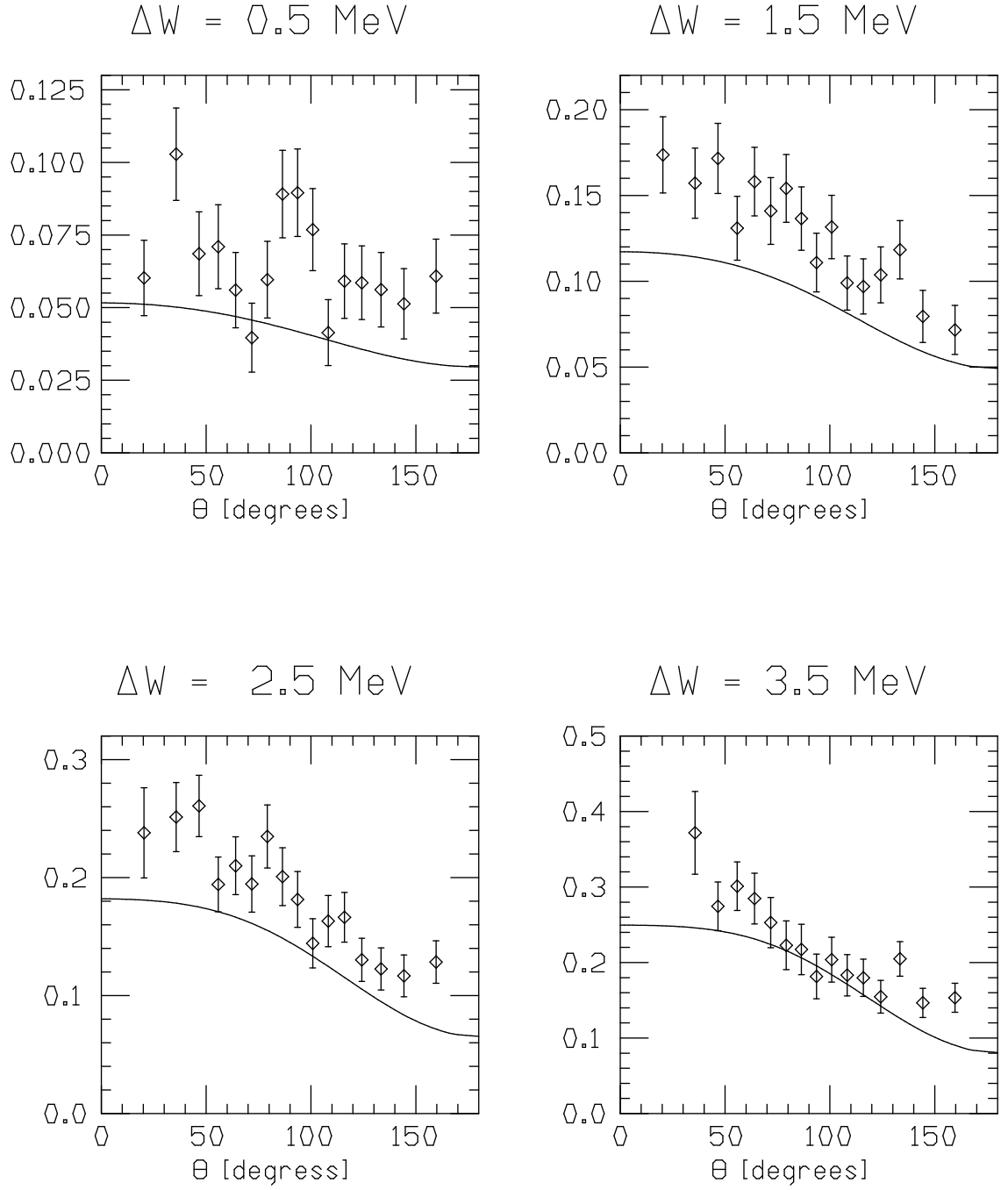


Abbildung 7.5: Der differentielle Wirkungsquerschnitt $(d\sigma/d\Omega)/(\mu b/sr)$ als Funktion des Polarwinkels θ_π^* des Pions im Schwerpunktsystem im Vergleich zu chiralen Störungstheorierechnungen bei einer Strahlenergie von 855 MeV ($\epsilon = 0,885$).

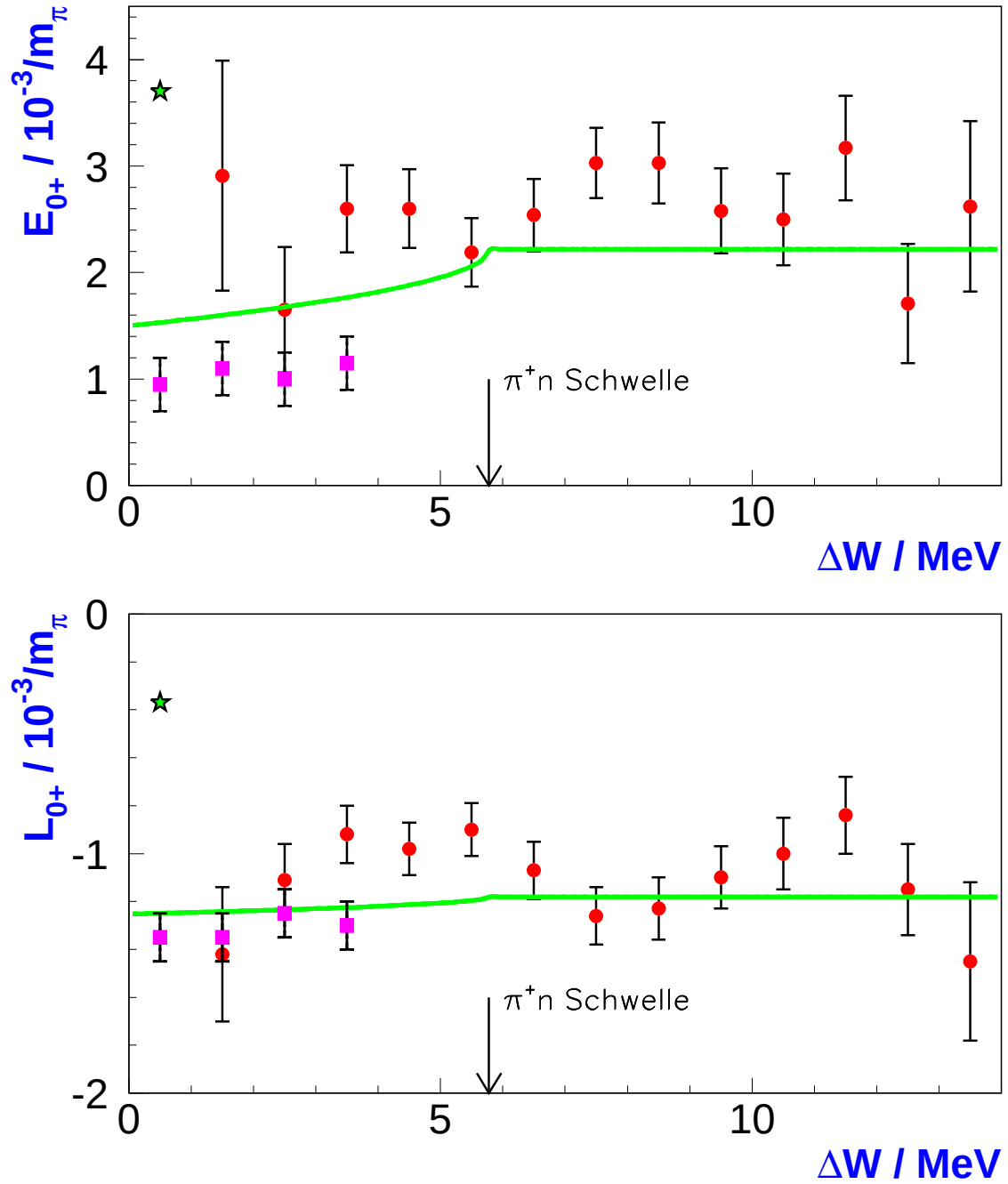


Abbildung 7.6: Vergleich der Ergebnisse für die s-Wellen Multipole der Amsterdamer und Mainzer Experimente mit der chiralen Störungstheorie. Die Punkte geben die NIKHEF-Messung [bri95] und die Quadrate die Messung an MAMI wieder. Dargestellt ist außerdem die Vorhersage der chiralen Störungstheorie [ber94] (Sterne) und das Ergebnis der neuen Rechnung [ber96] (Linie).

Kapitel 8

Schlußbemerkung und Ausblick

In den vorangehenden Kapiteln wurde die Durchführung und Analyse des ersten Produktionsexperimentes von neutralen Pionen an der Drei-Spektrometer-Anlage geschildert. In vielfacher Hinsicht handelte es sich dabei um ein Testexperiment. So gehörte es mit zu den ersten Koinzidenzexperimenten an der neuen Anlage. Meist war es nicht möglich auf Erfahrungswerte zurückzugreifen und im Zuge der Analyse mußten eine Reihe neuer Eichungen vorgenommen und die dazu notwendigen Computerprogramme geschrieben werden. Kapitel 6 gibt hierzu einen Einblick.

Gleiches gilt für die Experimentiereinrichtungen. Während der Messungen wurden eine ganze Reihe von „Kinderkrankheiten“ diagnostiziert und nach und nach kuriert. So war z.B. das Gerät zur Winkelauslese von Spektrometer A nicht richtig befestigt, die Pfostenstecker von Flachbandkabeln falsch aufgesteckt und die Kavitäten zur Messung des Strahlstroms am falschen Kühlkreislauf angeschlossen, etc.

Die wichtigste Einschränkung betrifft allerdings die Wahl der Kinematik. Die Messungen wurden bei einem Impulsübertrag von $Q^2 = 0,1 \text{ (GeV/c)}^2$ durchgeführt, wohl wissend, daß die Rechnungen im Rahmen der chiralen Störungstheorie hier nur eingeschränkt gültig sind. Es war daher von Anfang an vorgesehen, ein Experiment zur π^0 -Produktion bei einem Impulsübertrag von $Q^2 = 0,05 \text{ (GeV/c)}^2$ durchzuführen. Diese Daten wurden in einer Reihe von Strahlzeiten von November 1995 bis März 1996 aufgenommen und werden zur Zeit analysiert.

Die neuen Daten umfassen einen Bereich der invarianten Masse W von der Schwelle bis etwa 15 MeV darüber. In diesen Bereich fällt auch die Schwelle für die $H(e,e')n\pi^+$ Reaktion, die etwa 6 MeV oberhalb der π^0 -Schwelle liegt. Für die unterschiedlichen Pionenmassen ist die gebrochene Isospin-Symmetrie verantwortlich, also die unterschiedlichen Quarkmassen. Die Existenz eines reellen Zwischenzustandes $n\pi^+ \rightarrow p\pi^0$ bei der Elektroproduktion von neutralen Pionen hat eine starke Energieabhängigkeit der Multipole, insbesondere von E_{0+} , zur Folge.

Die Schwierigkeit bei diesen neuen Messungen war, daß die kinetische Energie der Rückstoßprotonen mit dem Viererimpulsübertrag abnimmt und daß sich daher die Auflösung durch Energieverlust und Vielfachstreuung im Target und den Folien weiter verschlechtert. Gerade die Erfahrungen, die bei den hier beschriebenen Testmessungen zur π^0 -Produktion gewonnen wurden, führten zur Entwicklung eines neuen Targets, dessen Querschnitt nicht mehr kreisrund sondern „zigarrenförmig“ ist [ewa96]. Diese Form hat nicht nur den Vorteil, daß der Weg der Protonen durch das Target kürzer ist, er hängt auch nicht mehr so stark vom Ort der Reaktion ab.

Die Messungen zur π^0 -Produktion werden voraussichtlich Anfang 1997 fortgesetzt. Es soll die sogenannte *fünfte* Strukturfunktion R_{TL} bestimmt werden, die neue und

unabhängige Informationen über die Multipole beinhaltet, insbesondere deren Imaginärteil. Dieses Experiment wird erstmalig den polarisierten Elektronenstrahl von MAMI an der Drei-Spektrometer-Anlage nutzen. Außerdem wird von der Möglichkeit Gebrauch gemacht werden, das Elektronenspektrometer um 10 Grad aus der Laborebene zu kippen.

Kapitel 9

Zusammenfassung

In einem Experiment der A1-Kollaboration des Instituts für Kernphysik der Universität Mainz wurde am Beschleuniger MAMI die Elektroproduktion von neutralen Pionen an der Schwelle bei einem Viererimpulsübertrag von $Q^2 = 0,1 \text{ (GeV/c)}^2$ untersucht. Die Daten wurden bei drei verschiedenen Strahlenergien von 435, 555 und 855 MeV genommen. Dies entspricht Werten für die Polarisation des virtuellen Photons von 0,53, 0,7 und 0,88. Die geladenen Teilchen im Ausgangskanal der Reaktion $^1\text{H}(e,e'\text{p})\pi^0$ - das gestreute Elektron und das Rückstoßproton - wurden in hochauflösenden Magnetspektrometern nachgewiesen. Das neutrale Pion ließ sich aus der Energie- und Impulsbilanz der Reaktion identifizieren. Die große Impuls- und Winkelakzeptanz der Mainzer Spektrometer ermöglichte es, die komplette Winkelverteilung im Schwerpunktsystem der Pionen bis zu einer invarianten Masse von $\Delta W = 4 \text{ MeV}$ über der Schwelle aufzunehmen.

Im apparativen Teil dieser Arbeit wurde der Spurdetektor für das Spektrometer A aufgebaut und in Betrieb genommen. Der Detektor besteht aus vier Ebenen von vertikalen Driftkammern mit einer sensitiven Fläche von $0,4 \times 2,0 \text{ m}^2$. Die Ortsauflösung ist besser als $100 \text{ }\mu\text{m}$, die Winkelauflösung besser als $0,3 \text{ mrad}$ in den dispersiven Koordinaten des Spektrometers. Durch den Einsatz von speziellen Programmen für die Spurrekonstruktion können Nachweiswahrscheinlichkeiten von nahezu 100 % erzielt werden.

Mit dem Programm „Cindy++“ und den dazu gehörenden Bibliotheken wurde der Kollaboration A1 ein Analyse- und Simulationsinstrument zur Verfügung gestellt, daß sich an alle Erfordernisse der Drei-Spektrometer-Anlage anpassen läßt. Es können damit Detektordaten für Diagnose- und Eichzwecke ausgewertet und graphisch dargestellt werden. Wegen der schnellen Verarbeitung der Daten eignet sich „Cindy++“ insbesondere für die Analyse während der Strahlzeit und ist daher zum Standardprogramm der A1 Kollaboration im „online“-Bereich geworden. Wie diese Arbeit belegt, kann das Programmpaket auch für die „offline“-Auswertung der Meßdaten bis hin zum Wirkungsquerschnitt verwendet werden. Dazu wurden Bibliotheksfunktionen für kinematische Berechnungen, Korrekturen und für die Simulation geschrieben.

Der longitudinale (L) und transversale (T) Anteil des Wirkungsquerschnitts wurde mit einer Rosenbluth-Separation ermittelt. Der transversal-longitudinal und der transversal-transversal interferierende Anteil des Wirkungsquerschnitts konnte aus der azimuthalen Winkelverteilung bestimmt werden. Eine Multipol Analyse wurde durchgeführt, mit schwachen Annahmen für die Beiträge der p-Wellen. Das Ergebnis für die s-Wellen Multipole an der Schwelle ist:

$$\begin{aligned} E_{0+} &= (1,0 \pm 0,1) \times 10^{-3} / m_{\pi^+}, \\ L_{0+} &= (-1,35 \pm 0,1) \times 10^{-3} / m_{\pi^+}. \end{aligned}$$

Anhang A

Resultate in Tabellenform

Die Anhang enthält die numerischen Resultate der Analyse, die in den Abbildungen 7.1, 7.2 und 7.3 dargestellt sind. In den Tabellen sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte, sowie die transversal-longitudinal und transversal-transversal Interferenz-Wirkungsquerschnitte, in Abhängigkeit vom Cosinus des Produktionswinkels Θ^* des neutralen Pions im Schwerpunktsystem, aufgeführt. Die angegebenen Fehler berücksichtigen lediglich die statistischen Unsicherheiten. Die Tabellen sind nach Strahlenergie und der invarianten Masse W geordnet.

$\cos \Theta^*$	$d\sigma/d\Omega / \mu\text{b/sr}$	$d\sigma_{\text{TL}}/d\Omega / \mu\text{b/sr}$	$d\sigma_{\text{TT}}/d\Omega / \mu\text{b/sr}$
-0.9375	0.011 $\pm$ 0.004	-0.012 $\pm$ 0.009	-0.003 $\pm$ 0.008
-0.8125	0.029 $\pm$ 0.005	-0.022 $\pm$ 0.011	0.005 $\pm$ 0.010
-0.6875	0.029 $\pm$ 0.005	0.000 $\pm$ 0.011	0.004 $\pm$ 0.010
-0.5625	0.025 $\pm$ 0.005	-0.017 $\pm$ 0.010	0.010 $\pm$ 0.010
-0.4375	0.029 $\pm$ 0.005	-0.011 $\pm$ 0.012	-0.017 $\pm$ 0.010
-0.3125	0.035 $\pm$ 0.006	-0.026 $\pm$ 0.011	0.015 $\pm$ 0.011
-0.1875	0.024 $\pm$ 0.005	-0.034 $\pm$ 0.011	-0.008 $\pm$ 0.010
-0.0625	0.031 $\pm$ 0.006	-0.027 $\pm$ 0.011	0.020 $\pm$ 0.011
0.0625	0.032 $\pm$ 0.006	0.001 $\pm$ 0.012	-0.018 $\pm$ 0.011
0.1875	0.026 $\pm$ 0.005	-0.021 $\pm$ 0.011	0.002 $\pm$ 0.010
0.3125	0.030 $\pm$ 0.006	-0.008 $\pm$ 0.012	-0.003 $\pm$ 0.011
0.4375	0.037 $\pm$ 0.006	-0.027 $\pm$ 0.012	-0.003 $\pm$ 0.011
0.5625	0.045 $\pm$ 0.007	-0.009 $\pm$ 0.014	-0.001 $\pm$ 0.012
0.6875	0.046 $\pm$ 0.006	-0.032 $\pm$ 0.014	-0.011 $\pm$ 0.012
0.8125	0.047 $\pm$ 0.006	-0.002 $\pm$ 0.013	0.006 $\pm$ 0.012
0.9375	0.042 $\pm$ 0.006	-0.005 $\pm$ 0.013	0.000 $\pm$ 0.012

Tabelle A.1: Wirkungsquerschnitte für $\epsilon = 0,529$, $\Delta W = 0$ bis 1 MeV.

$\cos \Theta^*$	$d\sigma/d\Omega / \mu\text{b/sr}$	$d\sigma_{\text{TL}}/d\Omega / \mu\text{b/sr}$	$d\sigma_{\text{TT}}/d\Omega / \mu\text{b/sr}$
-0.9375	0.034 $\pm$ 0.006	-0.018 $\pm$ 0.013	-0.001 $\pm$ 0.012
-0.8125	0.050 $\pm$ 0.007	-0.036 $\pm$ 0.015	-0.005 $\pm$ 0.014
-0.6875	0.052 $\pm$ 0.007	-0.046 $\pm$ 0.015	0.006 $\pm$ 0.014
-0.5625	0.056 $\pm$ 0.008	-0.055 $\pm$ 0.016	0.011 $\pm$ 0.015
-0.4375	0.058 $\pm$ 0.008	-0.042 $\pm$ 0.017	0.002 $\pm$ 0.015
-0.3125	0.039 $\pm$ 0.007	-0.033 $\pm$ 0.016	-0.004 $\pm$ 0.014
-0.1875	0.064 $\pm$ 0.009	-0.066 $\pm$ 0.018	0.006 $\pm$ 0.017
-0.0625	0.066 $\pm$ 0.009	-0.060 $\pm$ 0.020	-0.016 $\pm$ 0.017
0.0625	0.068 $\pm$ 0.009	-0.060 $\pm$ 0.019	0.002 $\pm$ 0.017
0.1875	0.072 $\pm$ 0.009	-0.033 $\pm$ 0.020	-0.011 $\pm$ 0.017
0.3125	0.076 $\pm$ 0.009	-0.052 $\pm$ 0.019	0.003 $\pm$ 0.017
0.4375	0.078 $\pm$ 0.009	-0.028 $\pm$ 0.019	0.015 $\pm$ 0.017
0.5625	0.098 $\pm$ 0.010	-0.072 $\pm$ 0.021	0.003 $\pm$ 0.019
0.6875	0.085 $\pm$ 0.009	-0.036 $\pm$ 0.019	0.013 $\pm$ 0.017
0.8125	0.087 $\pm$ 0.009	-0.022 $\pm$ 0.019	0.008 $\pm$ 0.017
0.9375	0.080 $\pm$ 0.009	0.001 $\pm$ 0.019	0.015 $\pm$ 0.018

Tabelle A.2: Wirkungsquerschnitte für $\epsilon = 0,529$, $\Delta W = 1$ bis 2 MeV.

$\cos \Theta^*$	$d\sigma/d\Omega / \mu\text{b/sr}$	$d\sigma_{\text{TL}}/d\Omega / \mu\text{b/sr}$	$d\sigma_{\text{TT}}/d\Omega / \mu\text{b/sr}$
-0.9375	0.049 $\pm$ 0.008	-0.044 $\pm$ 0.016	0.010 $\pm$ 0.015
-0.8125	0.044 $\pm$ 0.008	-0.048 $\pm$ 0.016	0.012 $\pm$ 0.015
-0.6875	0.057 $\pm$ 0.009	-0.058 $\pm$ 0.019	0.006 $\pm$ 0.017
-0.5625	0.076 $\pm$ 0.010	-0.043 $\pm$ 0.021	0.027 $\pm$ 0.019
-0.4375	0.089 $\pm$ 0.011	-0.101 $\pm$ 0.025	-0.008 $\pm$ 0.022
-0.3125	0.106 $\pm$ 0.012	-0.086 $\pm$ 0.026	0.016 $\pm$ 0.024
-0.1875	0.100 $\pm$ 0.013	-0.072 $\pm$ 0.028	-0.020 $\pm$ 0.024
-0.0625	0.115 $\pm$ 0.014	-0.134 $\pm$ 0.029	-0.003 $\pm$ 0.026
0.0625	0.096 $\pm$ 0.013	-0.106 $\pm$ 0.029	-0.026 $\pm$ 0.025
0.1875	0.141 $\pm$ 0.015	-0.084 $\pm$ 0.033	-0.017 $\pm$ 0.029
0.3125	0.143 $\pm$ 0.015	-0.006 $\pm$ 0.035	-0.080 $\pm$ 0.029
0.4375	0.123 $\pm$ 0.013	-0.096 $\pm$ 0.028	0.021 $\pm$ 0.025
0.5625	0.149 $\pm$ 0.014	-0.017 $\pm$ 0.029	0.017 $\pm$ 0.026
0.6875	0.155 $\pm$ 0.014	-0.058 $\pm$ 0.030	-0.024 $\pm$ 0.026
0.8125	0.166 $\pm$ 0.016	-0.098 $\pm$ 0.033	-0.004 $\pm$ 0.030
0.9375	0.181 $\pm$ 0.021	-0.131 $\pm$ 0.043	0.010 $\pm$ 0.040

Tabelle A.3: Wirkungsquerschnitte für $\epsilon = 0,529$, $\Delta W = 2$ bis 3 MeV.

$\cos \Theta^*$	$d\sigma/d\Omega / \mu\text{b/sr}$	$d\sigma_{\text{TL}}/d\Omega / \mu\text{b/sr}$	$d\sigma_{\text{TT}}/d\Omega / \mu\text{b/sr}$
-0.9375	0.065 $\pm$ 0.009	-0.032 $\pm$ 0.019	0.001 $\pm$ 0.018
-0.8125	0.077 $\pm$ 0.010	-0.072 $\pm$ 0.023	-0.009 $\pm$ 0.020
-0.6875	0.081 $\pm$ 0.011	-0.072 $\pm$ 0.024	-0.006 $\pm$ 0.021
-0.5625	0.108 $\pm$ 0.013	-0.083 $\pm$ 0.029	-0.014 $\pm$ 0.025
-0.4375	0.118 $\pm$ 0.016	-0.116 $\pm$ 0.035	-0.077 $\pm$ 0.030
-0.3125	0.096 $\pm$ 0.015	-0.108 $\pm$ 0.035	-0.056 $\pm$ 0.030
-0.1875	0.136 $\pm$ 0.023	-0.120 $\pm$ 0.042	-0.001 $\pm$ 0.045
-0.0625	0.157 $\pm$ 0.024	-0.098 $\pm$ 0.045	0.003 $\pm$ 0.046
0.0625	0.105 $\pm$ 0.018	-0.102 $\pm$ 0.042	-0.098 $\pm$ 0.035
0.1875	0.165 $\pm$ 0.027	-0.070 $\pm$ 0.049	-0.004 $\pm$ 0.051
0.3125	0.117 $\pm$ 0.018	-0.048 $\pm$ 0.038	-0.031 $\pm$ 0.034
0.4375	0.160 $\pm$ 0.019	-0.077 $\pm$ 0.040	-0.051 $\pm$ 0.036
0.5625	0.167 $\pm$ 0.018	-0.085 $\pm$ 0.039	-0.022 $\pm$ 0.035
0.6875	0.193 $\pm$ 0.021	0.001 $\pm$ 0.046	-0.019 $\pm$ 0.041
0.8125	0.187 $\pm$ 0.026	-0.027 $\pm$ 0.056	-0.004 $\pm$ 0.050
0.9375	0.275 $\pm$ 0.074	-0.126 $\pm$ 0.157	-0.056 $\pm$ 0.141

Tabelle A.4: Wirkungsquerschnitte für $\epsilon = 0,529$, $\Delta W = 3$ bis 4 MeV.

$\cos \Theta^*$	$d\sigma/d\Omega / \mu\text{b/sr}$	$d\sigma_{\text{TL}}/d\Omega / \mu\text{b/sr}$	$d\sigma_{\text{TT}}/d\Omega / \mu\text{b/sr}$
-0.9375	0.025 $\pm$ 0.007	-0.026 $\pm$ 0.013	-0.015 $\pm$ 0.010
-0.8125	0.026 $\pm$ 0.007	-0.003 $\pm$ 0.012	0.001 $\pm$ 0.010
-0.6875	0.026 $\pm$ 0.007	-0.024 $\pm$ 0.013	-0.000 $\pm$ 0.010
-0.5625	0.033 $\pm$ 0.008	0.001 $\pm$ 0.013	0.010 $\pm$ 0.011
-0.4375	0.029 $\pm$ 0.008	-0.004 $\pm$ 0.012	0.015 $\pm$ 0.011
-0.3125	0.036 $\pm$ 0.008	-0.040 $\pm$ 0.015	-0.021 $\pm$ 0.011
-0.1875	0.043 $\pm$ 0.008	-0.034 $\pm$ 0.014	0.006 $\pm$ 0.012
-0.0625	0.037 $\pm$ 0.008	-0.012 $\pm$ 0.014	0.003 $\pm$ 0.011
0.0625	0.057 $\pm$ 0.009	-0.026 $\pm$ 0.017	-0.016 $\pm$ 0.013
0.1875	0.056 $\pm$ 0.009	-0.042 $\pm$ 0.015	0.010 $\pm$ 0.013
0.3125	0.045 $\pm$ 0.009	-0.033 $\pm$ 0.015	-0.002 $\pm$ 0.012
0.4375	0.046 $\pm$ 0.009	-0.011 $\pm$ 0.014	0.014 $\pm$ 0.012
0.5625	0.054 $\pm$ 0.009	-0.028 $\pm$ 0.015	0.013 $\pm$ 0.013
0.6875	0.044 $\pm$ 0.009	-0.019 $\pm$ 0.015	-0.005 $\pm$ 0.012
0.8125	0.053 $\pm$ 0.009	0.016 $\pm$ 0.015	-0.014 $\pm$ 0.012
0.9375	0.052 $\pm$ 0.008	-0.044 $\pm$ 0.015	-0.012 $\pm$ 0.012

Tabelle A.5: Wirkungsquerschnitte für $\epsilon = 0,713$, $\Delta W = 0$ bis 1 MeV.

$\cos \Theta^*$	$d\sigma/d\Omega / \mu\text{b/sr}$	$d\sigma_{\text{TL}}/d\Omega / \mu\text{b/sr}$	$d\sigma_{\text{TT}}/d\Omega / \mu\text{b/sr}$
-0.9375	0.055 $\pm$ 0.010	-0.027 $\pm$ 0.017	-0.009 $\pm$ 0.014
-0.8125	0.047 $\pm$ 0.010	-0.022 $\pm$ 0.017	-0.004 $\pm$ 0.014
-0.6875	0.045 $\pm$ 0.010	-0.004 $\pm$ 0.017	0.014 $\pm$ 0.014
-0.5625	0.043 $\pm$ 0.010	-0.042 $\pm$ 0.016	0.030 $\pm$ 0.014
-0.4375	0.067 $\pm$ 0.011	-0.019 $\pm$ 0.021	-0.023 $\pm$ 0.016
-0.3125	0.084 $\pm$ 0.012	-0.053 $\pm$ 0.023	-0.030 $\pm$ 0.018
-0.1875	0.084 $\pm$ 0.013	-0.028 $\pm$ 0.022	-0.003 $\pm$ 0.018
-0.0625	0.106 $\pm$ 0.013	-0.068 $\pm$ 0.025	-0.019 $\pm$ 0.019
0.0625	0.095 $\pm$ 0.013	-0.085 $\pm$ 0.023	0.002 $\pm$ 0.018
0.1875	0.089 $\pm$ 0.013	-0.047 $\pm$ 0.023	-0.010 $\pm$ 0.018
0.3125	0.119 $\pm$ 0.014	-0.050 $\pm$ 0.025	-0.019 $\pm$ 0.020
0.4375	0.094 $\pm$ 0.013	-0.011 $\pm$ 0.022	0.021 $\pm$ 0.018
0.5625	0.105 $\pm$ 0.013	-0.053 $\pm$ 0.023	-0.013 $\pm$ 0.018
0.6875	0.114 $\pm$ 0.013	-0.004 $\pm$ 0.023	-0.011 $\pm$ 0.018
0.8125	0.100 $\pm$ 0.012	-0.063 $\pm$ 0.022	-0.034 $\pm$ 0.017
0.9375	0.093 $\pm$ 0.012	-0.035 $\pm$ 0.021	-0.015 $\pm$ 0.017

Tabelle A.6: Wirkungsquerschnitte für $\epsilon = 0,713$, $\Delta W = 1$ bis 2 MeV.

$\cos \Theta^*$	$d\sigma/d\Omega / \mu\text{b/sr}$	$d\sigma_{\text{TL}}/d\Omega / \mu\text{b/sr}$	$d\sigma_{\text{TT}}/d\Omega / \mu\text{b/sr}$
-0.9375	0.081 $\pm$ 0.011	-0.050 $\pm$ 0.019	0.013 $\pm$ 0.016
-0.8125	0.067 $\pm$ 0.012	-0.091 $\pm$ 0.019	0.033 $\pm$ 0.017
-0.6875	0.091 $\pm$ 0.013	-0.058 $\pm$ 0.023	0.005 $\pm$ 0.019
-0.5625	0.095 $\pm$ 0.014	-0.067 $\pm$ 0.024	0.028 $\pm$ 0.020
-0.4375	0.098 $\pm$ 0.015	-0.088 $\pm$ 0.026	-0.005 $\pm$ 0.021
-0.3125	0.109 $\pm$ 0.016	-0.095 $\pm$ 0.027	0.003 $\pm$ 0.022
-0.1875	0.098 $\pm$ 0.016	-0.056 $\pm$ 0.027	0.009 $\pm$ 0.023
-0.0625	0.099 $\pm$ 0.016	-0.061 $\pm$ 0.027	0.002 $\pm$ 0.023
0.0625	0.103 $\pm$ 0.017	-0.103 $\pm$ 0.031	-0.070 $\pm$ 0.024
0.1875	0.154 $\pm$ 0.020	-0.037 $\pm$ 0.034	-0.048 $\pm$ 0.028
0.3125	0.144 $\pm$ 0.019	-0.094 $\pm$ 0.032	-0.007 $\pm$ 0.026
0.4375	0.138 $\pm$ 0.018	-0.027 $\pm$ 0.031	-0.006 $\pm$ 0.025
0.5625	0.169 $\pm$ 0.018	-0.042 $\pm$ 0.031	-0.004 $\pm$ 0.025
0.6875	0.156 $\pm$ 0.017	-0.108 $\pm$ 0.031	-0.046 $\pm$ 0.024
0.8125	0.127 $\pm$ 0.018	-0.035 $\pm$ 0.031	0.007 $\pm$ 0.025
0.9375	0.105 $\pm$ 0.023	-0.032 $\pm$ 0.040	-0.015 $\pm$ 0.032

Tabelle A.7: Wirkungsquerschnitte für $\epsilon = 0,713$, $\Delta W = 2$ bis 3 MeV.

$\cos \Theta^*$	$d\sigma/d\Omega / \mu\text{b/sr}$	$d\sigma_{\text{TL}}/d\Omega / \mu\text{b/sr}$	$d\sigma_{\text{TT}}/d\Omega / \mu\text{b/sr}$
-0.9375	0.076 $\pm$ 0.012	-0.084 $\pm$ 0.020	-0.006 $\pm$ 0.016
-0.8125	0.098 $\pm$ 0.014	-0.079 $\pm$ 0.024	-0.006 $\pm$ 0.019
-0.6875	0.117 $\pm$ 0.016	-0.122 $\pm$ 0.028	-0.003 $\pm$ 0.022
-0.5625	0.128 $\pm$ 0.018	-0.104 $\pm$ 0.032	-0.042 $\pm$ 0.025
-0.4375	0.153 $\pm$ 0.022	-0.092 $\pm$ 0.035	-0.004 $\pm$ 0.031
-0.3125	0.114 $\pm$ 0.021	-0.066 $\pm$ 0.035	-0.043 $\pm$ 0.030
-0.1875	0.154 $\pm$ 0.027	-0.090 $\pm$ 0.041	-0.040 $\pm$ 0.038
-0.0625	0.148 $\pm$ 0.030	-0.092 $\pm$ 0.042	-0.009 $\pm$ 0.042
0.0625	0.136 $\pm$ 0.032	-0.028 $\pm$ 0.041	0.043 $\pm$ 0.045
0.1875	0.177 $\pm$ 0.033	-0.117 $\pm$ 0.043	0.039 $\pm$ 0.046
0.3125	0.174 $\pm$ 0.030	-0.078 $\pm$ 0.043	-0.007 $\pm$ 0.042
0.4375	0.174 $\pm$ 0.026	-0.050 $\pm$ 0.042	-0.055 $\pm$ 0.036
0.5625	0.202 $\pm$ 0.024	-0.061 $\pm$ 0.042	-0.080 $\pm$ 0.034
0.6875	0.165 $\pm$ 0.024	-0.032 $\pm$ 0.041	-0.036 $\pm$ 0.034
0.8125	0.149 $\pm$ 0.033	-0.155 $\pm$ 0.060	-0.057 $\pm$ 0.047
0.9375	0.173 $\pm$ 0.120	0.021 $\pm$ 0.234	-0.272 $\pm$ 0.169

Tabelle A.8: Wirkungsquerschnitte für $\epsilon = 0,713$, $\Delta W = 3$ bis 4 MeV.

$\cos \Theta^*$	$d\sigma/d\Omega / \mu\text{b/sr}$	$d\sigma_{\text{TL}}/d\Omega / \mu\text{b/sr}$	$d\sigma_{\text{TT}}/d\Omega / \mu\text{b/sr}$
-0.9375	0.061 $\pm$ 0.013	-0.024 $\pm$ 0.016	0.024 $\pm$ 0.014
-0.8125	0.051 $\pm$ 0.012	-0.032 $\pm$ 0.017	0.005 $\pm$ 0.014
-0.6875	0.056 $\pm$ 0.013	-0.031 $\pm$ 0.015	0.038 $\pm$ 0.015
-0.5625	0.059 $\pm$ 0.013	-0.056 $\pm$ 0.018	0.001 $\pm$ 0.014
-0.4375	0.059 $\pm$ 0.013	-0.061 $\pm$ 0.016	0.032 $\pm$ 0.015
-0.3125	0.041 $\pm$ 0.011	-0.041 $\pm$ 0.015	0.013 $\pm$ 0.013
-0.1875	0.076 $\pm$ 0.014	-0.057 $\pm$ 0.020	0.001 $\pm$ 0.016
-0.0625	0.090 $\pm$ 0.015	-0.049 $\pm$ 0.022	-0.013 $\pm$ 0.017
0.0625	0.089 $\pm$ 0.015	-0.035 $\pm$ 0.021	0.013 $\pm$ 0.017
0.1875	0.059 $\pm$ 0.013	-0.023 $\pm$ 0.018	0.007 $\pm$ 0.015
0.3125	0.040 $\pm$ 0.012	-0.022 $\pm$ 0.018	-0.010 $\pm$ 0.013
0.4375	0.056 $\pm$ 0.013	-0.028 $\pm$ 0.021	-0.031 $\pm$ 0.015
0.5625	0.071 $\pm$ 0.014	0.010 $\pm$ 0.020	0.010 $\pm$ 0.016
0.6875	0.068 $\pm$ 0.014	-0.021 $\pm$ 0.021	-0.001 $\pm$ 0.016
0.8125	0.103 $\pm$ 0.016	-0.010 $\pm$ 0.023	-0.006 $\pm$ 0.018
0.9375	0.061 $\pm$ 0.013	-0.033 $\pm$ 0.016	0.027 $\pm$ 0.015

Tabelle A.9: Wirkungsquerschnitte für $\epsilon = 0,885$, $\Delta W = 0$ bis 1 MeV.

$\cos \Theta^*$	$d\sigma/d\Omega / \mu\text{b/sr}$	$d\sigma_{\text{TL}}/d\Omega / \mu\text{b/sr}$	$d\sigma_{\text{TT}}/d\Omega / \mu\text{b/sr}$
-0.9375	0.072 $\pm$ 0.014	-0.000 $\pm$ 0.019	0.016 $\pm$ 0.016
-0.8125	0.079 $\pm$ 0.015	-0.081 $\pm$ 0.022	-0.017 $\pm$ 0.017
-0.6875	0.119 $\pm$ 0.017	-0.060 $\pm$ 0.024	0.011 $\pm$ 0.019
-0.5625	0.104 $\pm$ 0.016	-0.028 $\pm$ 0.023	-0.002 $\pm$ 0.018
-0.4375	0.097 $\pm$ 0.016	-0.085 $\pm$ 0.023	0.009 $\pm$ 0.018
-0.3125	0.099 $\pm$ 0.016	-0.058 $\pm$ 0.025	-0.029 $\pm$ 0.018
-0.1875	0.131 $\pm$ 0.018	-0.067 $\pm$ 0.026	0.015 $\pm$ 0.021
-0.0625	0.111 $\pm$ 0.017	-0.054 $\pm$ 0.025	0.008 $\pm$ 0.019
0.0625	0.137 $\pm$ 0.019	-0.111 $\pm$ 0.027	0.002 $\pm$ 0.021
0.1875	0.154 $\pm$ 0.020	-0.056 $\pm$ 0.029	-0.008 $\pm$ 0.022
0.3125	0.141 $\pm$ 0.019	-0.083 $\pm$ 0.028	0.011 $\pm$ 0.022
0.4375	0.158 $\pm$ 0.020	-0.081 $\pm$ 0.032	-0.069 $\pm$ 0.023
0.5625	0.131 $\pm$ 0.019	-0.092 $\pm$ 0.026	0.023 $\pm$ 0.021
0.6875	0.172 $\pm$ 0.020	-0.077 $\pm$ 0.031	-0.031 $\pm$ 0.023
0.8125	0.158 $\pm$ 0.020	-0.006 $\pm$ 0.031	-0.051 $\pm$ 0.023
0.9375	0.174 $\pm$ 0.022	-0.080 $\pm$ 0.031	0.017 $\pm$ 0.025

Tabelle A.10: Wirkungsquerschnitte für $\epsilon = 0,885$, $\Delta W = 1$ bis 2 MeV.

$\cos \Theta^*$	$d\sigma/d\Omega / \mu\text{b/sr}$	$d\sigma_{\text{TL}}/d\Omega / \mu\text{b/sr}$	$d\sigma_{\text{TT}}/d\Omega / \mu\text{b/sr}$
-0.9375	0.129 $\pm$ 0.018	-0.033 $\pm$ 0.028	-0.055 $\pm$ 0.020
-0.8125	0.117 $\pm$ 0.018	-0.047 $\pm$ 0.025	0.012 $\pm$ 0.020
-0.6875	0.122 $\pm$ 0.018	-0.069 $\pm$ 0.026	-0.017 $\pm$ 0.020
-0.5625	0.131 $\pm$ 0.018	-0.067 $\pm$ 0.026	0.007 $\pm$ 0.021
-0.4375	0.167 $\pm$ 0.021	-0.112 $\pm$ 0.029	0.016 $\pm$ 0.024
-0.3125	0.162 $\pm$ 0.022	-0.096 $\pm$ 0.029	0.040 $\pm$ 0.024
-0.1875	0.144 $\pm$ 0.021	-0.087 $\pm$ 0.032	-0.054 $\pm$ 0.023
-0.0625	0.181 $\pm$ 0.024	-0.134 $\pm$ 0.033	-0.014 $\pm$ 0.027
0.0625	0.202 $\pm$ 0.025	-0.050 $\pm$ 0.035	-0.020 $\pm$ 0.028
0.1875	0.235 $\pm$ 0.027	-0.095 $\pm$ 0.036	0.012 $\pm$ 0.030
0.3125	0.194 $\pm$ 0.024	-0.124 $\pm$ 0.036	-0.065 $\pm$ 0.027
0.4375	0.211 $\pm$ 0.025	-0.065 $\pm$ 0.034	0.011 $\pm$ 0.028
0.5625	0.194 $\pm$ 0.023	-0.050 $\pm$ 0.032	0.029 $\pm$ 0.026
0.6875	0.260 $\pm$ 0.026	-0.126 $\pm$ 0.035	0.044 $\pm$ 0.029
0.8125	0.252 $\pm$ 0.029	-0.027 $\pm$ 0.040	0.035 $\pm$ 0.033
0.9375	0.239 $\pm$ 0.038	-0.115 $\pm$ 0.053	0.051 $\pm$ 0.043

Tabelle A.11: Wirkungsquerschnitte für $\epsilon = 0,885$, $\Delta W = 2$ bis 3 MeV.

$\cos \Theta^*$	$d\sigma/d\Omega / \mu\text{b/sr}$	$d\sigma_{\text{TL}}/d\Omega / \mu\text{b/sr}$	$d\sigma_{\text{TT}}/d\Omega / \mu\text{b/sr}$
-0.9375	0.153 $\pm$ 0.019	-0.021 $\pm$ 0.029	-0.020 $\pm$ 0.022
-0.8125	0.146 $\pm$ 0.019	-0.070 $\pm$ 0.028	-0.011 $\pm$ 0.022
-0.6875	0.205 $\pm$ 0.023	-0.074 $\pm$ 0.032	0.023 $\pm$ 0.026
-0.5625	0.154 $\pm$ 0.021	-0.106 $\pm$ 0.031	-0.031 $\pm$ 0.024
-0.4375	0.180 $\pm$ 0.025	-0.120 $\pm$ 0.034	-0.010 $\pm$ 0.028
-0.3125	0.184 $\pm$ 0.027	-0.133 $\pm$ 0.036	-0.004 $\pm$ 0.031
-0.1875	0.204 $\pm$ 0.030	-0.055 $\pm$ 0.041	-0.064 $\pm$ 0.034
-0.0625	0.182 $\pm$ 0.030	-0.022 $\pm$ 0.041	-0.081 $\pm$ 0.034
0.0625	0.218 $\pm$ 0.034	-0.119 $\pm$ 0.043	-0.034 $\pm$ 0.038
0.1875	0.224 $\pm$ 0.032	-0.039 $\pm$ 0.043	-0.050 $\pm$ 0.037
0.3125	0.254 $\pm$ 0.033	-0.044 $\pm$ 0.045	-0.072 $\pm$ 0.038
0.4375	0.284 $\pm$ 0.033	-0.126 $\pm$ 0.045	-0.031 $\pm$ 0.038
0.5625	0.301 $\pm$ 0.032	-0.071 $\pm$ 0.043	0.013 $\pm$ 0.036
0.6875	0.275 $\pm$ 0.032	-0.011 $\pm$ 0.046	-0.037 $\pm$ 0.037
0.8125	0.376 $\pm$ 0.055	-0.037 $\pm$ 0.084	-0.093 $\pm$ 0.063
0.9375	0.719 $\pm$ 0.190	0.096 $\pm$ 0.284	-0.104 $\pm$ 0.215

Tabelle A.12: Wirkungsquerschnitte für $\epsilon = 0,885$, $\Delta W = 3$ bis 4 MeV.

Anhang B

Strahlzeitchronik

In der ersten π^0 Strahlzeit im Februar 1994 wurden zwei Punkte für die L/T-Separation gemessen und entsprechend zwei Strahlenergien eingestellt. Zusammen mit einigen Eichungen ergaben sich die in Tabelle B.1 aufgeführten kinematischen Einstellungen. Es wurde jeweils der Impuls der Referenzbahn angegeben. Für Spektrometer B (Elektronen) sind Referenzimpuls und Zentralimpuls identisch. Der magnet-optische Entwurf von Spektrometer A (Protonen) ergab für den Referenzimpuls einen Wert, der etwa 5 % kleiner ist, als der Zentralimpuls.

Kinematik	Strahl- energie [MeV]	Elektron Winkel [Grad]	Impuls [MeV/c]	Proton Winkel [Grad]	Referenz- Impuls [MeV/c]
1	855	24,36	658,40	46,58	311,17
2a		24,36	790,10	67,58	359,86
2b		28,00	790,09	67,58	359,86
2c		21,00	790,11	67,58	292,56
3a	435	59,00	236,33	33,00	311,19
3b		59,00	236,47	33,00	311,22
4		59,00	355,58	50,38	377,05

Tabelle B.1: Kinematiken der Strahlzeit im Februar 1994.

Im März 1995 fand die Messung eines dritten Punktes für die L/T-Separation statt. Wiederum wurden Eichmessungen durchgeführt, insbesondere elastische Streuung am Wasserstoff, deren Einstellungen in Tabelle B.2 zusammengefaßt sind.

Kinematik	Strahl- energie [MeV]	Elektron Winkel [Grad]	Impuls [MeV/c]	Proton Winkel [Grad]	Referenz- Impuls [MeV/c]
5a	555	41,61	357,52	39,45	311,37
5b		41,61	357,69	39,45	311,37
6		41,61	483,00	58,84	357,93

Tabelle B.2: Kinematiken der Strahlzeit im März 1995.

In den Tabellen B.3 – B.7 sind alle Einzelmessungen aufgeführt, die zur longitudinal-transversal Separation des Wirkungsquerschnitts herangezogen wurden. Die Bezeichnung („run“) enthält Datum und Uhrzeit des Beginns der Messungen und dient so der eindeutigen Identifizierung. Die Tabellen enthalten die Anzahl der Koinzidenzen, die Meßzeit, die Totzeit und den mittleren Strahlstrom. Aus diesen Informationen wurde die effektive (also totzeitkorrigierte) Ladung berechnet, mit deren Hilfe die integrierte Luminosität bestimmt werden kann.

run	Koinzidenzen	Meßzeit	Totzeit	Strahlstrom	eff. Ladung
940226072653	9037	1596,6 s	2,2 %	11,4 μ A	17,8 mC
940226075417	63155	4001,0 s	5,3 %	21,2 μ A	80,6 mC
940226090228	66245	4031,2 s	5,5 %	21,7 μ A	83,0 mC
940226101028	64087	3868,6 s	5,4 %	21,8 μ A	80,1 mC
940226111640	67101	4014,6 s	5,6 %	21,9 μ A	83,3 mC
940226122417	61522	3692,0 s	5,6 %	22,1 μ A	77,2 mC
940226132643	67614	4020,2 s	5,7 %	22,0 μ A	83,7 mC
940226143434	61097	3669,3 s	5,6 %	22,0 μ A	76,6 mC
940226153621	43858	2595,1 s	5,7 %	22,1 μ A	54,2 mC
940226162034	60246	3567,7 s	5,7 %	22,1 μ A	74,6 mC
940226172555	61719	3671,6 s	5,7 %	22,0 μ A	76,5 mC
940226182756	61288	3657,8 s	5,6 %	22,0 μ A	76,3 mC
940226193040	55186	3271,3 s	5,7 %	22,0 μ A	68,1 mC
940226213904	55960	3607,1 s	5,2 %	21,3 μ A	73,0 mC
940226224004	56036	3574,3 s	5,3 %	21,3 μ A	72,3 mC
940226234037	58197	3696,2 s	5,3 %	21,4 μ A	75,1 mC
940227004407	58587	3714,5 s	5,3 %	21,5 μ A	75,7 mC
940227014731	58452	3668,1 s	5,4 %	21,5 μ A	74,8 mC
940227024956	11319	714,6 s	5,4 %	21,5 μ A	14,6 mC
940227031535	48679	3210,0 s	5,1 %	20,5 μ A	62,6 mC
940227044503	58485	3702,8 s	5,3 %	21,4 μ A	75,4 mC
940227054748	57838	3625,2 s	5,4 %	21,5 μ A	73,9 mC
940227064936	58599	3651,1 s	5,4 %	21,5 μ A	74,6 mC
940227075152	57722	3619,0 s	5,4 %	21,5 μ A	73,9 mC
940227085312	28650	1773,5 s	5,5 %	21,6 μ A	36,3 mC
940227103931	57087	3642,1 s	5,3 %	21,2 μ A	73,4 mC
940227114123	48097	3091,1 s	5,2 %	21,0 μ A	61,8 mC
940227123949	58725	3703,9 s	5,4 %	21,4 μ A	75,3 mC
940227134252	58341	3681,6 s	5,3 %	21,4 μ A	74,9 mC
940227144515	37622	2397,9 s	5,3 %	21,1 μ A	48,1 mC
940227153412	60147	3789,1 s	5,3 %	21,5 μ A	77,2 mC
940227163804	31406	2035,2 s	5,2 %	20,9 μ A	40,5 mC

Tabelle B.3: Messungen bei einer Strahlenergie von 435,11 MeV (Teil 1).

run	Koinzidenzen	Meßzeit	Totzeit	Strahlstrom	eff. Ladung
940227171637	58268	3675,7 s	5,3 %	21,5 μ A	74,9 mC
940227181836	65678	4088,2 s	5,4 %	21,4 μ A	83,1 mC
940227192840	23887	1530,2 s	5,3 %	20,7 μ A	30,1 mC
940227195759	61890	3856,5 s	5,4 %	21,4 μ A	78,4 mC
940227210337	3665	421,9 s	3,2 %	11,5 μ A	4,7 mC
940228020940	10913	681,7 s	5,5 %	21,3 μ A	13,8 mC
940228022213	40069	3619,7 s	3,8 %	17,5 μ A	61,0 mC
940228032438	10608	1212,6 s	3,1 %	15,4 μ A	18,1 mC
940228035906	9717	2622,9 s	1,5 %	9,6 μ A	24,8 mC
940228044337	36313	4470,8 s	2,9 %	14,6 μ A	63,7 mC
	2023112	132734 s			2618 mC

Tabelle B.4: Messungen bei einer Strahlenergie von 435,11 MeV (Teil 2).

run	Koinzidenzen	Meßzeit	Totzeit	Strahlstrom	eff. Ladung
950301212710	79366	1892,6 s	18,8 %	19,5 μ A	31,0 mC
950301215939	42983	1030,5 s	19,1 %	19,5 μ A	16,9 mC
950301221916	73972	1758,7 s	18,8 %	19,6 μ A	29,0 mC
950301225942	77369	1832,6 s	18,9 %	19,6 μ A	30,2 mC
950301233148	86201	2026,7 s	19,0 %	19,6 μ A	33,4 mC
950302000614	76788	1803,7 s	19,0 %	19,7 μ A	29,8 mC
950302003654	81679	1903,5 s	19,2 %	19,7 μ A	31,4 mC
950302010900	16477	388,2 s	20,7 %	19,7 μ A	6,3 mC
950302011713	92505	2158,8 s	19,1 %	19,7 μ A	35,7 mC
950302015335	74581	1741,2 s	19,2 %	19,7 μ A	28,8 mC
950302022407	86566	2010,6 s	19,2 %	19,8 μ A	33,3 mC
950302030100	97396	2267,9 s	19,2 %	19,8 μ A	37,8 mC
950302034034	64963	1513,1 s	19,3 %	19,8 μ A	25,1 mC
950302040733	103129	2392,9 s	19,2 %	19,9 μ A	39,9 mC
950302044850	54023	1261,2 s	19,4 %	19,9 μ A	21,0 mC
950302051447	28225	661,6 s	19,7 %	19,9 μ A	11,0 mC
950302052742	41828	968,6 s	19,6 %	19,9 μ A	16,1 mC
950302054535	78288	1820,5 s	19,2 %	19,8 μ A	30,3 mC
950302062548	72023	1667,8 s	19,3 %	19,8 μ A	27,7 mC
950302065508	79463	1851,7 s	19,3 %	19,9 μ A	30,9 mC

Tabelle B.5: Messungen bei einer Strahlenergie von 555,11 MeV (Teil 1).

run	Koinzidenzen	Meßzeit	Totzeit	Strahlstrom	eff. Ladung
950302072637	106810	2482,3 s	19,2 %	19,9 μ A	41,4 mC
950302080903	45920	1070,6 s	20,0 %	19,9 μ A	17,7 mC
950302082836	58708	1365,4 s	19,4 %	19,8 μ A	22,7 mC
950302085537	48647	1128,7 s	19,5 %	19,8 μ A	18,7 mC
950302091604	76824	1783,5 s	19,3 %	19,8 μ A	29,6 mC
950302095033	85512	1980,3 s	19,3 %	19,8 μ A	32,9 mC
950302102430	101306	2345,7 s	19,3 %	19,8 μ A	38,9 mC
950302110416	53720	1252,8 s	19,4 %	19,8 μ A	20,8 mC
950302113206	64309	1483,3 s	19,4 %	19,9 μ A	24,7 mC
950302155732	86253	1922,9 s	20,0 %	20,6 μ A	32,9 mC
950302163041	41816	926,6 s	20,3 %	20,6 μ A	15,8 mC
950302165047	73586	1616,3 s	20,3 %	20,6 μ A	27,7 mC
950302171817	80715	1755,5 s	20,4 %	20,7 μ A	30,2 mC
950302175032	87220	1887,2 s	20,5 %	20,8 μ A	32,5 mC
950302183643	84975	1836,8 s	20,6 %	20,8 μ A	31,7 mC
950302192010	36705	787,3 s	20,8 %	20,8 μ A	13,6 mC
950302194029	74128	1598,3 s	20,6 %	20,9 μ A	27,7 mC
950302200803	87326	1878,5 s	20,6 %	21,0 μ A	32,7 mC
950302204019	91317	1945,7 s	20,7 %	21,0 μ A	33,9 mC
950302211333	92553	1970,6 s	20,7 %	21,0 μ A	34,2 mC
950302214723	86259	1841,2 s	20,7 %	20,9 μ A	31,9 mC
950302221933	85474	1834,1 s	20,6 %	20,9 μ A	31,9 mC
950302225718	109316	2349,3 s	20,5 %	20,9 μ A	40,8 mC
950302233805	86160	1838,9 s	20,7 %	20,9 μ A	31,8 mC
950303013849	16859	378,1 s	21,5 %	20,5 μ A	6,4 mC
950303015508	66252	1512,9 s	19,6 %	20,1 μ A	25,4 mC
950303022105	83966	1922,2 s	19,5 %	20,1 μ A	32,3 mC
950303025347	81885	1867,5 s	19,6 %	20,2 μ A	31,5 mC
950303032623	91080	2078,9 s	19,6 %	20,2 μ A	35,2 mC
950303040147	86827	1972,0 s	19,6 %	20,3 μ A	33,5 mC
950303043744	80429	1833,0 s	19,6 %	20,3 μ A	31,1 mC
950303050916	81360	1848,5 s	19,6 %	20,4 μ A	31,5 mC
950303054049	78165	1805,3 s	19,4 %	20,4 μ A	30,9 mC
950303061135	21473	496,5 s	20,3 %	20,4 μ A	8,4 mC
950303062729	59929	1366,2 s	19,6 %	20,4 μ A	23,3 mC
950303065121	79505	1803,6 s	19,7 %	20,5 μ A	30,8 mC
950303072205	95228	2152,7 s	19,6 %	20,4 μ A	36,7 mC
950303080526	47689	1086,1 s	19,8 %	20,4 μ A	18,5 mC
950303082420	20797	819,5 s	12,8 %	14,8 μ A	10,8 mC
950303083845	23765	1229,0 s	45,9 %	14,7 μ A	12,4 mC
	4268593	98006 s			1641 mC

Tabelle B.6: Messungen bei einer Strahlenergie von 555,11 MeV (Teil 2).

run	Koinzidenzen	Meßzeit	Totzeit	Strahlstrom	eff. Ladung
940224064359	15544	1559,7 s	3,5 %	5,1 μ A	7,6 mC
940224071455	22482	370,3 s	24,3 %	14,2 μ A	4,2 mC
940224072547	87825	1473,2 s	24,9 %	13,8 μ A	16,3 mC
940224075712	49675	885,7 s	23,5 %	13,0 μ A	9,3 mC
940224082010	25019	379,2 s	31,7 %	14,9 μ A	4,3 mC
940224082809	13243	401,5 s	13,1 %	9,5 μ A	3,4 mC
940224084429	3896	347,7 s	5,2 %	5,1 μ A	1,7 mC
940224085626	31940	344,8 s	51,1 %	19,2 μ A	4,4 mC
940224114906	198953	2798,0 s	30,8 %	15,4 μ A	33,0 mC
940224124326	263419	3712,7 s	30,6 %	15,4 μ A	43,9 mC
940224134634	210279	2951,6 s	31,1 %	15,5 μ A	34,9 mC
940224143721	31832	449,4 s	34,0 %	15,5 μ A	5,2 mC
940224150003	196800	2719,3 s	30,5 %	15,6 μ A	32,4 mC
940224154900	203638	2803,8 s	30,8 %	15,6 μ A	33,5 mC
940224175032	204693	3212,4 s	25,6 %	14,2 μ A	36,3 mC
940224184519	190887	2992,7 s	25,8 %	14,3 μ A	33,9 mC
940224193905	199983	2761,3 s	30,5 %	15,6 μ A	33,1 mC
940224202602	201988	2774,2 s	30,6 %	15,7 μ A	33,3 mC
940224211255	207903	2834,4 s	31,0 %	15,7 μ A	34,0 mC
940224220120	206959	2831,6 s	30,9 %	15,7 μ A	33,9 mC
940224224919	203399	2769,8 s	31,2 %	15,7 μ A	33,1 mC
940224233621	205221	2791,2 s	31,7 %	15,7 μ A	33,2 mC
940225002553	221168	2990,1 s	31,4 %	15,7 μ A	35,7 mC
940225012218	208923	2818,4 s	31,3 %	15,7 μ A	33,6 mC
940225021147	201705	2731,0 s	31,2 %	15,7 μ A	32,6 mC
940225025815	30130	409,8 s	39,4 %	15,6 μ A	4,6 mC
940225030810	204443	2749,7 s	31,8 %	15,7 μ A	32,7 mC
940225055617	201522	2713,6 s	31,3 %	15,6 μ A	32,3 mC
940225064255	206648	2777,8 s	31,3 %	15,6 μ A	33,1 mC
940225073100	207289	2781,2 s	31,8 %	15,5 μ A	32,8 mC
940225081826	214501	2872,7 s	31,3 %	15,5 μ A	33,8 mC
940225090758	218201	2934,6 s	31,2 %	15,6 μ A	34,8 mC
940225095754	221847	2999,5 s	31,4 %	15,5 μ A	35,5 mC
940225104838	266859	3611,9 s	31,3 %	15,5 μ A	42,7 mC
940225115038	203169	2734,3 s	32,9 %	15,5 μ A	32,0 mC
940225123740	217566	2928,4 s	31,4 %	15,6 μ A	34,7 mC
940225132728	219348	2963,7 s	31,2 %	15,5 μ A	35,0 mC
940225141746	192797	2597,6 s	31,6 %	15,6 μ A	30,7 mC
	6211694	87779 s			1021 mC

Tabelle B.7: Messungen bei einer Strahlenergie von 855,11 MeV.

Anhang C

Eichparameter

C.1 Szintillator

Zum Ausgleich der Signallaufzeiten in den Kabeln und des unterschiedlichen Ansprechverhaltens wurde für jedes Szintillatorsegment eine Zeitdifferenz ermittelt, die im Falle von Spektrometer A (B) zur Koinzidenzzeit zu addieren (subtrahieren) ist. Die Tabelle C.1 enthält die Werte für die 94er und 95er Strahlzeiten.

Strahlzeit	1994		1995	
Spektrometer	A	B	A	B
Segment #1	0,86 ns		0,77 ns	
#2	1,04 ns	3,79 ns	0,37 ns	3,93 ns
#3	1,86 ns	2,52 ns	1,03 ns	2,83 ns
#4	4,12 ns	2,71 ns	3,33 ns	2,74 ns
#5	1,32 ns	2,75 ns	1,22 ns	2,74 ns
#6	1,46 ns	3,62 ns	1,47 ns	3,60 ns
#7	3,58 ns	3,83 ns	3,21 ns	3,69 ns
#8	2,54 ns	4,56 ns	2,29 ns	4,68 ns
#9	1,46 ns	3,23 ns	1,47 ns	3,69 ns
#10	0,91 ns	1,58 ns	0,90 ns	1,95 ns
#11	0,09 ns	3,35 ns	0,00 ns	3,52 ns
#12	-1,34 ns	0,29 ns	-1,61 ns	0,36 ns
#13	0,60 ns	2,50 ns	0,23 ns	2,59 ns
#14	1,34 ns	0,21 ns	0,90 ns	0,40 ns
#15	1,34 ns	3,08 ns	1,08 ns	3,10 ns

Tabelle C.1: Eichung der Zeitdifferenzen für die Szintillatorsegmente.

C.2 Transferkoeffizienten für die Bahn­längenberechnung

Mit Hilfe der Transferkoeffizienten läßt sich aus den Koordinaten x , Θ , y und Φ in der Fokalebene, die mit dem Spurdetektor gemessen wurden, die Bahn­länge l_0 eines Teilchens im Spektrometer berechnen. Die Bahn­längen werden dann zur Korrektur der Koinzidenzzeit verwendet. Es gilt die Beziehung:

$$l_0 = \sum_{i,j,k,l} \langle l_0 | x^i \Theta^j y^k \Phi^l \rangle x^i \Theta^j y^k \Phi^l.$$

Spektrometer A	Index				Spektrometer B
$\langle l_0 x^i \Theta^j y^k \Phi^l \rangle$	i	j	k	l	$\langle l_0 x^i \Theta^j y^k \Phi^l \rangle$
$3.5137953 \cdot 10^{-3}$	0	0	0	2	$8.0068070 \cdot 10^{-3}$
$-9.5077624 \cdot 10^{-8}$	0	0	0	4	$-3.3889731 \cdot 10^{-6}$
$-2.2592071 \cdot 10^{-2}$	0	0	1	1	$-1.3495729 \cdot 10^{-1}$
$9.6653764 \cdot 10^{-8}$	0	0	1	3	$-1.5766517 \cdot 10^{-5}$
$2.9663442 \cdot 10^{-2}$	0	0	2	0	$8.9484134 \cdot 10^{-2}$
$-3.8462706 \cdot 10^{-6}$	0	0	2	2	$-9.9885746 \cdot 10^{-4}$
$3.0713051 \cdot 10^{-5}$	0	0	3	1	$1.5620557 \cdot 10^{-2}$
$3.5013969 \cdot 10^{-5}$	0	0	4	0	$1.4996675 \cdot 10^{-1}$
$-6.0599047 \cdot 10^{-1}$	0	1	0	0	$-8.8295689 \cdot 10^{-1}$
$-6.3211932 \cdot 10^{-6}$	0	1	0	2	$-7.1720762 \cdot 10^{-5}$
$1.0289777 \cdot 10^{-10}$	0	1	0	4	$2.4326915 \cdot 10^{-8}$
$-1.1209594 \cdot 10^{-4}$	0	1	1	1	$2.7957574 \cdot 10^{-3}$
$4.0093299 \cdot 10^{-9}$	0	1	1	3	$-2.0082284 \cdot 10^{-6}$
$5.5325722 \cdot 10^{-4}$	0	1	2	0	$-3.2577516 \cdot 10^{-2}$
$7.0821529 \cdot 10^{-8}$	0	1	2	2	$3.1828758 \cdot 10^{-5}$
$-7.2250761 \cdot 10^{-8}$	0	1	3	1	$2.7385066 \cdot 10^{-5}$
$-9.7184403 \cdot 10^{-7}$	0	1	4	0	$1.2141902 \cdot 10^{-3}$
$1.5512403 \cdot 10^{-4}$	0	2	0	0	$3.0869142 \cdot 10^{-4}$
$-1.5568453 \cdot 10^{-7}$	0	2	0	2	$-1.2456462 \cdot 10^{-6}$
$2.1428702 \cdot 10^{-6}$	0	2	1	1	$2.3810352 \cdot 10^{-5}$
$-5.8835749 \cdot 10^{-6}$	0	2	2	0	$-8.5471082 \cdot 10^{-5}$
$3.3492858 \cdot 10^{-6}$	0	3	0	0	$6.3092026 \cdot 10^{-6}$
$7.6769300 \cdot 10^{-10}$	0	3	0	2	$3.3633326 \cdot 10^{-9}$
$-1.4267771 \cdot 10^{-9}$	0	3	1	1	$-2.0532695 \cdot 10^{-7}$
$-1.3063662 \cdot 10^{-8}$	0	3	2	0	$1.2380230 \cdot 10^{-6}$
$1.6382815 \cdot 10^{-8}$	0	4	0	0	$2.8142327 \cdot 10^{-8}$
$-9.2913495 \cdot 10^{-12}$	0	5	0	0	$-2.2551064 \cdot 10^{-10}$

Tabelle C.2: Transferkoeffizienten für die Bahn­längenberechnung (Teil 1).

Spektrometer A	Index				Spektrometer B
$\langle l_0 x^i \Theta^j y^k \Phi^l \rangle$	i	j	k	l	$\langle l_0 x^i \Theta^j y^k \Phi^l \rangle$
$2.6764663 \cdot 10^{-1}$	1	0	0	0	$1.9622712 \cdot 10^0$
$-1.6700418 \cdot 10^{-6}$	1	0	0	2	$1.3066306 \cdot 10^{-4}$
$6.7492548 \cdot 10^{-10}$	1	0	0	4	$-7.3883081 \cdot 10^{-8}$
$-9.8002503 \cdot 10^{-6}$	1	0	1	1	$-1.5521712 \cdot 10^{-3}$
$7.3945830 \cdot 10^{-11}$	1	0	1	3	$1.7735154 \cdot 10^{-6}$
$3.3787414 \cdot 10^{-4}$	1	0	2	0	$4.5008001 \cdot 10^{-2}$
$-4.0681748 \cdot 10^{-8}$	1	0	2	2	$-5.2794088 \cdot 10^{-5}$
$8.7554717 \cdot 10^{-8}$	1	0	3	1	$1.8662353 \cdot 10^{-4}$
$-1.2380347 \cdot 10^{-6}$	1	0	4	0	$-6.0177209 \cdot 10^{-4}$
$6.9866571 \cdot 10^{-4}$	1	1	0	0	$-9.2655368 \cdot 10^{-4}$
$-1.2398900 \cdot 10^{-7}$	1	1	0	2	$3.4894182 \cdot 10^{-6}$
$1.0497094 \cdot 10^{-6}$	1	1	1	1	$-7.6022801 \cdot 10^{-5}$
$1.1166423 \cdot 10^{-7}$	1	1	2	0	$1.5757509 \cdot 10^{-4}$
$-2.6185369 \cdot 10^{-6}$	1	2	0	0	$-2.0030858 \cdot 10^{-5}$
$1.7310345 \cdot 10^{-10}$	1	2	0	2	$-4.3337230 \cdot 10^{-9}$
$-8.3587576 \cdot 10^{-9}$	1	2	1	1	$1.6803571 \cdot 10^{-7}$
$3.6917509 \cdot 10^{-8}$	1	2	2	0	$-4.9850052 \cdot 10^{-6}$
$-5.6607871 \cdot 10^{-8}$	1	3	0	0	$-2.6594905 \cdot 10^{-7}$
$-2.3069191 \cdot 10^{-10}$	1	4	0	0	$1.1741035 \cdot 10^{-9}$
$-5.9807293 \cdot 10^{-4}$	2	0	0	0	$-2.5552762 \cdot 10^{-4}$
$-5.7181072 \cdot 10^{-9}$	2	0	0	2	$-1.6890402 \cdot 10^{-6}$
$-1.8191261 \cdot 10^{-6}$	2	0	1	1	$7.9938619 \cdot 10^{-5}$
$5.3624557 \cdot 10^{-6}$	2	0	2	0	$1.4332273 \cdot 10^{-4}$
$-1.9763331 \cdot 10^{-7}$	2	1	0	0	$4.1789967 \cdot 10^{-5}$
$2.0025268 \cdot 10^{-10}$	2	1	0	2	$-1.7140482 \cdot 10^{-9}$
$-5.5649831 \cdot 10^{-9}$	2	1	1	1	$7.6671583 \cdot 10^{-7}$
$1.1677004 \cdot 10^{-8}$	2	1	2	0	$7.4143305 \cdot 10^{-6}$
$9.6807578 \cdot 10^{-8}$	2	2	0	0	$8.6432700 \cdot 10^{-7}$
$4.7564353 \cdot 10^{-10}$	2	3	0	0	$-2.5722053 \cdot 10^{-9}$
$1.3859995 \cdot 10^{-7}$	3	0	0	0	$-4.1133660 \cdot 10^{-5}$
$-3.5439801 \cdot 10^{-10}$	3	0	0	2	$1.5686979 \cdot 10^{-8}$
$1.3730250 \cdot 10^{-8}$	3	0	1	1	$-7.7473027 \cdot 10^{-7}$
$-4.5561208 \cdot 10^{-8}$	3	0	2	0	$-5.8836218 \cdot 10^{-6}$
$2.2253898 \cdot 10^{-8}$	3	1	0	0	$-8.8440097 \cdot 10^{-7}$
$-5.3127283 \cdot 10^{-10}$	3	2	0	0	$2.1764513 \cdot 10^{-9}$
$8.1066272 \cdot 10^{-8}$	4	0	0	0	$1.1898248 \cdot 10^{-7}$
$-5.1770297 \cdot 10^{-10}$	4	1	0	0	$-1.3324139 \cdot 10^{-10}$
$-5.7154672 \cdot 10^{-10}$	5	0	0	0	$2.0845014 \cdot 10^{-9}$

Tabelle C.3: Transferkoeffizienten für die Bahnlängenberechnung (Teil 2).

Literaturverzeichnis

- [aba95] Abachi, A. et al. (DØ Collaboration): Observation of the Top Quark; Preprint, hep-ex/9503003, 1995.
- [alb71] Albrecht, W. et al.: π^0 Electroproduction at $\Delta(1236)$ and a four-momentum transfer of 15 fm^{-2} ; Nucl. Phys. **B25** (1971) 1-8.
- [ald72] Alder, J.C. et al.: π^0 Electroproduction at the first resonance at momentum transfers $q^2 = 0.6, 1.0$ and 1.56 GeV^2 ; Nucl. Phys. **B46** (1972) 573-592.
- [ama70] Amaldi, E. et al.: On Pion Electroproduction at 5 fm^{-2} near Threshold; Il Nuovo Cimento **65A** (1970) 377-396.
- [ama79] Amaldi, E., Fubini, S., Furlan, G.: Pion Electroproduction; Springer Tracts in Modern Physics 83 (1979) 1-162.
- [ber67] Berends, F.A., et al.: Photoproduction and Electroproduction of Pions; Nuc. Phys. **B4** (1967) 1-83.
- [ber93] Bernard, V., Kaiser, N. and Meissner, U.-G.: Lectures at Schladming; Preprint, hep-ph/9303298, 1993.
- [ber94] Bernard, V., Kaiser, N., Lee, T.-S.H. and Meissner, U.-G.: Threshold Pion Electroproduction in Chiral Perturbation Theory; Phys. Rep. **246** (1994) 315.
- [ber96] Bernard, V., Kaiser, N. und Meissner, U.-G.: Threshold Neutral Pion Electroproduction in Heavy Baryon Chiral Perturbation Theory; Preprint, hep-ph/960127, 1996.
- [bjo64] Bjorken, J.D. und Drell, S.D.: Relativistic Quantum Mechanics; McGraw-Hill, New York, 1964.
- [boehm] Böhm, R.: Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, in Vorbereitung.
- [boh92] Bohn, M.: Analyse Kernphysikalischer Experimente auf Parallelrechnern (Transputern); Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1992.
- [bot76] Botterrill, D.R. et al.: Threshold π^0 Electroproduction on Hydrogen at $-k^2 = 0.88(\text{GeV}/c)^2$; Nucl. Phys **B116** (1976) 65-76.
- [bra74] Brauel, P. et al.: π^0 -Electroproduction on Hydrogen near Threshold at Four-Momentum Transfers of 0.2, 0.4 and 0.6 GeV^2 ; Phys. Lett. **50B** (1974) 507-510.

- [bri95] van den Brink, H.B. et al.: Neutral-Pion Electroproduction on the Proton near Threshold;
Phys. Rev. Let. **74** (1995) 3561.
- [byc73] Byckling, E. and Kajantie, K.: Particle Kinematics;
John Wiley, London, 1973.
- [clo79] Close, F. E.: An Introduction to Quarks and Partons;
Academic Press, London, 1979.
- [cn93] CN division: GEANT – Detector Description and Simulation Tool;
CERN, Genf, 1993.
- [cn95a] CN division: HBOOK – Statistical Analysis and Histogramming;
CERN Program Library entry Y250, Genf, 1995.
- [cn95b] CN division: PAW – Physics Analysis Workstation;
CERN Program Library entry Q121, Genf, 1995.
- [dis90] Distler, M.O.: Aufbau und Test einer vertikalen Driftkammer;
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1990.
- [dis95] Distler, M.O.: Cindy++;
Programmdokumentation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1995.
- [dis96] Distler, M.O.: chlib++ user's guide;
Programmdokumentation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1996.
- [dre92] Drechsel, D. and Tiator, L.: Threshold pion photoproduction on nucleons;
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **18** (1992) 449-497.
- [eli95] Eliëns, A.: Principles of Object-Oriented Software Development;
Addison-Wesley, Amsterdam, 1995.
- [era93] Eraßme, S.: Inbetriebnahme des Driftkammersystems von Spektrometer A;
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1993.
- [eri88] Ericson, T. und Weise, W.: Pions and Nuclei;
Clarendon Press, Oxford, 1988.
- [ewa96] Ewald, I.: Entwicklung und Erprobung einer langen, dünnen Flüssig-Wasserstoff-Targetzelle;
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1996.
- [fri95] Friedrich, J.M.: Akzeptanzmessungen an der 3-Spektrometer-Anlage;
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1995.
- [gas84] Gasser, J. und Leutwyler, H.:
Ann. Phys. **158** (1984) 142.

- [hal84] Halzen, F. und Martin A.D.: Quarks & Leptons;
Wiley, New York, 1984.
- [hei93] Heinemann, F.: Optimierung einer vertikalen Driftkammer;
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1993.
- [jah94] Jahresbericht 1992/93;
Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1994.
- [jah96] Jahresbericht 1994/95;
Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1996.
- [kah93] Kahrau, M.: Aufbau der vertikalen Driftkammern des Spektrometers C
an MAMI;
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1993.
- [kor95] Korn, M.: Entwicklung des Bahnrückverfolgungsverfahrens für die Drei-
Spektrometer-Anlage und experimentelle Bestimmung der Abbildungsei-
genschaften der Spektrometer A und B mit elastischer Elektronenstreu-
ung;
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1995.
- [kra95] Kramer, H.: Grundlagen für das Steuerungs- und Überwachungssystem
der Drei-Spektrometer-Anlage am Elektronenbeschleuniger MAMI;
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1995.
- [kry96] Krygier, K.W.: Konzeption und Realisierung eines Datenerfassungssy-
stems für die Experimente am Mainzer Mikrotron und Inbetriebnahme
für Koinzidenzexperimente mit virtuellen Photonen an der Drei-
Spektrometer-Anlage;
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1996.
- [kun96] Kunde, V.: Aufbau des Experimentsteuerungssystems der Dreispektro-
meteranlage und Messung von $^{12}\text{C}(\text{e},\text{e}'\text{x})$ mit der BGO-Kristallkugel;
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1996.
- [liesen] Liesenfeld, A.:
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, in Vorbereitung.
- [man94] Mandeville, J.: mbook user's guide;
Programmdokumentation, NIKHEF-K, Amsterdam, 1994.
- [per87] Perkins, D.H.: Introduction to High Energy Physics;
Addison-Wesley, Wokingham, 1987.
- [ric94] Richter, A.W.: Trennung des longitudinalen, transversalen und longitu-
dinal-transversal interferierenden Anteils des Wirkungsquerschnitts der
Reaktion $\text{H}(\text{e},\text{e}'\pi^+)$ in der Nähe der Pionschwelle;
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1994.
- [rie91] Ries, R.: Monte-Carlo-Simulationsverfahren zur Bestimmung des Auflö-
sungsvermögens magnetischer Spektrometer unter Einbeziehung ausge-

- dehnter Targets;
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1991.
- [ros50] Rosenbluth, M.N.: High Energy Elastic Scattering of Electrons on Protons;
Phys. Rev. **79** (1950) 615.
- [sau95] Sauer, P.: Entwicklung, Aufbau und Inbetriebnahme der vertikalen Driftkammern der Drei-Spektrometer-Anlage am Mainzer Mikrotron MAMI und Studium der Reaktion $^{12}\text{C}(\text{e},\text{e}'\text{p})^{11}\text{B}$ für mittlere und hohe Nukleonimpulse im Kern;
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1995.
- [sch91] Scherer, S. und Koch, J.H.: Nucl. Phys. **A534** (1991) 461.
- [sch94] Schilling, C.G.: Aufbau und Eichung eines Flüssig-Deuterium-Targets für hohe Strahlströme;
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1994.
- [sma95] Smart, J.: Reference Manual for wxWindows 1.63: a portable C++ GUI toolkit;
University of Edinburgh, EH1 1HN, 1995.
- [str91] Stroustrup, B.: The C++ Programming Language;
Addison-Wesley, New York, 1991.
- [wei79] Weinberg, S.: Physica **96A** (1979) 327.
- [wel92] Welch, T.P. et al.: Electroproduction of π^0 on the Proton near Threshold;
Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 2761.
- [wil93] Wilhelm, W.: Entwicklung eines schnellen Elektronenstrahlwedelsystems mit Positionsrückmeldung zur Verringerung der lokalen Aufheizung von Tieftemperaturtargets;
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1993.
- [yuk35] Yukawa, H.: Proc. Phys. Math. Soc. Japan **17** (1935) 48.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Kinematische Variablen der π -Elektroproduktion	5
2.2	Kinematik der π -Elektroproduktion	6
3.1	Die π^0 -Nachweismethode	11
3.2	Übergang vom Schwerpunkt- ins Laborsystem	12
3.3	Kinematik für den Impulsübertrag $Q^2 = 0, 1 \text{ (GeV/c)}^2$	13
3.4	Trennung der Interferenzterme im Wirkungsquerschnitt	14
4.1	Die Drei-Spektrometer-Anlage	17
4.2	Die Spektrometerdetektoren	18
4.3	Intrinsische Auflösung des Spurdetektors	20
4.4	Das Hochleistungskryotargetsystem	22
4.5	Die Triggerlogik am Beispiel von Spektrometer A	24
5.1	Der Aufbau eines Analyseprogrammes.	28
6.1	Kinematik der elastischen Elektronenstreuung am Wasserstoff	33
6.2	Die Ausrichtung der Spektrometer	34
6.3	Der elastische Wirkungsquerschnitt für das Kontrollexperiment $H(e,e'p)$	36
6.4	Akzeptanzsimulation für das Kontrollexperiment $H(e,e'p)$	37
6.5	Einarmspektrum der invarianten Masse	38
6.6	Reduktion des Untergrunds	40
6.7	Identifikation der Protonen	42
6.8	Die Identifikation des neutralen Pions	43
6.9	Ergebnis der Akzeptanzrechnung für W und Q^2	46
7.1	Differentieller Wirkungsquerschnitt	50
7.2	Der TL-Interferenzanteil des Wirkungsquerschnitts	52
7.3	Der TT-Interferenzanteil des Wirkungsquerschnitts	53
7.4	LT-Separation	54
7.5	Vergleich mit der chiralen Störungstheorie	56
7.6	Vergleich der Ergebnisse für die s-Wellen Multipole mit der chiralen Störungstheorie	57

Tabellenverzeichnis

3.1	Kinematische Parameter der durchgeführten Experimente	15
4.1	Eigenschaften der drei Magnetspektrometer	17
4.2	Anforderungen an das Auflösungsvermögen der Spurdetektoren	19
6.1	Ergebnisse des H(e,e'p) Kontrollexperimentes	36
6.2	Die Nachweiswahrscheinlichkeiten κ der Koinzidenzanordnung	45
6.3	Faktoren für die Strahlungskorrektur	47
7.1	Ergebnisse für den s-Wellen Wirkungsquerschnitt a_0	50
7.2	Ergebnisse für die Anpassung des TL-Interferenzanteil	51
7.3	Ergebnisse für die s-Wellen Multipole	51
A.1	Wirkungsquerschnitte für $\epsilon = 0,529$, $\Delta W = 0$ bis 1 MeV	61
A.2	Wirkungsquerschnitte für $\epsilon = 0,529$, $\Delta W = 1$ bis 2 MeV	62
A.3	Wirkungsquerschnitte für $\epsilon = 0,529$, $\Delta W = 2$ bis 3 MeV	62
A.4	Wirkungsquerschnitte für $\epsilon = 0,529$, $\Delta W = 3$ bis 4 MeV	63
A.5	Wirkungsquerschnitte für $\epsilon = 0,713$, $\Delta W = 0$ bis 1 MeV	63
A.6	Wirkungsquerschnitte für $\epsilon = 0,713$, $\Delta W = 1$ bis 2 MeV	64
A.7	Wirkungsquerschnitte für $\epsilon = 0,713$, $\Delta W = 2$ bis 3 MeV	64
A.8	Wirkungsquerschnitte für $\epsilon = 0,713$, $\Delta W = 3$ bis 4 MeV	65
A.9	Wirkungsquerschnitte für $\epsilon = 0,885$, $\Delta W = 0$ bis 1 MeV	65
A.10	Wirkungsquerschnitte für $\epsilon = 0,885$, $\Delta W = 1$ bis 2 MeV	66
A.11	Wirkungsquerschnitte für $\epsilon = 0,885$, $\Delta W = 2$ bis 3 MeV	66
A.12	Wirkungsquerschnitte für $\epsilon = 0,885$, $\Delta W = 3$ bis 4 MeV	67
B.1	Kinematiken der Strahlzeit im Februar 1994	68
B.2	Kinematiken der Strahlzeit im März 1995	68
B.3	Messungen bei einer Strahlenergie von 435,11 MeV (Teil 1)	69
B.4	Messungen bei einer Strahlenergie von 435,11 MeV (Teil 2)	70
B.5	Messungen bei einer Strahlenergie von 555,11 MeV (Teil 1)	70
B.6	Messungen bei einer Strahlenergie von 555,11 MeV (Teil 2)	71
B.7	Messungen bei einer Strahlenergie von 855,11 MeV	72
C.1	Eichung der Zeitdifferenzen für die Szintillatorsegmente	73
C.2	Transferkoeffizienten für die Bahnlängenberechnung (Teil 1)	74
C.3	Transferkoeffizienten für die Bahnlängenberechnung (Teil 2)	75

Lebenslauf

Name: Michael Otto Distler

Anschrift: Emrichruhstr. 57
55120 Mainz

Geburtstag,
Geburtsort: 18. März 1965 in Würzburg

Vater: Klaus Distler, Bundeswehroffizier

Mutter: Waltraud Distler, geb. Riese, Hausfrau

Familienstand: ledig

Schulbildung:
1971 – 1975 4 Jahre Grundschule in Roding/Oberpfalz,
Bremen und Diez.
1975 – 1984 9 Jahre Gymnasium in Diez/Lahn.
Hauptfächer in der Oberstufe:
Englisch, Mathematik und Physik
Juni 1984 Abitur Notendurchschnitt 1,6.

Wehrdienst:
1984 – 1985 Grundausbildung in Koblenz als Sprechfunker.
Stammeinheit in Diez/Lahn.

Arbeit:
1982 – 1985 4 Jahre Anstellung als freier Mitarbeiter bei der
Rhein-Zeitung in Diez. Reportagen in Wort und Bild.
Arbeit in Redaktion und Fotolabor.

Studiengang:
1985 – 1990 Studium der Physik an der Gutenberg-Universität Mainz.
April 1987 Vordiplom Physik Durchschnittsnote gut.
August 1990 Diplom Physik Durchschnittsnote sehr gut.
1990 – 1996 Promotionsstudium der Physik an der
Gutenberg-Universität Mainz.
1990 – 1993 Förderung durch das Graduiertenkolleg: „Teilchenphysik“.
1993 – 1996 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Kernphysik
der Johannes Gutenberg-Universität Mainz.

Danksagung

Kernphysikalische Experimente können heutzutage nur durch die Arbeit von vielen Menschen durchgeführt werden - möglicherweise war es nie anders. Es fängt damit an, die physikalisch relevanten Fragen zu stellen und die Experimente zu ersinnen, die eine Antwort liefern können. Die Planung der wissenschaftlichen Versuche und der Entwurf der dazu benötigten Einrichtungen, wie Beschleuniger und Detektoren, schließen sich an. Es geht weiter mit dem Bau aller Komponenten, die dann noch in Betrieb genommen und geeicht werden wollen. Dann erst kann die eigentliche Strahlzeit und die Analyse der Daten erfolgen.

Das Beispiel des Beschleunigers MAMI, dessen erste, 14 MeV Stufe bereits 1979 von Prof. H. Herminghaus und seinen Mitarbeitern in Betrieb genommen wurde, verdeutlicht die Zeitskala, die für kernphysikalische Experimente gilt. Ein Doktorand kann also - wie in meinem Falle - bestenfalls einen Teil der Apparatur bauen, seinen Versuch durchführen und die Daten analysieren. So manchen Physiker oder Mitarbeiter der Werkstätten, der zum Gelingen seiner Arbeit beigetragen hat, hat er noch nicht einmal kennengelernt. Erst recht bleiben die Geber der erheblichen Geldbeträge für ein Projekt dieser Größenordnung, wie die Universität, das Land, die Deutsche Forschungsgemeinschaft und damit jeder Steuerzahler, anonym.

Eingedenk dieser Tatsachen und im Bewußtsein, daß ich nicht allen Menschen gerecht werden kann, möchte ich stellvertretend alle diejenigen erwähnen, die bei den Strahlzeiten der A1 Kollaboration Schichten übernommen haben. So wird wohl die gemeinsame Anstrengung am besten verdeutlicht.

Antonio Alamar, Peter Bartsch, Aron Bernstein, Ingvar Blomqvist, Burkhard Bockmühl, Werner Boeglin, Ralph Böhm, Klemen Bohinc, Tanja Caprano, Norbert Clawiter, Oliver Denhard, Axel Derber, Raoul Edelhoff, Stefan Eraßme, Ingo Ewald, Richard Florizone, Jan Friedrich, Jörg Friedrich, Rainer Geiges, Peter Gitzel, Andreas Hake, Marc Hamdorf, Frank Heinemann, Marco Kahrau, Markus Klein, Peter König, Michael Kohl, Manfred Korn, Helmut Kramer, Klaus Werner Krygier, Volker Kunde, Michael Kuss, Jan Lac, Arnd Liesenfeld, Christoph Martin, Roland Maurer, Harald Merkel, Rainer Neuhausen, Eddy Offermann, Thomas Pospischil, Milan Potokar, Alfred Richter, Ales Rokavec, Günther Rosner, Peter Sauer, Stefan Schardt, Claus-Georg Schilling, Hartmut Schmieden, Gerhard Schrieder, Christian Schrimpf, Amra Serdarevic, Simon Sirca, Stefan Steffens, Toshimi Suda, Thomas Veit, Branko Vodenik, Axel Wagner, Thomas Walcher, Wolfgang Wilhelm, Stefan Wolf.

Herzlichen Dank