

If the goal of physics is to  
understand nature, then  
surely we must understand  
the nucleus.  
*J.D. Walecka*

andererseits

As far as I'm concerned  
the world can still be flat!  
*Meat Loaf*



# Zusammenfassung

Am Elektronenbeschleuniger MAMI des Instituts für Kernphysik der Universität Mainz wurden Experimente zur Elektroproduktion von geladenen Pionen an  ${}^3\text{He}$  bei Elektronenenergien von  $E_0 = 855, 675, 600$  und  $555$  MeV durchgeführt. Hierzu mußte ein  ${}^3\text{He}$ -Tiefemperatur-Gastarget aus Saclay an die bestehenden Experimentiereinrichtungen der A1-Kollaboration angepaßt und in Betrieb genommen werden. In einer ersten Strahlzeit wurden Elektronen und positive bzw. negative Pionen in zwei Magnetspektrometern der Drei-Spektrometer-Anlage koinzident nachgewiesen. Der zweifach-differentielle Wirkungsquerschnitt  $d^2\sigma/d\Omega_\pi dM$  wurde bei drei verschiedenen Polarisierungen des virtuellen Photons  $\epsilon$  von 0.47, 0.63 und 0.79 bei Energieüberträgen  $\omega$  von 370-430 MeV und „missing mass“  $M$  von 0-100 MeV/c<sup>2</sup> in einer Kinematik vermessen, in der das Pion in Richtung des Impulsübertrags nachgewiesen wurde. Ein Vielfachstreumodell, das die Pionproduktion in eine Serie einzelner elementarer Diagramme zerlegt und auch Beiträge präformierter  $\Delta$ 's enthält sowie Endzustandswechselwirkungen von Nukleon und Pion berücksichtigt, beschreibt die Wirkungsquerschnitte in den Reaktionen  ${}^3\text{He}(e, e'\pi^+)nd, nnp$  und  ${}^3\text{He}(e, e'\pi^-)ppp$  gut.

Zum ersten Mal konnten in der Pionproduktion an einem Atomkern der longitudinale (L) und transversale (T) Anteil des Wirkungsquerschnitts separiert werden. Für die Aufbruchkanäle wurde ein überraschend hoher longitudinaler Anteil gefunden. Das L/T Verhältnis beträgt ca. 3 in der Produktion von  $\pi^+$  im „missing mass“ Bereich von  $M = 3-50$  MeV/c<sup>2</sup> und steigt bei größeren  $M$  noch an, während in der Produktion von  $\pi^-$  der transversale Wirkungsquerschnitt sogar mit 0 verträglich ist. Dieses Verhalten wird von dem Vielfachstreumodell nicht beschrieben, es unterschätzt den longitudinalen und überschätzt den transversalen Anteil deutlich. Der starke longitudinale Wirkungsquerschnitt steht nicht in Widerspruch mit einem Beitrag präformierter  $\Delta$ 's.

Eine Rosenbluth-Separation für die  ${}^3\text{He}(e, e'\pi^+){}^3\text{H}$  Reaktion ergibt longitudinale und transversale Anteile von  $10.4 \pm 1.7 \mu\text{b}/\text{sr}$  bzw. von  $8.9 \pm 1.1 \mu\text{b}/\text{sr}$ . Ein Modell zur Beschreibung dieses Reaktionskanals wird zur Zeit noch entwickelt. Der Wirkungsquerschnitt ist nur halb so groß wie der in einer vergleichbaren Kinematik

am Proton gemessene. Diese Reduktion ist in Übereinstimmung mit den Resultaten eines Modells, das Baryonen als punktförmige Teilchen betrachtet und daher nur Verhältnisse von Wirkungsquerschnitten vorhersagen kann.

In einer zweiten Strahlzeitperiode wurde die Winkelverteilung der  $\pi^+$ -Mesonen relativ zum Impulsübertrag untersucht. Dabei wurde, ergänzt durch das erste Experiment, ein Winkelbereich von  $0^\circ$ - $120^\circ$  erfaßt. Bei drei Winkeln kann aus der links-rechts Asymmetrie der TL-Interferenzterm bestimmt werden. Zum anderen wurden, zum ersten Mal, Dreifachkoinzidenzexperimente in der Reaktion  ${}^3\text{He}(e, e'\pi^+p)nn$  durchgeführt. Vorhersagen des Vielfachstreumodells stehen nicht in Widerspruch zu den Ergebnissen einer ersten, vorläufigen Auswertung.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>7</b>
2.1	Kinematik . . . . .	7
2.2	Definition des differentiellen koinzidenten Wirkungsquerschnitts . .	9
2.3	Rosenbluth-Separation . . . . .	12
2.4	Vielfachstreumodell . . . . .	13
<b>3</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>17</b>
3.1	Drei-Spektrometer-Anlage . . . . .	17
3.1.1	$^3\text{He}$ -Gastarget . . . . .	19
3.1.2	Strahlwedler . . . . .	23
3.1.3	Magnetspektrometer . . . . .	23
3.1.4	Detektorsystem . . . . .	26
3.1.4.1	Vertikale Driftkammern . . . . .	27
3.1.4.2	Szintillationsdetektoren . . . . .	28
3.1.4.3	Čerenkov-Detektor . . . . .	30
3.1.5	Koinzidenzelektronik und Datenerfassung . . . . .	30
3.1.5.1	Trigger- und Koinzidenzelektronik . . . . .	31
3.1.5.2	Datenerfassung . . . . .	35
<b>4</b>	<b>Auswahl der Kinematik</b>	<b>37</b>
<b>5</b>	<b>Auswertung</b>	<b>47</b>
5.1	Untergrundreduktion . . . . .	48
5.1.1	Teilchenidentifikation . . . . .	48

5.1.1.1	Elektronen . . . . .	48
5.1.1.2	Positronen . . . . .	49
5.1.1.3	Protonen . . . . .	49
5.1.2	Vertexauflösung . . . . .	52
5.2	Akzeptanz der Spektrometer . . . . .	55
5.3	Koinzidenzzeitauflösung . . . . .	55
5.3.1	Totzeitkorrektur . . . . .	56
5.3.2	Bestimmung der Luminosität . . . . .	57
5.3.3	Effizienz der Spurdetektoren . . . . .	59
5.4	Erzeugung und Bearbeitung der Histogramme . . . . .	62
5.5	Strahlungskorrekturen . . . . .	64
<b>6</b>	<b>Ergebnisse und Interpretation</b>	<b>67</b>
6.1	Die Reaktionen ${}^3\text{He}(e, e'\pi^+)nd, nnp$ und ${}^3\text{He}(e, e'\pi^-)ppp$ . . . . .	68
6.1.1	Differentieller Wirkungsquerschnitt . . . . .	68
6.1.2	L-T Separation . . . . .	73
6.1.3	Verhältnis der $\pi^+/\pi^-$ Wirkungsquerschnitte . . . . .	76
6.2	Die Reaktion ${}^3\text{He}(e, e'\pi^+){}^3\text{H}$ . . . . .	78
6.3	Die Reaktion ${}^3\text{He}(e, e'\pi^+)nn$ . . . . .	81
<b>7</b>	<b>Schlußbemerkung und Ausblick</b>	<b>87</b>
<b>A</b>	<b>Wirkungsquerschnitte</b>	<b>89</b>

# 1 Einleitung

Eine der fundamentalen Fragestellungen der Kernstrukturphysik ist die Frage nach der Rolle von Mesonen in Kernen. Atomkerne sind aus Nukleonen, Protonen und Neutronen, aufgebaut, die mittels Austausch virtueller Mesonen miteinander wechselwirken. Da die Reichweite dieser Wechselwirkung, die sich durch ein Potential beschreiben läßt, das zuerst von Yukawa [1] vorgeschlagen wurde, mit wachsender Masse des Austauschteilchens abnimmt, tragen von der Vielzahl der heute bekannten Mesonen nur die leichtesten ( $\pi$ ,  $\rho$ ,  $\omega$ ) bei. Der langreichweitige ( $>2$  fm) Teil der Wechselwirkung wird als Austausch des leichtesten Mesons, des Pions, beschrieben, bei mittleren Abständen ( $\approx 1$  fm) als den zweier Pionen. Bei kurzen Abständen ist die Kernkraft repulsiv. Da hier zunehmend Effekte eine Rolle spielen, die auf die innere Struktur der Nukleonen zurückzuführen sind, ist eine allein auf den Austausch schwerer Mesonen beruhende Theorie unbefriedigend. Darüber hinaus beschreiben diese Modelle, in denen lediglich die Wechselwirkung jeweils zweier Nukleonen berücksichtigt wird, die Grundzustandseigenschaften von Kernen (z.B. Bindungsenergie, Ladungsradius) nur ungenau [2].

Aus Streuexperimenten mit Pionen an Nukleonen [3] ist bekannt, daß die Meson-Nukleon Wechselwirkung mehrere starke Resonanzen aufweist. Diese werden als angeregte Zustände von Nukleonen interpretiert und können im Quarkbild befriedigend erklärt werden. Dieses Modell, in dessen Vorstellung Baryonen und Mesonen aus punktförmigen Teilchen mit Spin  $1/2$ , den Quarks, zusammengesetzt sind, findet seine Bestätigung in den Ergebnissen tiefinelastischer Streuexperimente. Baryonen sind dabei aus drei Quarks, Mesonen aus einem Quark und einem Anti-Quark zusammengesetzt. Resonanzen werden in diesem Bild als Anregungen der Quarks beschrieben. Koppeln die Spins der Quarks zu einem Baryonenspin von  $1/2$ , spricht man von  $N^*$ -Resonanzen, deren Grundzustand die Nukleonen sind, während Baryonen mit Spin  $3/2$  als  $\Delta$ -Resonanzen bezeichnet werden. Ihre Erzeugung aus den Nukleonen kann durch den Spin-Flip eines Quarks anschaulich erklärt werden. Sie haben einen Isospin von  $3/2$  und kommen daher in 4 verschiedenen Ladungszuständen,  $\Delta^{++}$ ,  $\Delta^+$ ,  $\Delta^0$  und  $\Delta^-$ , vor. Ihr Grundzustand hat eine Masse von  $1232 \text{ MeV}/c^2$ , weshalb er auch als  $\Delta(1232)$ -

Resonanz bezeichnet wird. Dieser zerfällt in ein Nukleon und ein Pion mit einer Lebensdauer von  $5 \cdot 10^{-24}$  s, die aus der für die Resonanzen typischen Breite von ca. 120 MeV [4] geschlossen werden kann und auf einen durch die starke Wechselwirkung hervorgerufenen Zerfall hinweist.

Da die langreichweitige Komponente der Kernkraft durch den Austausch eines Pions vermittelt wird, ist es denkbar, daß auch bei der Wechselwirkung zwischen Nukleonen im Atomkern  $\Delta$ 's erzeugt werden. Jedoch ist die Wahrscheinlichkeit für einen solchen Prozeß sicherlich gering, da das erzeugte  $\Delta$  sehr stark gebunden („off-shell“) sein müßte. Versuche, solche Beiträge explizit in die Modelle nuklearer Wechselwirkung einzubauen, wurden erstmals schon vor über 25 Jahren unternommen [5]. Tatsächlich liefern solche Modelle bessere Resultate als rein auf Zwei-Körper Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung basierende [6, 7]. Ein direkter Nachweis solcher Effekte ist jedoch schwierig, da die Anregung der  $\Delta$ -Resonanz um mehr als zwei Größenordnungen wahrscheinlicher als der „knock-out“ eines bereits formierten  $\Delta$ 's ist. In Streuexperimenten, die verschiedene Projektile (Neutrinos, geladene Pionen, reelle Photonen) bzw. eine Wasserstoff Blasenkammer verwendeten, wurde nach  $\Delta^{++}$  Beimischungen in den Kernen  ${}^2\text{H}$  (Ref. [8] und darin enthaltene Referenzen)  ${}^3\text{He}$  [9, 10] und  ${}^9\text{Be}$  [11] gesucht. Um den relativen Beitrag quasi-freier Mechanismen zu minimieren, wurden  $\pi^+p$  Paare untersucht, die im c.m. System unter Rückwärtswinkeln emittiert wurden, das  $\Delta^{++}$  also als Spektator betrachtet wird. Die Veröffentlichungen geben ein einheitliches Bild einer oberen Grenze für die  $\Delta$  Beimischung von ca. 2%. Bisweilen wurden auch von Null verschiedene Wahrscheinlichkeiten bzw. kleinere obere Grenzen als 2% veröffentlicht (siehe z.B. Ref. [11]). Die Interpretation dieser Experimente ist jedoch modellabhängig, da die Prozesse, die zu einer Erzeugung oder Vernichtung von  $\pi^+p$  Paaren durch Endzustandswechselwirkung führen können, zur Zeit nur mangelhaft beschrieben werden. Die bisherigen Ergebnisse sind in Übereinstimmung mit theoretischen Modellen, die Anteile zwischen ca. 0.5% und 2% vorhersagen [7, 12, 13].

Das Interesse, in  ${}^3\text{He}$  nach  $\Delta$ -Beimischungen zu suchen, wurde von Lipkin und

Lee [14] geweckt. Die Grundzustandswellenfunktion von  ${}^3\text{He}$

$$|{}^3\text{He}\rangle_{\text{g.s.}} = \alpha|ppn\rangle + \beta\left(\frac{1}{\sqrt{2}}|\Delta^{++}nn\rangle - \frac{1}{\sqrt{3}}|\Delta^+pn\rangle + \frac{1}{\sqrt{6}}|\Delta^0pp\rangle\right) + \gamma|\dots\rangle \quad (1.1)$$

setzt sich aus einer dominanten nukleonischen Komponente  $\alpha|ppn\rangle$  sowie weiteren Beiträgen zusammen, von denen diejenigen, die ein einzelnes  $\Delta$ -Baryon enthalten ( $\beta|\Delta NN\rangle$ ), am wahrscheinlichsten sind. Anteile höherer Resonanzen und mehrerer  $\Delta$ 's werden vernachlässigt. In einem einfachen Modell, das nur die Erzeugung von Pionen durch die Anregung oder den „knock-out“ eines  $\Delta$ 's betrachtete und nicht-resonante Beiträge (Born-Terme) und Endzustandswechselwirkung ignorierte, untersuchten Lipkin und Lee das Verhältnis der  $\pi^+/\pi^-$  Wirkungsquerschnitte. Isospin-Symmetrie zwischen Proton und Neutron vorausgesetzt, erwarteten sie für den Beitrag der Anregung ein Verhältnis von 2. In einem zweiten Schritt zeigten sie, daß  ${}^3\text{He}$  ein geeigneter Kern ist, um präformierte  $\Delta$ 's nachzuweisen. Ein Beitrag zur Produktion von  $\pi^+$  wird nur vom Zerfall des  $\Delta^{++}$  und des  $\Delta^+$ , zu  $\pi^-$  nur vom  $\Delta^0$  und  $\Delta^-$  geleistet. Wie Gl. (1.1) zeigt, können jedoch  $\Delta^-$  wegen der notwendigen zweifach positiven Gesamtladung in  ${}^3\text{He}$  nicht vorkommen. Zum anderen werden  $\Delta^0$ , unter der Annahme, das die Kopplung des Photons an das  $\Delta$  proportional zu dessen Ladung ist, nicht aus dem Kern ausgestoßen. Lipkin und Lee folgerten daher, daß präformierte  $\Delta$ 's nur einen Beitrag zum  $\pi^+$  Wirkungsquerschnitt liefern und damit zu einer Vergrößerung des  $\pi^+/\pi^-$  Verhältnisses. Dieser ist proportional zur Wahrscheinlichkeit ein  $\Delta$  zu finden und zur Kopplungsstärke des Photons an das  $\Delta$  (Gl. (12) in Ref. [14]).

Die Anregung eines  $\Delta$ 's ist ein transversaler Prozeß. Ein präformiertes  $\Delta$  kann sowohl transversale als auch longitudinale Photonen absorbieren. Sie schlugen daher vor, in einem Experiment zur Elektroproduktion von Pionen den longitudinalen Anteil des Wirkungsquerschnitts vom transversalen zu trennen. Als ein weiterer Schritt sind Dreifachkoinzidenzexperimente möglich. Da ein  $\Delta^{++}$  nicht durch Anregung eines Nukleons durch ein Elektron erzeugt werden kann, wäre der koinzidente Nachweis von  $\pi^+p$  Paaren mit der invarianten Masse des  $\Delta^{++}$  ein direkter Nachweis präformierter  $\Delta^{++}$ .

Daher wurden im Rahmen dieser Arbeit folgende Messungen zur Elektroproduktion von Pionen an  ${}^3\text{He}$  durchgeführt:

1. Messung der  $(e, e'\pi^+)$  und  $(e, e'\pi^-)$  Wirkungsquerschnitte, wobei das Pion in Richtung des Impulsübertrags nachgewiesen wurde (parallele Kinematik). Trennung der longitudinalen und transversalen Anteile.
2. Messung der Winkelverteilung der  $\pi^+$  und Bestimmung des TL Interferenzterms über dessen links-rechts Asymmetrie.
3. Durchführung eines Dreifachkoinzidenzexperimentes  ${}^3\text{He}(e, e'\pi^+p)nn$ .

Die Zweifach- und Dreifach-Koinzidenzexperimente wurden am Dauerstrichbeschleuniger MAMI (Mainzer Mikrotron), einer intensiven Quelle hochenergetischer Elektronen, des Instituts für Kernphysik der Universität Mainz durchgeführt. Die Drei-Spektrometer-Anlage der A1-Kollaboration erlaubt den koinzidenten Nachweis geladener Teilchen in drei Magnetspektrometern mit hoher Impuls- und Energieauflösung. In einer ersten Strahlzeitperiode wurden die in Punkt 1 aufgeführten Zweifachkoinzidenzexperimente mit Elektronen und Pionen, deren Resultate in dieser Arbeit im wesentlichen behandelt werden, durchgeführt. Die umfangreiche Auswertung der Messungen zu den Punkten 2 und 3, die erst kürzlich erfolgten, wird in einer nachfolgenden Doktorarbeit [15] durchgeführt werden. Zu Punkt 3 werden in dieser Arbeit lediglich Resultate einer ersten, vorläufigen Analyse gezeigt.

Eine wesentliche Schwierigkeit des Experiments war die hohe Protonenrate (100 kHz) beim Nachweis von  $\pi^+$  bzw. die hohe Elektronenrate (bis zu 240 kHz) bei  $\pi^-$ . Beide konnten durch schnelle Hardware-Antikoinzidenzen reduziert werden. Die Protonen wurden durch ihren relativ zu dem der Pionen höheren Energieverlust in einer Ebene von Plastiksziellatoren, die Elektronen durch ihr Signal in einem Gas-Čerenkov-Schwellendetektor identifiziert. Positronen wurden, ebenfalls durch ihr Signal im Čerenkov-Detektor, in der Analyse verworfen.

Eine weitere Schwierigkeit ist die geringe Dichte von  ${}^3\text{He}$  bei Normalbedingungen. Es wurde daher ein Hochdruck-Tiefemperatur Target [16] verwendet. Betrieben bei einem Gasdruck von 15 bar und der Temperatur des flüssigen Wasserstoffs (20.3 K) konnte eine Massenbelegung von  $160 \text{ mg/cm}^2$ , einen Faktor 100 größer als bei Normalbedingungen, erreicht werden. Das Target wurde mit einer Mechanik versehen, die ein Herausfahren aus dem Strahl bei evakuierter Streukammer

ermöglichte. Dies erlaubte die zusätzliche Verwendung der Standard-Targetleiter für Strahlkontrolle, Eich- und Leerzellenmessungen.

Die theoretischen Grundlagen zum Verständnis der Experimente werden in Kap. 2 entwickelt. Der differentielle Wirkungsquerschnitt wird in der Ein-Photonen-Austausch-Näherung definiert und die Struktur des verwendeten Vielfachstreumodells beschrieben. Eine Beschreibung der Experimentiereinrichtungen findet sich in Kap. 3. Die Auswahl der speziellen Reaktionskinematik wird in Kap. 4 begründet, und der Gang der Auswertung in Kap. 5 beschrieben. Eine Diskussion der gemessenen Daten und die Interpretation durch das Vielfachstreumodell erfolgt in Kap. 6. Hier findet man auch erste Ergebnisse des Dreifachkoinzidenzexperimentes, bevor im abschließenden Kap. 7 ein kurzer Ausblick auf die noch zu erwartenden Resultate gegeben wird.



## 2 Theoretische Grundlagen

### 2.1 Kinematik

In Abb. 2.1 ist die Feynman-Darstellung der Elektroproduktion von Pionen an Kernen gezeigt. Die in dieser Arbeit benutzten Bezeichnungen und Einheiten stimmen mit der in Ref. [17] benutzten Konvention überein. Die beteiligten Teilchen werden durch ihre Vierervektoren  $P = (E, \mathbf{p})$ , gebildet aus Energie  $E$  und Impulsvektor  $\mathbf{p}$ , beschrieben. Das einlaufende Elektron wird durch einen Index „e“, das auslaufende zusätzlich durch ein hochgestelltes ' gekennzeichnet. Der Kern im Anfangszustand (das Target) wird durch den Index „t“, das erzeugte Pion durch „ $\pi$ “ und der Restkern durch „r“ markiert. Die invariante Masse  $M_{inv}$  eines Systems aus Teilchen bzw. die Ruhemasse eines Teilchens ergibt sich zu  $M_{inv} = \sqrt{E^2 - p^2}$ .

Der Vierervektor des Impulsübertrags des Elektrons auf den Kern, der über ein virtuelles Photon vermittelt wird, schreibt sich als

$$q = P_e - P'_e = (\omega, \mathbf{k}), \quad (2.1)$$

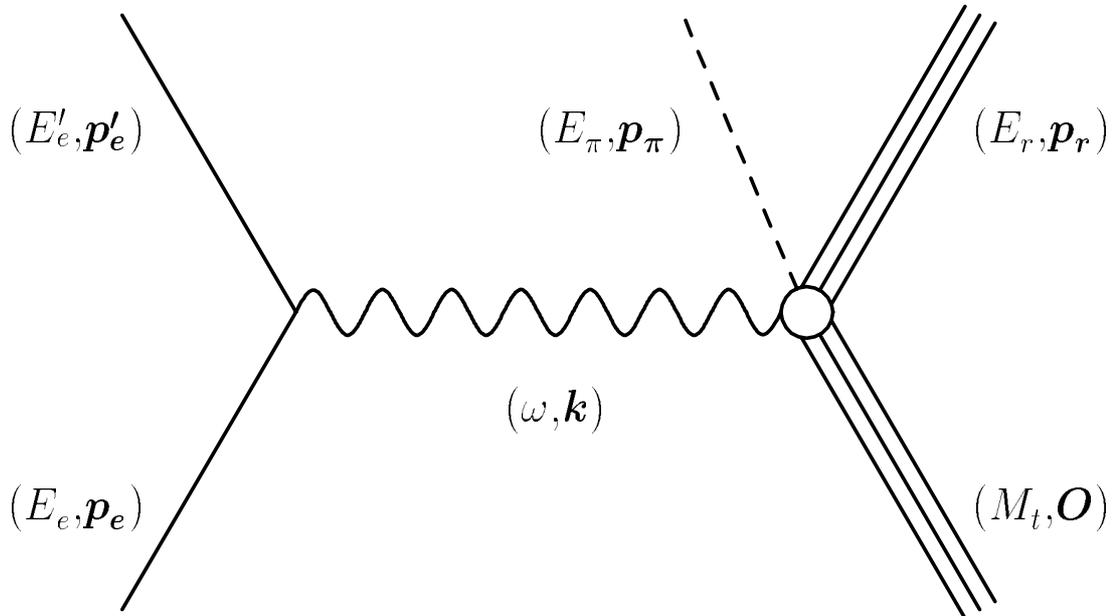


Abb. 2.1: Feynman-Diagramm der Elektroproduktion von Pionen an Kernen.

wobei  $\omega$  der Energie- und  $\mathbf{k}$  der Impulsübertrag ist. Die Größe

$$q^2 = q^* \cdot q = \omega^2 - \mathbf{k}^2 \quad (2.2)$$

wird als Quadrat des Viererimpulsübertrags (kurz Viererimpulsübertrag) bezeichnet. Da  $q^2$  für raumartige Photonen negativ ist, wird eine positive Größe  $Q^2 = -q^2$  eingeführt. Virtuelle Photonen können — im Gegensatz zu reellen — sowohl transversal als auch longitudinal polarisiert sein. Die transversale Polarisation ergibt sich zu

$$\epsilon = \left[ 1 + 2 \frac{k^2}{Q^2} \tan^2 \left( \frac{\theta_e}{2} \right) \right]^{-1}, \quad (2.3)$$

und die longitudinale aus der transversalen zu

$$\epsilon_L = \frac{Q^2}{\omega^2} \epsilon, \quad (2.4)$$

wobei  $\theta_e$  der Streuwinkel des Elektrons ist.

Aus Energie- und Impulserhaltung folgt der Vierervektor des Restkerns

$$P_r = P_t + q - P_\pi. \quad (2.5)$$

Dessen invariante Masse  $M_r = \sqrt{E_r^2 - p_r^2}$  setzt sich aus der Masse des Grundzustands des Restsystems und dessen Anregungsenergie (bzw. der kinetischen Energie der ungebundenen Nukleonen) zusammen. Es bietet sich daher an, die Größe „fehlende Masse“  $M$  („missing mass“) durch

$$M = M_r - M_{3\text{H}}. \quad (2.6)$$

zu definieren. Eine „missing mass“  $M = 0 \text{ MeV}/c^2$  entspricht dem gebundenen Zustand des  $npn$  Systems,  ${}^3\text{H}$ , eine größere einer Anregung bzw. einem Aufbruch des Kerns. Da das  $ppn$  System keinen gebundenen Zustand besitzt, wird auch hier die Masse des Tritiumkernes abgezogen. Diese Definition von  $M$  stimmt mit einer bei z.B.  $(e, e'p)$  Experimenten üblichen Definition der „fehlenden Energie“  $E_m = \omega - T_\pi - T_r$  überein ( $T_\pi$  bzw.  $T_r$  sind die kinetischen Energien von Pion bzw. Restkern).

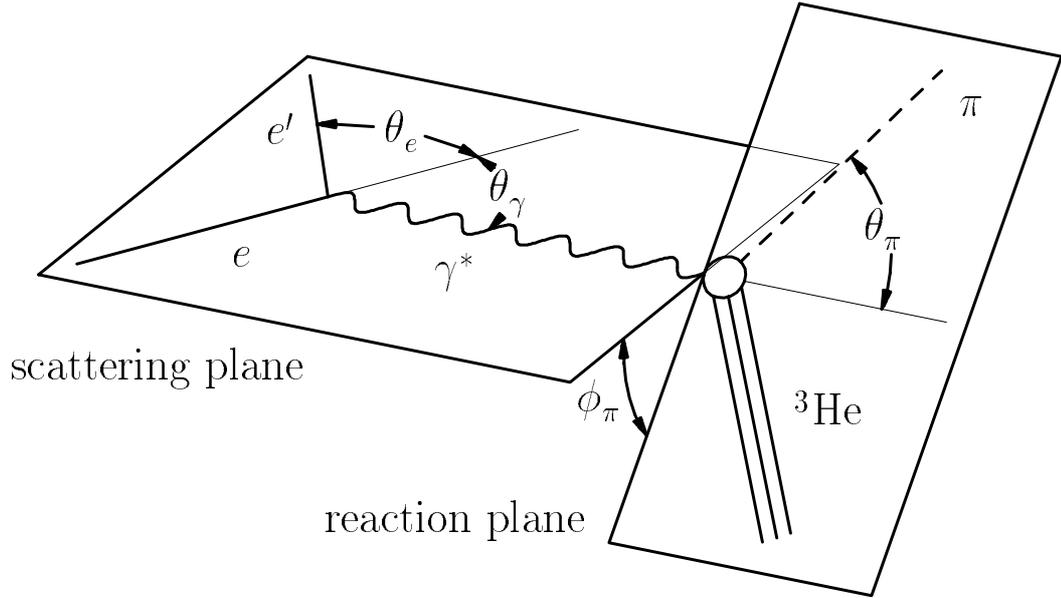


Abb. 2.2: Definition der verwendeten kinematischen Variablen.

Die verwendeten kinematischen Variablen werden in Abb. 2.2 definiert. Die vom einlaufenden und dem um den Winkel  $\theta_e$  gestreuten Elektron aufgespannte Ebene wird Streuebene (oder „leptonische Ebene“) genannt, die vom Impulsübertrag und vom auslaufenden Pion aufgespannte Ebene Reaktionsebene (oder „hadronische Ebene“). Der Winkel zwischen dem virtuellen Photon und dem Pion ist  $\theta_\pi$ , der Winkel zwischen Streu- und Reaktionsebene  $\phi_\pi$ .

## 2.2 Definition des differentiellen koinzidenten Wirkungsquerschnitts

Nach Ref. [17] schreibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt für die in Abb. 2.1 dargestellte Reaktion in der Ein-Photonen-Austausch-Näherung als

$$d\sigma = \frac{E_e}{P_e} \frac{M_e}{E_e} \frac{M_t}{E_t} |\mathcal{M}_{fi}|^2 \frac{M_e}{E_e'} \frac{d^3 k_e'}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_\pi} \frac{d^3 k_\pi}{(2\pi)^3} \frac{M_r}{E_r} \frac{d^3 p_r}{(2\pi)^3} (2\pi)^4 \delta^4(P_e + q - P_\pi - P_r). \quad (2.7)$$

Jedes im Feynman Diagramm (Abb. 2.1) dargestellte einlaufende oder auslaufende Fermion wird durch einen Faktor  $M/E$ , jedes Boson durch  $1/(2E)$  berücksichtigt. Zusätzlich erhält jedes auslaufende Teilchen einen Phasenraumfaktor

$d^3\mathbf{p}/(2\pi)^3$ . Impuls- und Energieerhaltung wird durch die  $\delta$ -Funktion gewährleistet, die Größe  $E_e/P_e$  normiert auf den Strom einfallender Teilchen. Alle diese Faktoren hängen nur von der Experimentkinematik ab, während der physikalische Prozeß des Übergangs vom Ausgangs- in den Endzustand allein durch das Quadrat der Übergangsamplitude  $\mathcal{M}_{fi}$

$$|\mathcal{M}_{fi}|^2 = \frac{1}{4} \sum_{m'_e, m_r, m_e, m_t} \left| \bar{u}(P'_e, m'_e) e\gamma^\mu u(P_e, m_e) \frac{-1}{q^2 + i\epsilon} \bar{u}(P_r, m_r, P_\pi) e\gamma_\mu u(P_t, m_t) \right|^2 \quad (2.8)$$

beschrieben wird. Die Spinoren  $u(P, m)$  stehen für die realen Teilchen im Anfangs- oder Endzustand und der Operator  $e\gamma^\mu$  für die Kopplung an das Photon. Der Propagator des Photons ist  $-1/(q^2 + i\epsilon)$ . Der erste, vor dem Propagator stehende Teil definiert den leptonischen, der dahinter stehende den hadronischen Übergangstrom. Das Quadrat des Matrixelements ist daher das Produkt eines leptonischen Tensors  $\eta_{\mu\nu}$  und eines hadronischen Tensors  $W_{\mu\nu}$ . Der leptonische Anteil

$$\eta_{\mu\nu} = \bar{u}(P'_e, m'_e) \gamma^\mu u(P_e, m_e) (\bar{u}(P'_e, m'_e) \gamma_\nu u(P_e, m_e))^* \quad (2.9)$$

$$\frac{e^2}{2M_e^2} \left( 2K_\mu K_\nu + \frac{1}{2} k_\mu^2 g_{\mu\nu} - \frac{1}{2} q_\mu q_\nu \right).$$

folgt aus der Quantenelektrodynamik (QED). Der hadronische Tensor wird definiert als

$$W_{\mu\nu} = \left( \frac{M}{4\pi W} \right)^2 \langle \chi_f | J_\mu | \chi_i \rangle \langle \chi_f | J_\nu | \chi_i \rangle^*, \quad (2.10)$$

wobei  $J_\mu$  der Operator des hadronischen Stroms und  $|\chi_{i,f}\rangle$  die Pauli-Spinoren des hadronischen Systems in Anfangs- und Endzustand sind.

Damit läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Streuung unpolarisierter Elektronen an einem unpolarisiertem Target als

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_{e'} d\omega d\Omega_\pi} = \Gamma_\nu \frac{d\sigma}{d\Omega_\pi} \quad , \quad (2.11)$$

$$\text{mit} \quad \frac{d\sigma}{d\Omega_\pi} = \frac{d\sigma_T}{d\Omega_\pi} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{d\Omega_\pi}$$

$$+ \epsilon \cos(2\phi_\pi) \frac{d\sigma_{TT}}{d\Omega_\pi} - \cos(\phi_\pi) \sqrt{\frac{1}{2} \epsilon_L (1 + \epsilon)} \frac{d\sigma_{TL}}{d\Omega_\pi} \quad (2.12)$$

schreiben. Die Information über das hadronische System ist in den vier Struktur-  
funktionen  $d\sigma_x/d\Omega_\pi(q^2, s, t)$  enthalten. Die Mandelstam-Variablen

$$s = (P_T + q)^2, t = (q - P_e)^2, u = (P_T + P_e)^2 \quad (2.13)$$

werden über die Vierervektoren der Teilchen definiert. Die Strukturfunktionen hängen von  $q$ ,  $s$  und  $t$ , aber nicht von der Einschußenergie der Elektronen oder dem Streuwinkel ab. Die Elektronkinematik bestimmt den Fluß virtueller Photonen  $\Gamma_\nu$  sowie die Polarisationen des virtuellen Photons  $\epsilon$  und  $\epsilon_L$ . Der Fluß  $\Gamma_\nu$  ist durch

$$\Gamma_\nu = \frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{E'_e}{E_e} \frac{k}{1-\epsilon} \frac{1}{Q^2} \quad (2.14)$$

gegeben. Die Strukturfunktionen wiederum sind mit den Komponenten des hadronischen Tensors über

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_T}{d\Omega_\pi} &= A \int d\Omega_\pi (W_{xx} + W_{yy}) \\ \frac{d\sigma_L}{d\Omega_\pi} &= 2A \int d\Omega_\pi \frac{Q^2}{\omega^2} W_{zz} \\ \frac{d\sigma_{TT}}{d\Omega_\pi} &= A \int d\Omega_\pi (W_{xx} - W_{yy}) \\ \frac{d\sigma_{TL}}{d\Omega_\pi} &= 2A \int d\Omega_\pi (W_{xz} + W_{zx}) \end{aligned} \quad (2.15)$$

verbunden, wobei  $A = p_\pi (M/4\pi W)^2/4$  der relativistische Phasenraumfaktor ist. Man beachte, daß die Notation in dieser Arbeit der Definition aus Ref. [18] entspricht. Zwei Punkte unterscheiden sie von der üblichen Definition von Drechsel und Tiator [19]. Zum einen wird der longitudinale Anteil des Wirkungsquerschnitts mit der transversalen (Gl. (2.3)) anstatt der longitudinalen Polarisation (Gl. (2.4)) des virtuellen Photons multipliziert. Der beide unterscheidende Faktor  $Q^2/\omega^2$ , der aus der Erhaltung des Stroms stammt, wird statt dessen in die Definition des longitudinalen Wirkungsquerschnitts (Gl. (2.15)) einbezogen. Zum anderen wird in Ref. [19] in der Definition des Flusses virtueller Photonen anstatt des Impulsübertrags die Photon-Äquivalentenergie verwendet.

## 2.3 Rosenbluth-Separation

Gleichung (2.12) zeigt, daß sich die verschiedenen Komponenten des Wirkungsquerschnitts durch Änderung der kinematischen Parameter  $\epsilon$  und  $\phi_\pi$  bei konstantem  $q^2$  und  $\theta_\pi$  separieren lassen [20]. Aus diesen wiederum erhält man, wie in Gl. (2.15) beschrieben, die Komponenten des hadronischen Tensors. Durch Experimente mit unpolarisiertem Strahl und unpolarisiertem Target lassen sich jedoch nur ein Teil dieser Komponenten bestimmen, eine vollständige Information kann nur aus Experimenten mit polarisierten Elektronen und polarisierten Targets erhalten werden.

Im folgenden wird die Separation des transversalen und longitudinalen Wirkungsquerschnitts im Spezialfall einer parallelen Kinematik ( $\theta_{\gamma\pi} = 0^\circ$ ), bei der das Pion in Richtung des Impulsübertrags nachgewiesen wird, beschrieben.

In paralleler Kinematik reduziert sich Gl. (2.12) zu

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_{e'}d\omega d\Omega_\pi} = \Gamma_\nu \left[ \frac{d\sigma_T}{d\Omega_\pi} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{d\Omega_\pi} \right], \quad (2.16)$$

da die Interferenzterme eine  $\sin(\theta_\pi)$  bzw.  $\sin^2(\theta_\pi)$  Abhängigkeit besitzen [21] und damit in paralleler Kinematik verschwinden. Bei konstantem Impulsübertrag  $q$  läßt sich die Polarisation des virtuellen Photons  $\epsilon$  (siehe Gl. (2.3)) durch gleichzeitige Änderung der Einschubenergie und des Elektronenstreuwinkels variieren. Trägt man die gemessenen Wirkungsquerschnitte, normiert auf den Fluß virtueller Photonen  $\Gamma_\nu$ , als Funktion von  $\epsilon$  auf, sollten sie auf einer Geraden liegen. Der Achsenabschnitt ( $\epsilon = 0$ ) entspricht dem transversalen Wirkungsquerschnitt  $d\sigma_T/d\Omega_\pi$ , die Steigung der Geraden dem longitudinalen  $d\sigma_L/d\Omega_\pi$ .

## 2.4 Vielfachstreumodell

Das in dieser Arbeit verwendete Vielfachstreumodell (in der engl. Literatur „multiple scattering model“ genannt) wurde von Blomqvist und Laget [22] zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten in der Photoproduktion von Pionen am Deuteron [23] entwickelt. In den folgenden Jahren wurde es erweitert, um sowohl Wirkungsquerschnitte in der Pion-Elektroproduktion [24] als auch am schwereren Kern  ${}^3\text{He}$  vorhersagen zu können. Das Modell beschreibt die Elektroproduktion von Pionen als eine kohärente Summe der Beiträge einzelner elementarer Diagramme, die in Abb. 2.3 gezeigt werden. Diagramme a-d bezeichnen die Born-Terme, e-g stellen die Anregung eines  $\Delta$ 's und h den Austausch eines  $\omega$ -Mesons dar. Diagramm f führt am freien Nukleon zu zwei Pionen im Endzustand, in

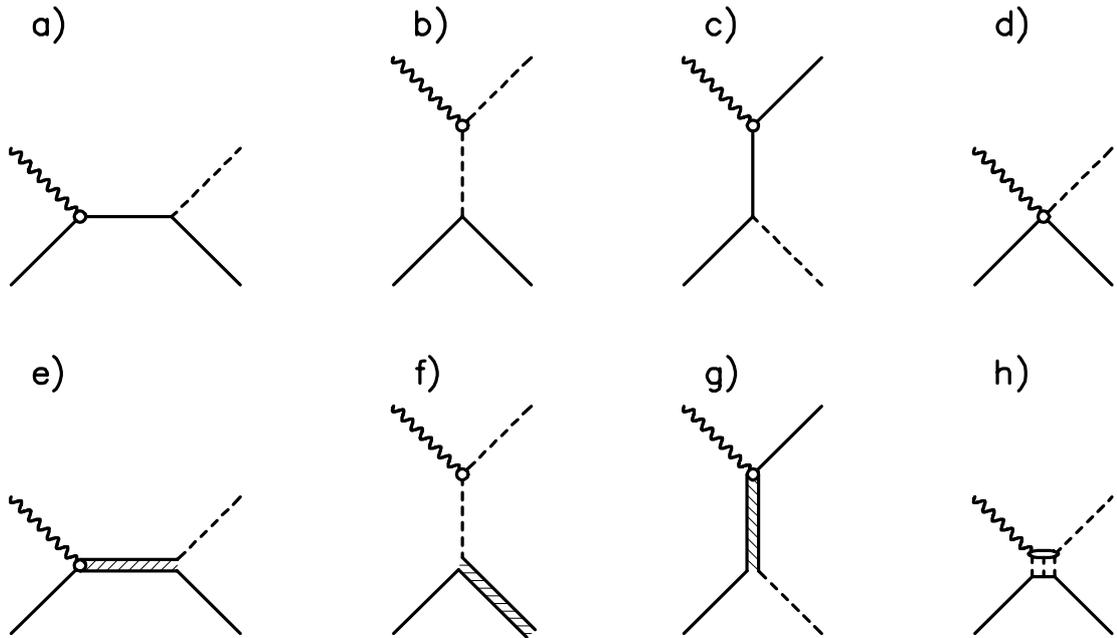


Abb. 2.3: Die elementaren Pionproduktionsdiagramme. Wellenlinien symbolisieren virtuelle Photonen, einfache Linien Nukleonen, doppelte (und schraffierte)  $\Delta$ 's und gestrichelte Pionen. Diagramme a-d stellen die Born-Terme dar, a-c die Poldiagramme im s-, t- und u-Kanal, und d den Kontakt-Term (auch „seagull“ oder Kroll-Ruderman-Term genannt). Diagramme e-g beschreiben die Polterme der  $\Delta$ -Anregung und h bezeichnet den Austausch eines  $\omega$ -Mesons.

Atomkernen jedoch kann eines der Pionen an einem zweiten Nukleon absorbiert werden. Daher liefert dieses Diagramm auch einen Beitrag zum  $\pi N N N$  Endzustand und wird deshalb in diesem Kontext als elementares Diagramm behandelt. Die Amplituden werden nach dem Verhältnis  $(p/m)$  bis zu Termen zweiter Ordnung entwickelt. Dies ist eine nichtrelativistische Näherung, die Propagatoren und die Kinematik werden jedoch relativistisch behandelt. Der Vorteil bei dieser Methode liegt in der einfachen analytischen Form der Amplitude als eine Summe von Beiträgen einzelner Diagramme. Daher kann der Anteil jedes Diagramms bestimmt werden. Desweiteren hängen die Amplituden nicht vom Bezugssystem ab. Die resonanten Beiträge zu den Multipolen werden aus dem voll-relativistischen Ausdruck der  $\gamma N \Delta$  Kopplung [25] bestimmt und zu denen der Born-Terme addiert.

Die Wahrscheinlichkeit, ein Nukleon mit bestimmtem Impuls und Spin im Kern zu finden, wird einer Drei-Nukleonen-Grundzustandswellenfunktion [26], die durch Lösung der Faddeev-Gleichungen für das Paris-Potential bestimmt wurde, entnommen. Der Beitrag präformierter  $\Delta$ 's wird als Eingangszustandswechselwirkung berücksichtigt (Diagramm *i* in Abb. 2.4). Es entsteht hierbei als Folge einer  $NN$  Streuung. Die erweiterte Version der Wellenfunktion, die explizite  $\Delta$ -Beiträge enthält [27], wird nicht verwendet. Da Diagramm *i* nicht eichinvariant ist, sind weitere notwendig, die als „meson exchange“ (MEC) Diagramme bezeichnet werden. Bei Diagramm *ii* werden ein Pion und ein  $\Delta$  am gleichen Vertex erzeugt, und bei *iii* koppelt das Photon an ein Pion aus einem  $N\Delta$ -Übergang.

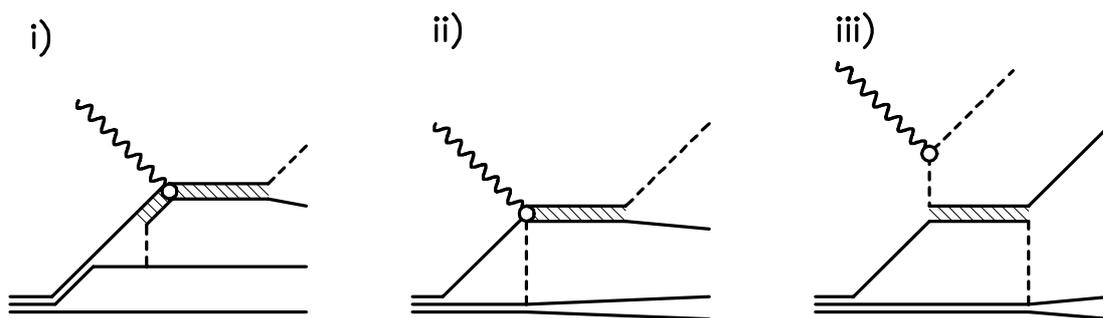


Abb. 2.4: Diagramme, die präformierte  $\Delta$ 's einschließen. In *i* wird ein  $\Delta$  in einer  $NN$ -Wechselwirkung erzeugt, bevor das Photon an dieses koppelt. Diagramme *ii* und *iii* sind erforderlich zur Eichinvarianz.

Einfache oder mehrfache Streuung des Pions oder des Nukleons im Endzustand wird in einer Vielfachstreu-Entwicklung betrachtet. Dieser Ansatz, in Ref. [28] ausführlich dargestellt, beschreibt Endzustandswechselwirkung („final state interaction“ FSI) als eine Kette einzelner Streuprozesse. Jeder dieser Vertizes wird ebenfalls durch eine Amplitude beschrieben. In Abb. 2.5 sind die relevanten Diagramme der Endzustandswechselwirkung skizziert.

Mit diesen Betrachtungen ergibt sich Wirkungsquerschnitt, hier am Beispiel für die Vier-Teilchen-Endzustände  $np\pi^+$  und  $ppp\pi^-$ , zu [29]

$$\frac{d^4\sigma}{d\mathbf{p}_\pi d\mathbf{p}_{e'}} \sim \sum_{\epsilon, m_t, m_1, m_2, m_3} \left| \sum_{i=6}^9 [\mathcal{M}_i(\mathbf{k}, \epsilon, \mathbf{p}_\pi, m_t, \mathbf{p}'_1, m'_1, \mathbf{p}'_2, m'_2, \mathbf{p}'_3, m'_3) - \mathcal{M}_i(\mathbf{k}, \epsilon, \mathbf{p}_\pi, m_t, \mathbf{p}'_1, m'_1, \mathbf{p}'_3, m'_3, \mathbf{p}'_2, m'_2)] \right|^2, \quad (2.17)$$

mit den Impulsen  $\mathbf{p}'_i$  und der magnetischen Quantenzahl  $m'_i$  der drei Nukleonen bzw. der des Targets  $m_t$ . Die innere Summation ( $i=6-9$ ) wird über alle Matrixelemente  $\mathcal{M}_i$ , die jeweils das  $i$ -te Diagramm aus Abb. 2.5 beschreiben, ausgeführt.

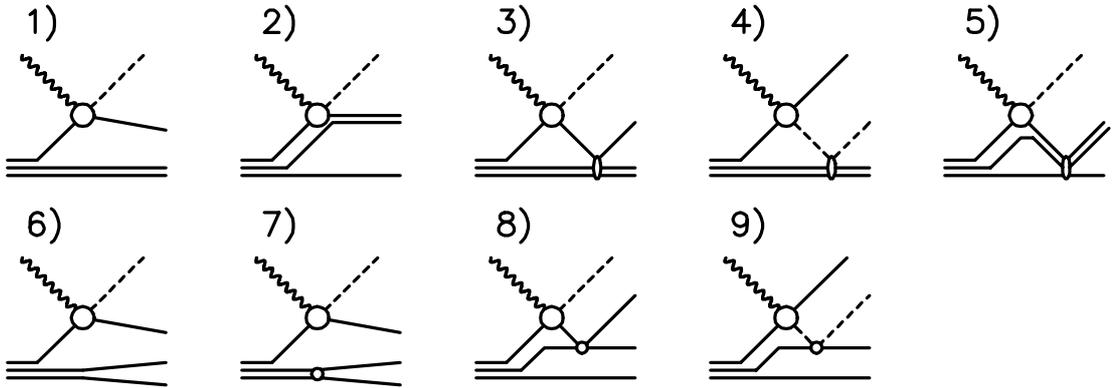


Abb. 2.5: Diagramme, die die Endzustandswechselwirkung von Pion und Nukleon beschreiben, in der oberen Reihe für den  $nd\pi^+$  Endzustand, in der unteren für die 4-Teilchen Endzustände  $np\pi^+$  und  $ppp\pi^-$ . Diagramm 1 beschreibt die Pionproduktion ohne FSI, Diagramm 2 ist das antisymmetrische Diagramm zu 1. Die FSI von Nukleon, Pion und Deuteron wird in 3-5 gezeigt. Diagramm 6 stellt den Aufbruch in drei Nukleonen ohne FSI, 7-9 die FSI der Nukleonen des Restkerns, des Nukleons und des Pions dar. Im Falle des Pions (Diagramm 9) wird auch ein möglicher Ladungsaustausch berücksichtigt.

Das Pauli'sche Ausschließungsprinzip wird beachtet, indem jeweils zwei Matrixelemente, in denen zwei Nukleonen vertauscht wurden, subtrahiert werden. Diese Amplituden werden kohärent addiert und anschließend quadriert. Die äußere Summe mittelt über die nicht beobachteten Spins des virtuellen Photons und des Targets im Eingangskanal und summiert über die möglichen Spins im Endzustand.

Am Beispiel von Diagramm 9 der Abb. 2.5 soll die Konstruktion eines Matrixelements

$$\mathcal{M}_9(\mathbf{k}, \epsilon, \mathbf{p}_\pi, m_t, \mathbf{p}'_1, m'_1, \mathbf{p}'_2, m'_2, \mathbf{p}'_3, m'_3) = \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} \sum_{m_1, m_2, m_3} \frac{\Psi(\mathbf{p}_1, m_1, \mathbf{p}_2, m_2, \mathbf{p}_3, m_3) T_{\gamma N} \widetilde{T}_{\pi N}}{(E_2^0 - E_2 + i\epsilon)(E_3^0 - E_3 + i\epsilon)(q^2 - M_\pi + i\epsilon)} \quad (2.18)$$

skizziert werden. Der Anfangszustand der Nukleonen wird durch die Wellenfunktion  $\Psi(\mathbf{p}_1, m_1, \mathbf{p}_2, m_2, \mathbf{p}_3, m_3)$  beschrieben, die auch den Faktor  $1/(E_1^0 - E_1 + i\epsilon)$  enthält. Die Größen  $\mathbf{p}_i$  and  $m_i$  sind wiederum Impuls und Spin der Nukleonen, jedoch jetzt im Anfangszustand. Die Energien der freien Teilchen werden mit  $E$  bezeichnet, mit  $E^0$  die der gebundenen. Jedes der Pionproduktionsdiagramme in Abb. 2.3 und 2.4 wird von einer Amplitude  $T_{\gamma N}$  beschrieben, die Möglichkeit einer Endzustandswechselwirkung des Pions durch  $T_{\pi N}$ . Da Diagramm 9 der Abb. 2.5 einen ganz bestimmten Endzustand beschreibt (z.B.  $\pi^+ nnp$ ), wird nur über Produkte beider Amplituden summiert, die zu einem solchen Zustand führen ( $T_{\gamma N} \widetilde{T}_{\pi N}$ ). In diesem Beispiel muß neben der Streuung eines erzeugten  $\pi^+$  auch die Erzeugung eines  $\pi^0$  mit anschließendem Ladungsaustausch zu einem  $\pi^+$  an einem Proton berücksichtigt werden. Beide Beiträge, die zum gleichen Endzustand führen, sind kohärent zu addieren. Summation über die Spins und Integration über den Phasenraum der Impulse liefert die Amplitude jedes Diagramms. Da diese nicht mehr numerisch ausführbar ist, wird sie in einem Monte-Carlo-Verfahren ermittelt. Die Summe aller Amplituden, wie in Gl. (2.17) gezeigt, liefert den Wirkungsquerschnitt für einen definierten Endzustand.

## 3 Experimenteller Aufbau

### 3.1 Drei-Spektrometer-Anlage

Seit der Inbetriebnahme des ersten Spektrometers der Drei-Spektrometer-Anlage wurden von der A1-Kollaboration eine Reihe von Experimenten durchgeführt, die durch die hohe Winkel- und Impulsaufösung der Detektoren und der Qualität des Dauerstrich-Elektronenstrahls erstmals möglich wurden. Beispielhaft sollen Experimente zu Multi-Hadron-Endzuständen an  $^{12}\text{C}$  [30, 31], die Untersuchung hoher Impulskomponenten der Protonen in  $^2\text{H}$  [32, 33],  $^{12}\text{C}$  [34, 35] und  $^{16}\text{O}$  [36, 37], sowie die Elektroproduktion von neutralen [38, 39] und von geladenen Pionen am Proton [40, 41, 42] und — wie in dieser Dissertation beschrieben — an  $^3\text{He}$  [43] genannt werden.

Abbildung 3.1 zeigt einen Blick in die Spektrometerhalle. Im Bild kommt der Elektronenstrahl von unten und trifft auf das in der Streukammer befindliche Target. Das gestreute Elektron sowie bei der Reaktion erzeugte geladene Teilchen werden in Magnetspektrometern winkel- und impulsselektiert nachgewiesen. Es existieren drei Spektrometer, A, B und C. Alle Spektrometer sind mit identischen Detektorsystemen ausgerüstet. Jedes System besteht aus vier vertikalen Vieldraht-Driftkammern zur Rekonstruktion des Teilchenvektors in der Fokalebene und zwei Ebenen von segmentierten Plastikszintillatoren sowie einem Gas-Čerenkov-Detektor zur Teilchenidentifikation. Pionen und Protonen werden über Energieverlust in den Szintillatoren, Elektronen bzw. Positronen von Pionen durch Čerenkov-Licht im Čerenkov-Detektor diskriminiert. Eine logische Verknüpfung von Szintillator- und Čerenkov-Signal (Koinzidenz bzw. Anti-Koinzidenz) löst die Datenerfassung (Trigger) aus. Das Gestell links im Vordergrund trägt die Versorgungseinheit des Kryotargets. In der Kältemaschine (Phillips PEH 100) [44] wird Wasserstoff verflüssigt, fließt durch eine isolierte Transferleitung in das in der Streukammer montierte Target, um über einen Wärmetauscher das  $^3\text{He}$ -Gas auf die Temperatur des flüssigen Wasserstoffs zu kühlen.

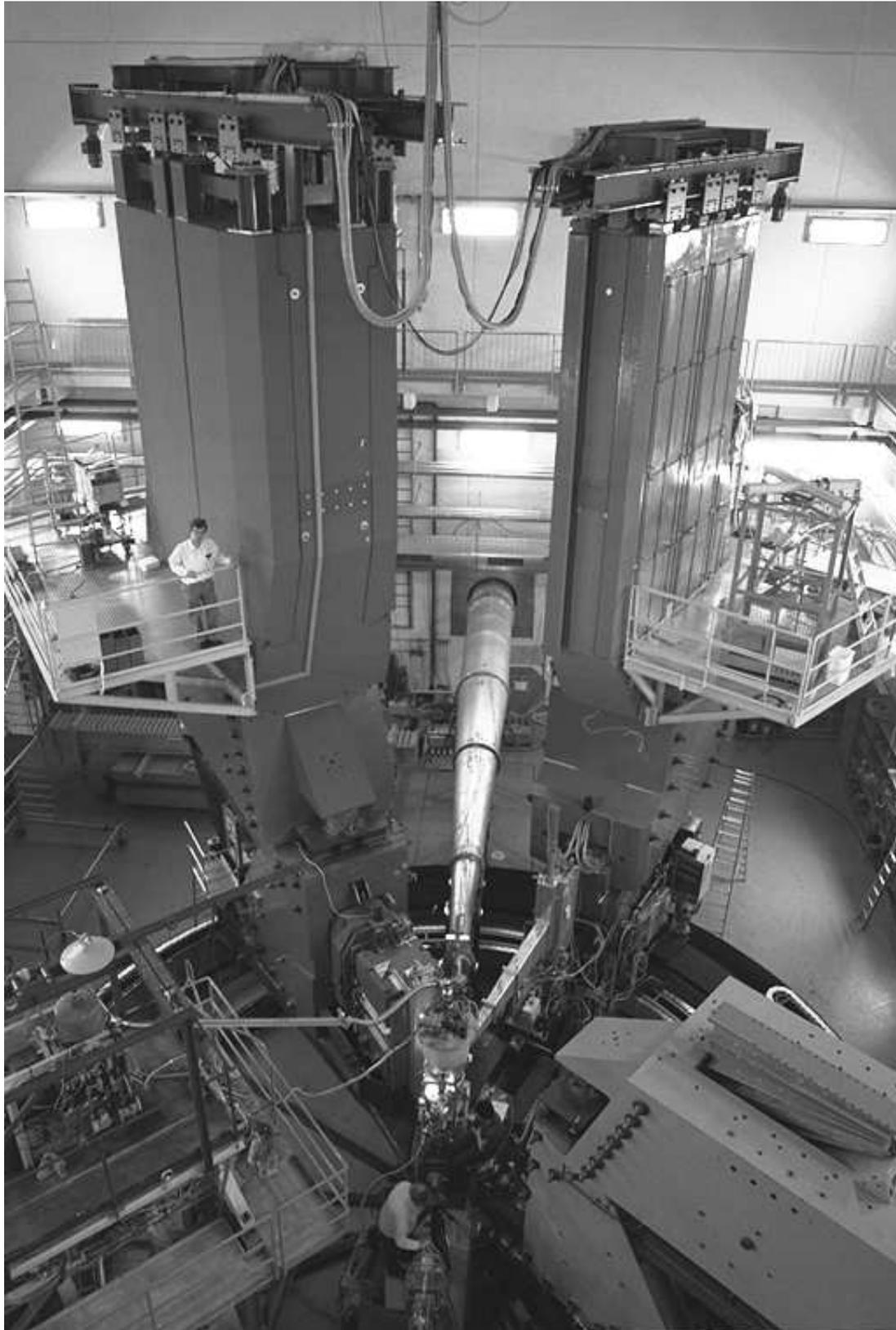


Abb. 3.1: Photographie der Drei-Spektrometer-Anlage der A1-Kollaboration.

### 3.1.1 $^3\text{He}$ -Gastarget

$^3\text{He}$ -Gas hat bei Normalbedingungen (Raumtemperatur und 1 bar Gasdruck) eine Dichte von  $0.13 \text{ mg/cm}^3$ . Selbst bei langen Targets (einige cm) sind damit nur maximale Massenbelegungen im Bereich von  $1 \text{ mg/cm}^2$  möglich. Daher werden Heliumtargets bei Raumtemperatur mit hohen Drücken (14 bar) betrieben [45]. Die damit erreichbare Massenbelegung ist jedoch nicht ausreichend zum Messen kleiner Koinzidenzwirkungsquerschnitte. Eine noch höhere Dichte läßt sich erzielen, wenn das Gas zusätzlich abgekühlt wird. Zwei Techniken stehen zur Auswahl:

- Flüssig-Helium-Target bei  $T < 4.2 \text{ K}$
- Tieftemperatur-Helium-Gastarget bei der Temperatur des flüssigen Wasserstoffs

Flüssiges  $^3\text{He}$  hat eine Dichte von  $70 \text{ mg/cm}^3$ , ein Gastarget bei 20 K und 15 bar erreicht lediglich  $13 \text{ mg/cm}^3$ . Die wichtigere Kenngröße für Experimente ist jedoch die erreichbare Luminosität, das Produkt aus Targetdichte und maximal möglichem Strahlstrom. Hier zeigt sich, das Flüssig-Helium-Targets auf höhere Ströme ( $> 1 \mu\text{A}$ ) sehr empfindlich reagieren. Der Energieverlust des Elektronenstrahls in der Flüssigkeit führt zu großer Wärmeentwicklung und damit zu Blasenbildung, die die effektive Targetdichte herabsetzt [46] und eine Kontrolle der Luminosität erschwert. Im Gegensatz dazu vertragen Gastargets Strahlströme bis zu  $30 \mu\text{A}$  [47], so daß die Entscheidung auf die Verwendung eines Kryo-Gastargetsystems fiel. Betrieben bei 15 bar und der Temperatur des flüssigen Wasserstoffs (21 K) wurde eine Gasdichte von  $20 \text{ mg/cm}^3$  erreicht.

Das Schemabild von Abb. 3.2 und die Zeichnung des Targets (Abb. 3.3) zeigen die Funktionsweise des Kryotargets. Um einen schnellen und leichten Auf- und Abbau des Targets zu gewährleisten, sind die Komponenten modular aufgebaut. Die Hauptkomponente integriert Kältemaschine,  $\text{H}_2$ -Reservoir, Wasserstoff- und Helium-Gasflaschen sowie zwei Elektronschränke, welche die Steuerung der Kältemaschine, zweier Pumpstände und der Targetkontrolleinrichtung beinhalten. Diese Einheit (Kryo-Einheit, ca.  $4.7 \text{ m} \times 2.3 \text{ m} \times 3.7 \text{ m}$ ) kann als Ganzes an einen Kran gehängt und somit schnell auf- und abgebaut werden. Die Verbin-

dung der Kältemaschine mit dem Target erfolgt durch einen vakuumisolierten, flexiblen Metallschlauch, in dem der verflüssigte Wasserstoff zum Target fließt und der verdampfte als Gas zurückströmt. Um die Wärmeverluste im Schlauch so gering wie möglich zu halten, ist ein Gefälle des Schlauchs  $>25^\circ$  notwendig. Daher wurde ein Gestell konstruiert, auf das die Kryo-Einheit im Betrieb gestellt wird.

Das  $^3\text{He}$ -Gas befindet sich in zwei Tanks, die ebenfalls zusammen mit einem Pumpstand und Steuerelektronik eine Einheit bilden. Diese befindet sich auf dem Boden der Spektrometerhalle und ist mit der Targeteinheit über eine  $^3\text{He}$ -Transferleitung verbunden.

Eine schematische Zeichnung des  $^3\text{He}$ -Target ist in Abb. 3.3 gezeigt. Die Targetzelle (rechts) besteht aus  $80\ \mu\text{m}$  dicker V2A-Folie und hat einen Durchmesser von 80 mm. Ein Ventilator (oben links) sorgt für einen kontinuierlichen Gasstrom, der ständig neues, kaltes Gas nachliefert. Das von der Targetzelle kommende, erwärmte Gas gibt seine Wärme an den flüssigen Wasserstoff ab, der sich

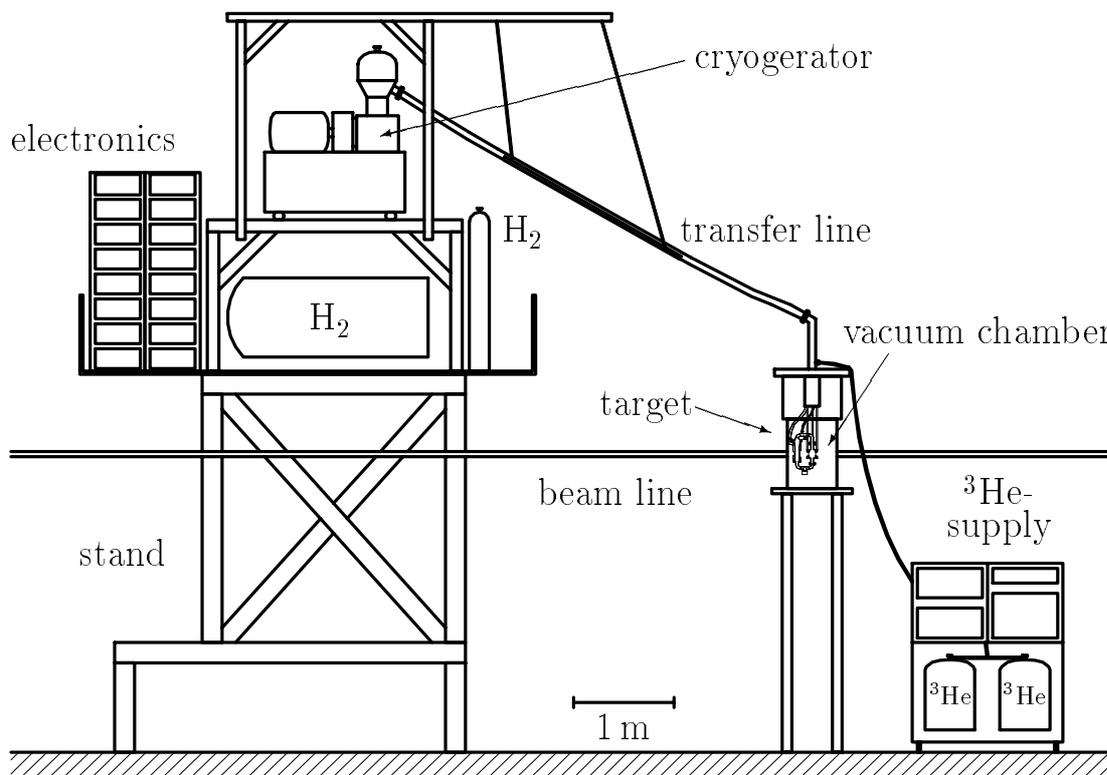


Abb. 3.2: Schematisches Bild des  $^3\text{He}$ -Targetkomplexes.

in einem Wärmetauscher (links) befindet. Der Wärmekontakt erfolgt über ca. 50 feine Drahtgitter aus Kupfer, die in das durch den Wärmetauscher führende Rohr gelötet sind. Die Temperatur des Gases in der Targetzelle wird durch zwei Kohlenstoff-Widerstandsthermometer gemessen, die sich jeweils 4 cm über und unter dem Elektronenstrahl befinden, die des Targets mit einem Silizium-

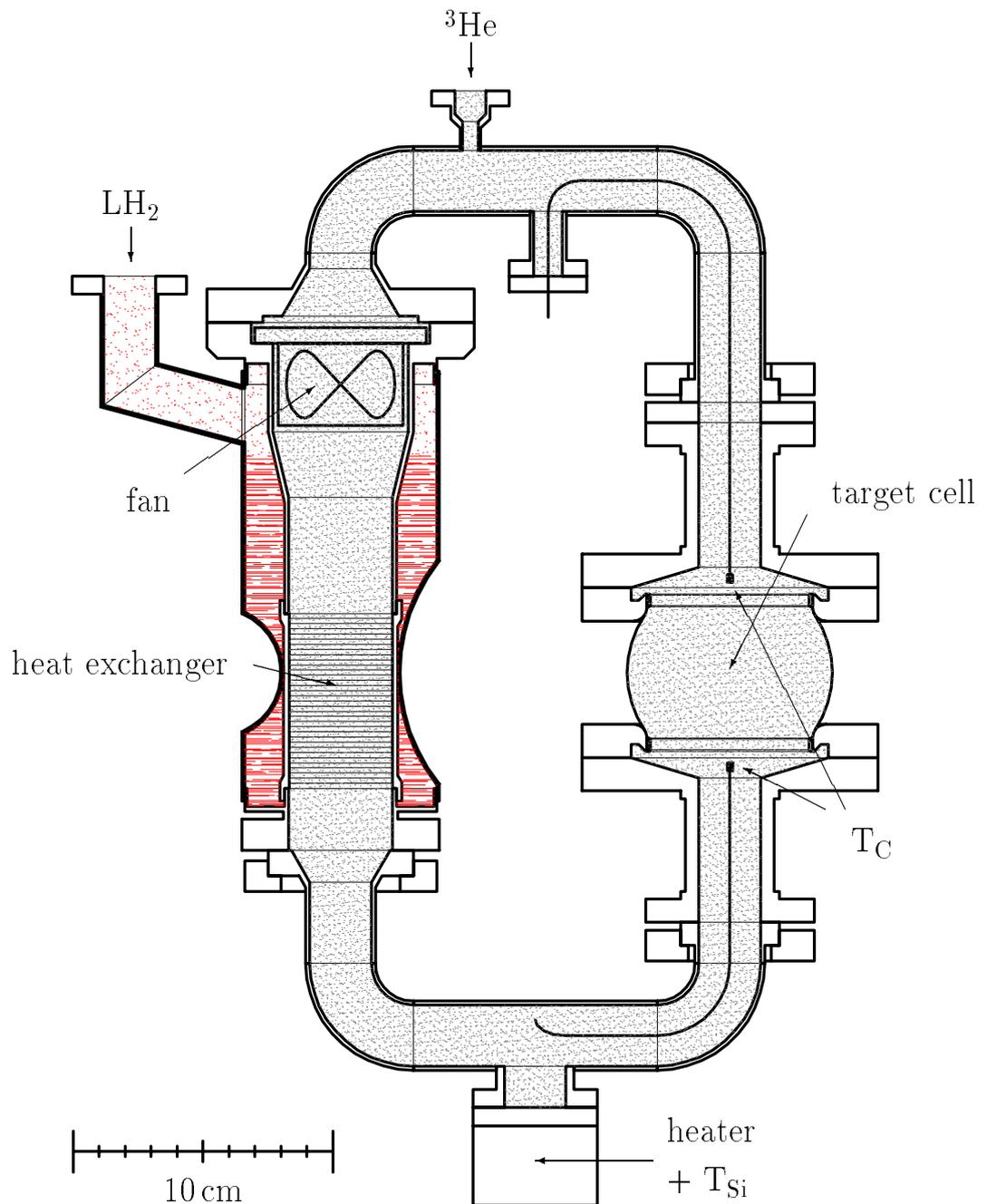


Abb. 3.3: Schematische Zeichnung des Helium Gastargets.

Widerstand, der die Temperatur eines Kupferblocks bestimmt. Dort befindet sich auch ein Heizelement, welches in der Regel beim Aufwärmen des Targets Verwendung findet.

Dieses beschriebene Target wurde bereits bei Elektronenstreuexperimenten in Saclay [16] benutzt. Um es zusammen mit der Mainzer Streukammer und der Targetleiter für Festkörpertargets verwenden zu können, mußte es modifiziert werden:

- Um die Möglichkeit zu haben, das Target unter Vakuum aus dem Strahl zu bewegen, wurde eine Fahreinrichtung mit einem Hub von 28 cm gebaut.
- An die kleinere Mainzer Streukammer stoßende Teile des Targets (Flanschanschlüsse, Elektronikdurchführungen) wurden geändert.
- Es wurde ein Adapter angefertigt, der den Streukammerdeckel aus Saclay an die Mainzer Streukammer anpaßt.

Auf der Targetleiter für die Festkörpertargets fanden Platz: eine mit der Targetzelle identische Leerzelle, ein BeO Schirm zur Strahleinstellung und -optimierung, ein spezielles Target zur Eichung des Strahlwedlers und ein  $^{12}\text{C}$  Target für Eich- und Kontrollmessungen.

Die Kälteleistung der Maschine bei 20 K wird von Phillips mit 75 W [44] angegeben. Wärmeverluste im Schlauch (Länge  $\approx 5$  m, Verlust ca. 4 W/m) und an Kontaktstellen (Flanschverbindungen) vermindern die effektive Kälteleistung am Target. Diese wurde daher vor dem Experiment getestet, indem mittels des Heizelements eine Wärmedeposition im Target simuliert wurde. Bis 30 W zeigte sich keinerlei Einbruch der Kälteleistung der Maschine, so daß die Annahme einer noch höheren Leistung plausibel ist. Da die benötigte Leistung während des Experiments 20 W nicht übersteigt, wurde der Test bei 30 W abgebrochen, um die empfindlichen Lötstellen in der Nähe der Heizelements nicht zu beschädigen. Die Kälteleistung der Maschine wird während des Experiments stabilisiert, indem der Gasdruck im Wasserstoffkreislauf über ein zuschaltbares Heizelement am Kühkopf der Maschine auf 1.2 bar geregelt wird.

### 3.1.2 Strahlwedler

Das Profil des Elektronenstrahls, der von MAMI geliefert wird, hat eine Halbwertsbreite von 0.2 mm. Die Energie des Strahls wird dabei nur in einem kleinen Volumen des Targets deponiert, das Gas erhitzt sich lokal und die effektive Targetdichte nimmt ab. Zum weiteren besteht die Gefahr, daß der Elektronenstrahl zu Materialverdampfung der Targetzellwand oder zumindest zu einer Struktur schwächung des Metalls führt. Es wurde daher in einer Diplomarbeit [48] ein Wedlersystem aus elektrischen Dipolmagneten aufgebaut. Mit diesem System sind Strahlablagen am Target von bis zu 5 mm sowohl in horizontaler als auch vertikaler Richtung mit Frequenzen zwischen 2 und 3 kHz möglich. Der zur Erregung des Magneten nötige Spulenstrom wird digitalisiert und in die Datenerfassung eingebunden, so daß für jedes Ereignis eine Rekonstruktion der Strahlposition möglich ist. Die Genauigkeit beträgt dabei ca. 0.2 mm.

### 3.1.3 Magnetspektrometer

Für hochauflösende Experimente mit Elektronenstrahlen werden wegen der typischen Probleme (hohe Untergründe) hauptsächlich abbildende magnetische Spektrometer verwendet. Zur optimalen Durchführung von Experimenten wurde in Mainz eine Anlage aus drei Magnetspektrometern mit großen Raumwinkeln, großer Impulsakzeptanz und hoher Impulsauflösung erstellt. Die wichtigsten Eigenschaften der drei Spektrometer sind in Tab. 3.1 aufgelistet. Da die Spektrometer unterschiedliche Aufgaben zu erfüllen haben, wurden sie verschieden konzipiert. Spektrometer B besteht lediglich aus einem „Clamshell-Dipol“ Magneten, dessen Polschuhe bezüglich der dispersiven Ebene unter einem Winkel von  $3.495^\circ$  geneigt sind. Durch seine schlanke Bauweise kann es Teilchen auch bei sehr kleinen Vorwärtswinkeln nachweisen. Zur Zeit ist ein minimaler Winkel von  $15^\circ$  möglich. Das maximale Feld von B erlaubt den Nachweis von Teilchenimpulsen bis zu 870 MeV/c. Die Punkt-zu-Punkt-Abbildung ermöglicht eine sehr gute Vertexpföfung von  $<1$  mm. Desweiteren besteht die Möglichkeit, Spektrometer B bis zu  $10^\circ$  aus der Ebene heraus zu kippen. Dies ist zum Messen des transversal-transversal Interferenzterms  $d\sigma_{TT}/d\Omega_\pi$  in  $(e, e'p)$  und  $(e, e'\pi)$  Experi-

Tab. 3.1: Design-Eigenschaften der drei Magnetspektrometer

Spektrometer		A	B	C
Typ		QSDD	Clamshell	QSDD
Maximales Feld	(T)	1.51	1.50	1.40
Maximaler Impuls	(MeV/c)	735	870	551
Impuls des Zentralstrahls	(MeV/c)	665	810	490
Impulsakzeptanz	(%)	20	15	25
Winkelakzeptanz:				
dispersive Ebene	(mrad)	$\pm 70$	$\pm 70$	$\pm 70$
nicht-dispersive Ebene	(mrad)	$\pm 100$	$\pm 20$	$\pm 100$
Raumwinkelakzeptanz	(msr)	28	5.6	28
Abbildung:				
dispersive Ebene		Pkt-zu-Pkt	Pkt-zu-Pkt	Pkt-zu-Pkt
nicht-dispersive Ebene		Str-zu-Pkt	Pkt-zu-Pkt	Str-zu-Pkt
„langes Target“-Akzeptanz	(mm)	50	50	50
Winkelbereich	(°)	18-160	7-62	18-160
Länge der Zentralbahn	(m)	10.75	12.03	8.53
Dispersion	(cm/%)	5.77	8.22	4.52
Vergrößerung		0.53	0.85	0.51
Dispersion/Vergrößerung	(cm/%)	10.83	9.64	8.81
Impulsauflösung		$\leq 10^{-4}$	$\leq 10^{-4}$	$\leq 10^{-4}$
Winkelauflösung	(mrad)	$\leq 3$	$\leq 3$	$\leq 3$
Verteilauflösung	(mm)	3-5	$\leq 1$	3-5

menten notwendig.

Im Gegensatz zu Spektrometer B haben A und C vom Typ QSDD (Quadrupol-Sextupol-Dipol-Dipol Anordnung) eine große Raumwinkelakzeptanz von 28 msr, so daß auch bei Rückwärtswinkeln, z.B. im Rahmen einer Rosenbluth-Separation, die Messung kleiner Wirkungsquerschnitte möglich ist. Beide Spektrometer bestehen aus zwei Dipolmagneten mit parallelen Polschuhen. Die Fokussierung in nicht-dispersiver Ebene durch einen Quadrupolmagneten sorgt für einen großen

Raumwinkel bei gleichzeitig nicht zu großem Polschuhabstand. Ein Sextupol zwischen dem Quadrupol und dem erstem Dipol korrigiert Abbildungsfehler 2. Ordnung (sphärische Abberationen). Durch die Strich-zu-Punkt-Abbildung ist jedoch die Vertexauflösung schlechter (3-5 mm) als bei Spektrometer B. Durch den vorgebauten Quadrupol kann Spektrometer A nicht so kleine Vorwärtswinkel erreichen wie B. Zum Zeitpunkt des Experiments war ein Winkel von  $22.35^\circ$  möglich, zu einem späteren Zeitpunkt werden — nach Installation einer neuen, schlankeren Strahlführung — Winkel  $< 19^\circ$  möglich sein. Da sich bei kleinen Winkeln das auslaufende Strahlrohr im Randfeld der Joche des Quadrupols befindet, ist eine Abschirmung gegen das Feld des Quadrupols notwendig. Dieser Effekt wurde in einer Diplomarbeit [49] untersucht und eine passive Abschirmung aus Stahl gebaut, die für kleine Felderregungen des Quadrupols ausreichend ist. Um die Verzerrung der Abbildungseigenschaften des Quadrupols durch diesen Störkörper zu bestimmen, wurde während der Strahlzeit die Abbildung des Spektrometers mittels einer Lochkollimatormessung kontrolliert.

Der Raumwinkel aller Spektrometer wird durch vorgebaute Kollimatoren definiert. Dazu befinden sich vor dem Quadrupol von A und C, bzw. dem Dipol von B, Kollimatorboxen, in denen Kollimatoren verschiedenen Typs installiert sind. Lochkollimatoren zur Bestimmung der Abbildungsmatrizen befinden sich in allen drei Spektrometern. Desweiteren steht für Spektrometer A ein 28 msr ( $\pm 100$  mrad horizontal,  $\pm 70$  mrad vertikal), ein 21 msr ( $\pm 75$  mrad  $\times$   $\pm 70$  mrad) und ein 15 msr ( $\pm 70$  mrad  $\times$   $\pm 75$  mrad) Kollimator zur Verfügung. Diese Kollimatoren bestehen zur Zeit aus Blei. Der Kollimator in Spektrometer B besteht aus vier beweglichen Backen. Damit ist eine beliebige Einstellung des Raumwinkels möglich. Die Kollimatoren in Spektrometer B sind bereits aus Schwermetall. Simulationen haben gezeigt, daß der volle Raumwinkel von 28 msr für A und 20 msr für B nur für punktförmige Targets erreichbar ist. Für lange Targets werden Teile der Akzeptanz im Spektrometer abgeschnitten, so daß der integrale Raumwinkel nicht genau definiert ist. Für Experimente mit dem langen Helium-Target wurde daher in Spektrometer A der 15 msr Kollimator verwendet, in Spektrometer B wurde der bewegliche Kollimator auf  $\pm 18$  mrad  $\times$   $\pm 70$  mrad eingestellt.

Für alle Spektrometer wurden durch präzise Eichmessungen unter Verwendung

der Lochkollimatoren Abbildungsmatrizen bestimmt, um aus dem Teilchenvektor in der Fokalebene den Teilchenvektor am Target zu erhalten.

### 3.1.4 Detektorsystem

Alle drei Spektrometer sind mit identischen Detektorsystemen ausgerüstet, in Abb. 3.4 ist das von A gezeigt. Jedes besteht aus je vier vertikalen Driftkammern

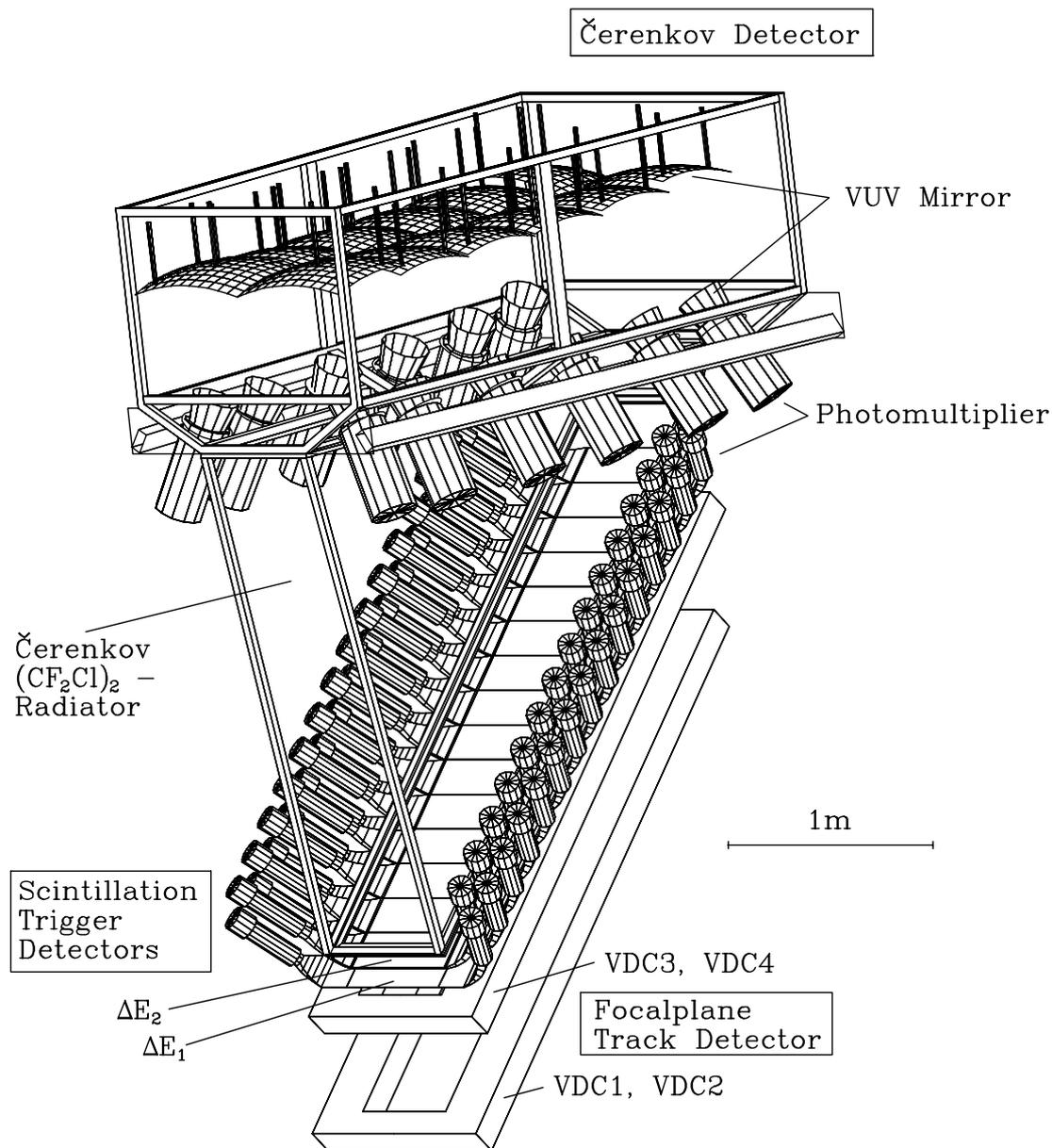


Abb. 3.4: Das Detektorsystem, am Beispiel von Spektrometer A dargestellt. Die Zeichnung wurde von A. Liesenfeld zur Verfügung gestellt [42].

(VDC1-4), zwei Ebenen von segmentierten Szintillationsdetektoren sowie einem Gas-Čerenkov-Detektor. Ein Signal in den Szintillatoren (üblicherweise eine Koinzidenz zwischen beiden Ebenen) löst die Auswertung des Ereignisses („Trigger“) aus. Sie liefern die Zeitinformation und trennen Protonen und minimalionisierende Teilchen. Der Čerenkov-Schwellendetektor diskriminiert Pionen und Elektronen/Positronen. Die VDC's dienen zur Bestimmung des Spur des nachgewiesenen Teilchens in der Fokalebene.

### 3.1.4.1 Vertikale Driftkammern

Aus den in Tab. 3.1 gelisteten, geforderten Impuls- und Winkelauflösungen am Target leiten sich Anforderungen an die Auflösung der Spurdetektoren in der Fokalebene ab. Untersuchungen [35] ergaben, daß die notwendigen Ortsauflösungen von ca.  $100\ \mu\text{m}$  und Winkelauflösungen von ca.  $0.5\ \text{mrad}$ , bei gleichzeitig hoher Zählratenbelastbarkeit, am besten von vertikalen Driftkammern erfüllt werden.

Beim Durchgang durch das mit einem Zählgas gefüllten Driftkammervolumen wird das Gas ionisiert. Die erzeugten Ladungsträger werden über ein an Kathodenfolien angelegtes elektrische Feld ( $\approx 6500\ \text{V}$ ) nach Ladung getrennt. Die freien Elektronen diffundieren zur auf Masse liegenden Anode, die aus einer Reihe von parallel gespannten dünnen Drähten (Dicke  $15\ \mu\text{m}$ ), Abstand  $5\ \text{mm}$ ) besteht. Im in der Nähe dieser Zähldrähte stark anwachsenden Feld werden die Elektronen beschleunigt und gewinnen so viel Energie, daß sie ihrerseits Atome ionisieren, wobei Verstärkungen der ursprünglichen Primäriionisation (ca. 30 Elektronen) bis zu einem Faktor  $10^7$  erreicht werden können.

Zwischen diesen Drähten (Zähldrähte) befindet sich jeweils ein dickerer Draht ( $50\ \mu\text{m}$ ), Potentialdraht genannt. Sie verhindern ein Übersprechen und homogenisieren das Feld. Die Zeit, die die Elektronen benötigen, um zu den Drähten zu driften, ist annähernd proportional zum Abstand der Primäriionisation vom Draht. Daher kann die Driftzeitinformation zur Rekonstruktion der Teilchenbahn benutzt werden.

Um den Durchstoßpunkt durch die Fokalebene zu bestimmen, werden zwei VDC's zu einem Paar mit gemeinsamer mittlerer Hochspannungsfolie kombiniert und in

dieser angeordnet. Die Drähte der x-Ebene stehen senkrecht zur Symmetrieebene des Spektrometers, die Drähte der s-Ebene („slanted“) sind um einen Winkel von  $40^\circ$  dazu geneigt. Die x-Ebene liefert den Ort entlang der Fokalebene ( $x$ ) und den Winkel in der dispersiven Ebene ( $\theta$ ), die s-Ebene den Ort senkrecht zur Symmetrieebene des Spektrometers und den Winkel relativ zu dieser ( $\phi$ ). Um nicht nur den Ort, sondern auch die Winkel präzise zu bestimmen, wird ein komplettes Driftkammersystem aus zwei Driftkammerpaketen aufgebaut, mit einem Abstand von 160 mm (Spektrometer A). Damit werden die geforderten Orts- und Winkelauflösungen von  $100\ \mu\text{m}$  bzw.  $0.5\ \text{mrad}$  erreicht. Die Anpassung einer Geraden erfolgt über jeweils beide x-Ebenen und beide s-Ebenen gemeinsam. Da die Teilchen die Kammern im Mittel unter Winkeln von  $45^\circ$  zur Drahtebene durchqueren, können typischerweise 10 Drähte der x- und 8 der s-Ebenen ansprechen. Eine Bahnrekonstruktion ist jedoch bereits mit je drei Drähten möglich, verbunden mit einem nur geringen Verlust an Auflösung. Daher war es beim Nachweis der  $\pi^+$  möglich, die VDC's mit bis zu 200 V kleineren Spannungen zu fahren, um eine hohe Strombelastung durch die große Einzelzählrate der Protonen und deren höheren Energieverlust zu vermeiden. Obwohl die Einzeldrahtwahrscheinlichkeit bis auf 50% reduziert wurde, konnte eine Ereigniseffizienz von  $>80\%$  erreicht werden. Diese muß jedoch bei der Analyse berücksichtigt werden und wird in Kap. 5.3.3 besprochen.

### 3.1.4.2 Szintillationsdetektoren

Aufgaben der Szintillationsdetektoren und des in Kap. 3.1.4.3 beschriebenen Čerenkov-Detektors sind zum einen die Erzeugung des Signals zur Datenauslese (Trigger), zum anderen die Diskrimination von verschiedenen Teilchensorten. Die Szintillatoren bestehen aus zwei Ebenen von Plastikdetektoren. Die untere Ebene (siehe Abb. 3.4), dE-Ebene genannt, hat eine Dicke von 0.3 mm, die obere (ToF-Ebene) eine Dicke von 1 cm. Um eine höhere Zählratenbelastbarkeit zu erreichen, sind alle Ebenen segmentiert, in B in 14, in A und C in 15 Segmente. Die Signale aller Segmente werden, bis auf die der dE-Ebene in Spektrometer B, beidseitig ausgelesen.

Abbildung 3.5 zeigt ein für dieses Experiment typisches ADC Spektrum eines

Szintillators (rechte Auslese des 11. Segments der ToF-Ebene in Spektrometer A). Da in diesem Fall Spektrometer A positiv gepolt war, sieht man im ADC-Spektrum zwei Peaks (durchgezogene Linie), einen von Pionen stammenden bei niedrigen ADC-Werten (niedriger Energieverlust) und einen von Protonen bei hohen. Die freie Zählrate der Protonen übersteigt die der Pionen typischerweise um eine Größenordnung. Daher mußten die Protonen durch eine schnelle Hardware-Antikoinzidenz (Veto) unterdrückt werden. Das Resultat des Vetos zeigt die gestrichelte Linie. Die Zählrate über der ca. bei Kanal 1900 liegenden Schwelle fällt nicht auf null ab, da für Eich- und Kontrollzwecke ein Bruchteil der Protonen trotz Vetos aufgenommen wurde. Die Logik der Szintillatorauslese wurde für dieses Experiment modifiziert und wird in einem gesonderten Kapitel (3.1.5.1) beschrieben.

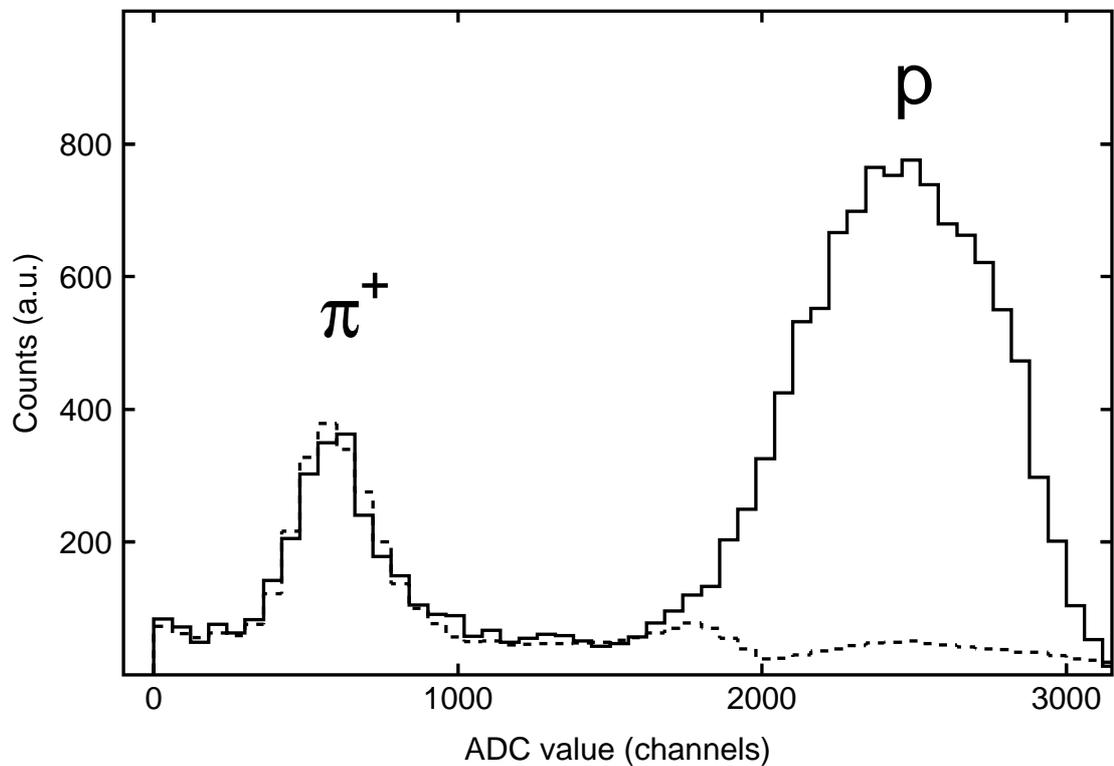


Abb. 3.5: Typisches ADC Spektrum eines Szintillators bei positiv gepoltem Spektrometer. Die durchgezogene Linie wurde ohne, die gestrichelte mit Protonenveto aufgenommen.

### 3.1.4.3 Čerenkov-Detektor

Bei der Detektion von  $\pi^-$  ergibt sich das Problem der hohen Einzelzählrate von inelastisch gestreuten Elektronen. Es ist eminent wichtig, den über eine Größenordnung höheren Untergrund durch eine schnelle Antikoinzidenz zu reduzieren. Hierzu steht in jedem Spektrometer ein Gas-Čerenkov-Schwellendetektor mit einem Volumen von ca.  $4\text{ m}^3$  zur Verfügung. Diese Größe ist notwendig, um eine Ansprechwahrscheinlichkeit von annähernd 100% zu gewährleisten. Als Radiatorgas wird FREON 114 verwendet. Der Brechungsindex von  $n = 1.0011$  ergibt eine Schwellenenergie von 3 GeV für Pionen, 2.3 GeV für aus dem Zerfall der Pionen stammende Myonen und 11 MeV für Elektronen bzw. Positronen. Elektronen und Positronen erzeugen daher Čerenkov-Licht, im Gegensatz zu Myonen und Pionen. Die unter dem charakteristischen Winkel  $\alpha = \arcsin(1/n\beta) \approx 44^\circ$  emittierten Photonen fallen auf eine Matrix aus quadratischen Parabolspiegeln, von denen das Licht zur Detektion auf Eintrittsfenster von Photomultipliern reflektiert wird. Die Matrix besteht in Spektrometer A aus zwei Reihen mit sechs Spiegeln, in B aus einer Reihe mit fünf und in C zwei Reihen mit fünf Spiegeln. Abbildung 3.6 zeigt typische ADC-Spektren eines Čerenkov-Detektors anhand von Spektrometer A. Die gestrichelte Linie ist das Spektrum eines einzelnen Multipliers. Aufgrund des Öffnungswinkels des Kegels des Čerenkov-Lichts werden bei einem einzelnen Ereignis bis zu 4 Spiegel getroffen. Die breite Struktur rechts stammt von Ereignissen, bei denen ein Spiegel einen großen Teil des Lichts auf sich vereinigen konnte. Bei den Ereignissen links wurde der Spiegel nur teilweise getroffen. Die durchgezogene Linie ist ein Summenspektrum aller Spiegel. Man erkennt, daß der größte Teil der Elektronen durch ihr Signal im Čerenkov-Detektor identifiziert und abgetrennt werden kann.

### 3.1.5 Koinzidenzelektronik und Datenerfassung

Koinzidenzelektronik und Datenerfassung beruhen auf dem Konzept eines unabhängigen Betriebs der Spektrometer. Ereignisse auf den einzelnen Spektrometern werden getrennt bewertet. Als gültig erkannte Ereignisse werden einer zentralen Koinzidenzlogik zugeführt, die sich auf Spektrometer A befindet. Trifft

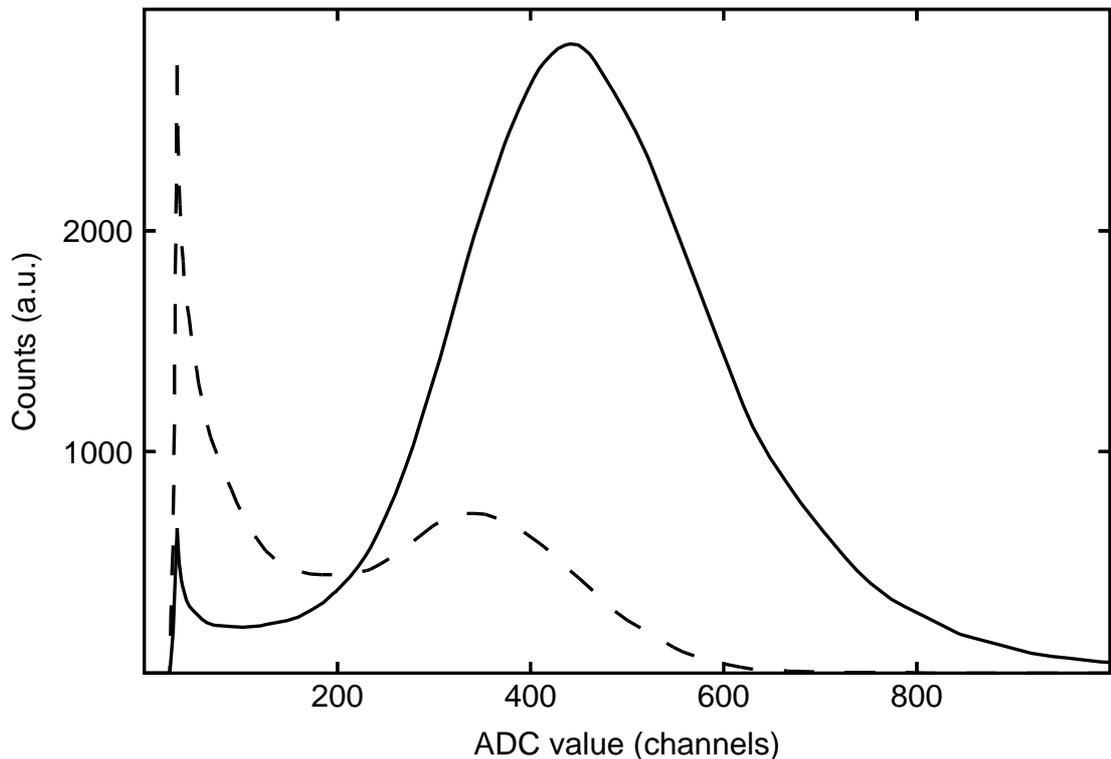


Abb. 3.6: ADC-Spektren des Čerenkov-Detektors. Gestrichelt dargestellt ist das Spektrum eines einzelnen, durchgezogen die Summe der ADC-Werte aller Photomultiplier.

diese die Entscheidung, daß ein gültiges Ereignis vorliegt (z.B. eine Koinzidenz zwischen zwei Spektrometern), wird die Datenauslese auf den beteiligten Spektrometern gestartet. Die Daten werden an einen Host-Rechner gesendet, der für Kontrolle der Datenerfassung und die Archivierung der Meßdaten zuständig ist.

### 3.1.5.1 Trigger- und Koinzidenzelektronik

Abbildung 3.7 zeigt die Funktionsweise der Triggerelektronik. Die analogen Signale aller Photomultiplier werden auf Leading-Edge-Diskriminatoren gegeben, und nur Signale über einer vorgegebenen Schwelle werden weiterverarbeitet. Die Signale der linken und rechten Auslese jedes Segments der dE-Ebene werden durch ein UND verknüpft, wodurch das Detektorrauschen verringert wird. Diese wiederum werden durch ein Fan-In, das als ODER wirkt, verknüpft und auf einen Eingang einer programmierbaren Logikeinheit („programmable logic unit“ PLU) gegeben. Die Verarbeitung der Signale der ToF-Ebene erfolgt normalerweise auf

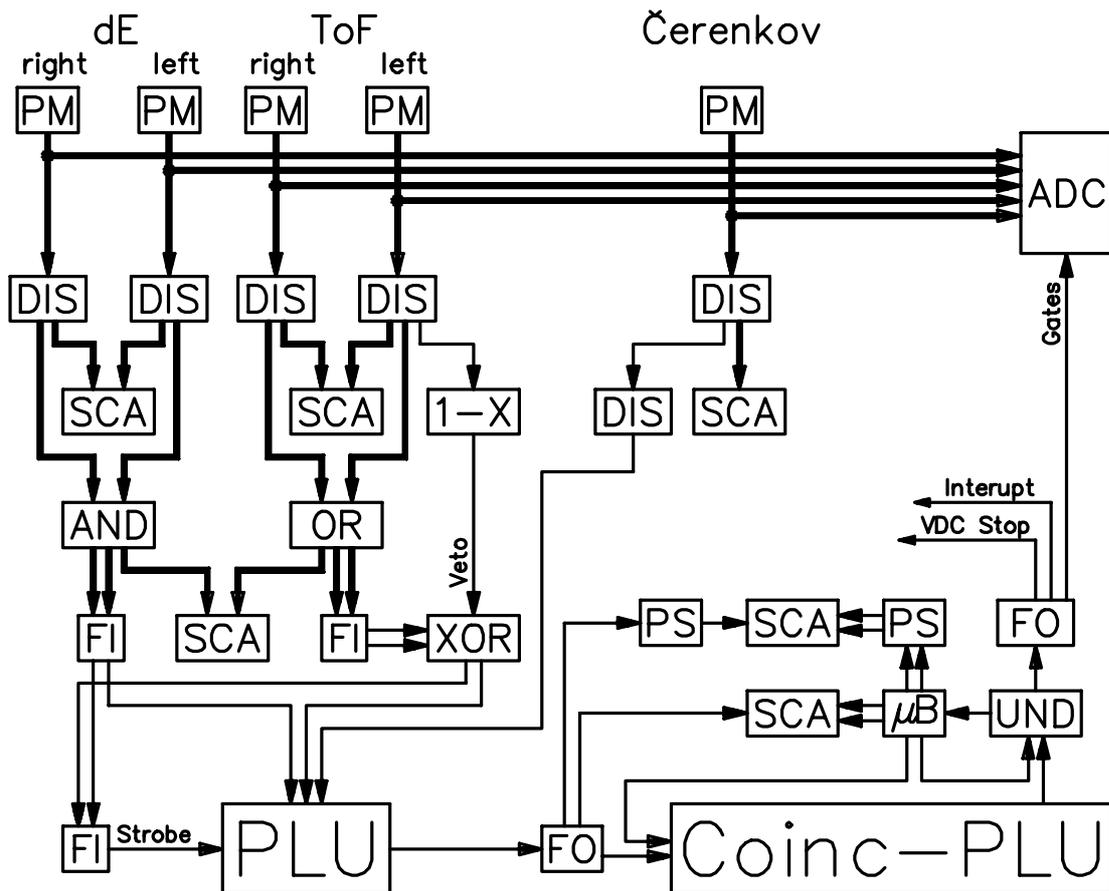


Abb. 3.7: Triggerelektronik am Beispiel von Spektrometer A. Die Triggerelektronik von B und C ist ähnlich aufgebaut. Legende: PM: Photomultiplier, ADC: Analog-Digital-Converter, DIS: Diskriminator, SCA: Zähler (Scaler), PS: Untersetzer (Prescaler), PLU: „programable logic unit“, FI: Fan-In, FO: Fan-Out,  $\mu$ B: Verriegelungsmodul, 1-X: Untersetzer des Vetos. Dünne Linien stehen für einzelne Signale, dicke Linien bündeln die Signale aller 15 Szintillatorsegmente bzw. aller 10 Čerenkov-Photomultiplier.

die gleiche Weise. Für dieses Experiment wurde jedoch die Triggerelektronik auf eine sehr einfache und effiziente Weise modifiziert, um den hohen Untergrund der Protonen zu unterdrücken. Hierzu wurde für die Signale der linken Auslese der ToF-Segmente eine hohe Diskriminatorschwelle gewählt, so daß Pionen kein Signal mehr auslösten (Abb. 3.5 auf S. 29 zeigt ein typisches ADC Spektrum). Die Verknüpfung von linker und rechter Auslese erfolgte durch ein ODER. Daher war dieses Signal gültig, wenn nur der rechte Arm (Pion) oder beide (Proton)

angesprochen hatten, diskriminierte also noch nicht Pionen und Protonen. Die wiederum in einem Fan-In verknüpften Signale wurden nun nicht direkt auf die PLU gegeben, sondern auf den Eingang einer Schaltung, die einem XOR entsprach. Ein an einem zweiten Eingang angelegtes Signal, das von einem Summenausgang der linken Auslese der ToF-Ebene stammte, generierte ein Veto, so daß Signale, die über der hohen Diskriminatorschwelle lagen, nicht an die PLU weitergereicht wurden. Eine Steuerung dieses Vetos wurde durch eine zusätzliche Schaltung, mit 1-X angedeutet, ermöglicht. Durch einen Untersetzer konnte die Effizienz des Vetos beeinflußt werden, indem ein Signal nicht zum XOR durchgelassen wurde. Somit war es möglich, einen kleinen Bruchteil der über der Diskriminatorschwelle liegenden Signale (Protonen), zu Kontrollzwecken, aufzunehmen. Durch diese Schaltung konnte im Nanosekundenbereich eine wesentliche Reduktion des Untergrundes erreicht werden, so daß die Limitierung der Protonenrate nur noch von der Strombelastung der Drahtkammern abhing (siehe Kap. 3.1.4.1). Es zeigte sich jedoch, daß die Segmentierung der Szintillatoren eine vollständige Reduktion verhinderte, die dann in der Analyse vorgenommen (Kap. 5.1.1.3) wurde. Zur Messung der  $\pi^-$  mußte die Schaltung nicht geändert werden. Stattdessen wurde das Veto durch ein Untersetzungsverhältnis von 1:1 deaktiviert und die Diskriminatorschwelle wieder auf ihren normalen Wert gesetzt. Ein höheres Detektorrauschen durch diese Schaltung wurde nicht beobachtet, da immer noch eine Koinzidenz zwischen drei Signalen (zwei dE- und ein ToF-Signal) zur Auslese notwendig ist.

Die Signale der ToF- und der dE-Ebene und des Čerenkov-Detektors werden auf die Eingänge einer programmierbaren Logikeinheit („programmable logic unit“ PLU) gegeben. Diese entscheidet, ob eine Meldung an die Koinzidenz-PLU erfolgt. Die Bewertung wird durch ein externes Signal („Strobe“-Signal), das zeitbestimmend ist und (generell) von der ToF-Ebene stammt, ausgelöst. Die PLU wurde so programmiert, daß sie für ein gültiges Ereignis beim Nachweis von  $\pi^+$  eine Koinzidenz zwischen dE- und ToF-Ebene, bei  $\pi^-$  darüberhinaus eine Antikoinzidenz mit dem Čerenkov-Detektor forderte.

Die von den einzelnen Spektrometern gesendeten Signale werden von der zentralen Koinzidenz-PLU ausgewertet. Bei einer Koinzidenz zwischen Spektrometer

A und B wurde auf beiden die Datenerfassung ausgelöst. Da diese auf beiden Spektrometern unabhängig voneinander erfolgt und die Datenströme erst auf dem Host-Rechner zusammengeführt werden, werden die Ereignisse von einem der Koinzidenz-PLU nachgeschaltetem Modul (Eventbuilder) fortlaufend nummeriert. Diese Kennung, in den Datenstrom beider Spektrometer eingebunden, ermöglicht eine spätere Zuordnung. Zusätzlich besteht die Möglichkeit, Einzelereignisse aufzunehmen, indem die von den Spektrometern kommenden Signale nicht nur direkt, sondern auch untersetzt auf weitere Eingänge der PLU gegeben werden. Liegt an einem solchen Eingang ein Signal an, wird die Auslese ebenfalls gestartet, auch wenn keine Koinzidenz vorliegt.

Während der Datenerfassung wird die PLU durch von den einzelnen Spektrometern erzeugte Signale verriegelt, so daß eine Bewertung weiterer Ereignisse nicht möglich ist. Die Verriegelung wird, nach Beendigung der Datenerfassung, wiederum separat, aufgehoben. Daher ist es möglich, daß z.B. Spektrometer B bereits wieder ein Einzelereignis ausliest, während A noch mit einem vorhergehenden Ereignis beschäftigt ist. Die Bestimmung der Totzeit für einen bestimmten Ereignistyp (Einzelereignisse von A und B und Koinzidenzen) kann daher kompliziert werden. Deshalb wird diese, abhängig vom Status der Verriegelung, ebenfalls vom Eventbuilder bestimmt, indem in Zählern die Takte eines stabilen Oszillators inkrementiert werden. Hierbei steht für jeden Ereignistyp ein eigener Zähler zur Verfügung. Ist z.B. nur Spektrometer B verriegelt, können keine Koinzidenzen und keine Einzelereignisse auf B ausgelesen werden. Daher wird in diesem Fall der Zähler für die Totzeit von B und von AB, jedoch nicht von A, aktiviert.

Die Messung der Koinzidenzzeit wird ebenfalls durch die Koinzidenz-PLU ausgelöst. Die Signallaufzeiten führen dazu, daß der Koinzidenzzeit-TDC von Spektrometer A gestartet und von B gestoppt wird. Bei der ersten gemessenen Strahlenergie  $E_0 = 855 \text{ MeV}$  wurde ein 100 ns langes Zeitfenster verwendet, das für die drei weiteren Energien auf 50 ns verkleinert wurde, da die Flugzeiten der Pionen nur um ca. 8 ns differierten und die Koinzidenzlinie im Zeitfenster gut definiert war.

### 3.1.5.2 Datenerfassung

Die Datenerfassung erfolgt, wie bereits erwähnt, auf den einzelnen Spektrometern separat. Auf jedem Spektrometer befindet sich ein VMEbus-System, bestehend aus je zwei Rechnersteckkarten sowie mehreren CAMAC-, Fastbus- und Eingabe/Ausgabe-Interfacekarten. Einer der Rechner, „Master“ genannt und mit Eltec E6-CPU ausgerüstet, läuft unter dem Betriebssystem BSD 4.3, einem UNIX-Derivat. Er ist für die Experimentsteuerung, Datenarchivierung und -reduktion verantwortlich. Der zweite Rechner („Slave“), eine E5-CPU, ist ohne Betriebssystem ausgerüstet und kann daher Aktionen nahezu auf Echtzeitbasis ausführen. Erhält er den Befehl zur Datenauslese, startet er die für die jeweiligen Geräte vorgesehenen Routinen, formatiert die Daten und schickt sie an den „Master“. Dieser wiederum sendet sie über Ethernet zum unter ULTRIX laufenden Host-Rechner, der die von den einzelnen Spektrometern kommenden Datenströme anhand der Kennung zu Ereignissen zusammenfaßt und sie auf Festplatte und Bandlaufwerke (seit März 96 auch auf CD-ROM) archiviert. Die Programme und Gerätetreiber sind Teil des neu entwickelten Programmpakets MECDAS (Mainz Experiment Control and Data Acquisition System). Eine ausführliche Beschreibung findet sich in Ref. [50].



## 4 Auswahl der Kinematik

Energetisch unterscheiden sich Reaktionen, bei denen präformierte  $\Delta$ 's aus dem Kern ausgestoßen werden, nicht von Anregungen eines Nukleons zu einem  $\Delta$ . In beiden Fällen muß der Energieübertrag auf den Kern ausreichen, um sowohl das  $\Delta$  als auch den entstehenden Restkern auf die Energieschale anzuheben. Experimente zum  $\Delta$  „knock-out“ müssen daher im Anregungsenergiebereich der  $\Delta$ -Resonanz (250-350 MeV) durchgeführt werden.

Im Quarkbild wird die Anregung der Resonanz als Spin-Flip eines Quarks beschrieben, also als einen transversalen M1-Übergang. Quadrupolanteile, resultierend aus der Deformation des  $\Delta$ 's, tragen mit weniger als 1% bei. Der transversale  $E_{1+}$  variiert zwischen 0% und 1% [51, 52], der Anteil des longitudinalen  $S_{1+}$  wird zu 0.2% [25] erwartet. Der zu untersuchende  $\Delta$ -„knock-out“-Prozeß wird dagegen als Induktionsstoß beschrieben und hat demzufolge auch wesentliche longitudinale Anteile. Demnach wird der transversale Wirkungsquerschnitt von der Anregung eines  $\Delta$ 's dominiert, während im longitudinalen Kanal der Anteil des  $\Delta$  „knock-out“-s durchaus meßbar sein könnte. Daher wurde beschlossen, in einer Rosenbluth-Separation die transversalen und longitudinalen Anteile des Wirkungsquerschnitts getrennt zu bestimmen. Die Gesichtspunkte, die bei der Auswahl der Kinematik betrachtet wurden, werden im folgenden erläutert.

Abbildung 4.1 zeigt die transversalen und longitudinalen Anteile des Wirkungsquerschnitts der elementaren Reaktion  $p(e, e'\pi^+)n$  als Funktion des Viererimpulsübertrags. Da bislang bei einer invarianten Masse des  $\pi N$  Systems im Bereich der  $\Delta$ -Resonanz keine  $(e, e'\pi)$  Experimente durchgeführt wurden, werden hier Daten aus Saclay [53] und Bonn [54] für eine invariante Masse von  $1175 \text{ MeV}/c^2$  gezeigt. Bei kleinen Viererimpulsüberträgen dominiert der transversale Wirkungsquerschnitt. Es ist daher zu erwarten, daß in einer Rosenbluth-Separation der longitudinale Anteil nur ungenau extrahiert werden kann. Mit größeren Viererimpulsüberträgen wächst der longitudinale Wirkungsquerschnitt an und erreicht ein Maximum bei ca.  $0.1 (\text{GeV}/c)^2$ , während der transversale leicht fällt. Eine genauere Untersuchung zeigt jedoch, daß eine Rosenbluth-Separation bei  $\approx 0.1 (\text{GeV}/c)^2$  schwieriger durchzuführen ist als bei einem etwas kleineren Viererimpulsüber-

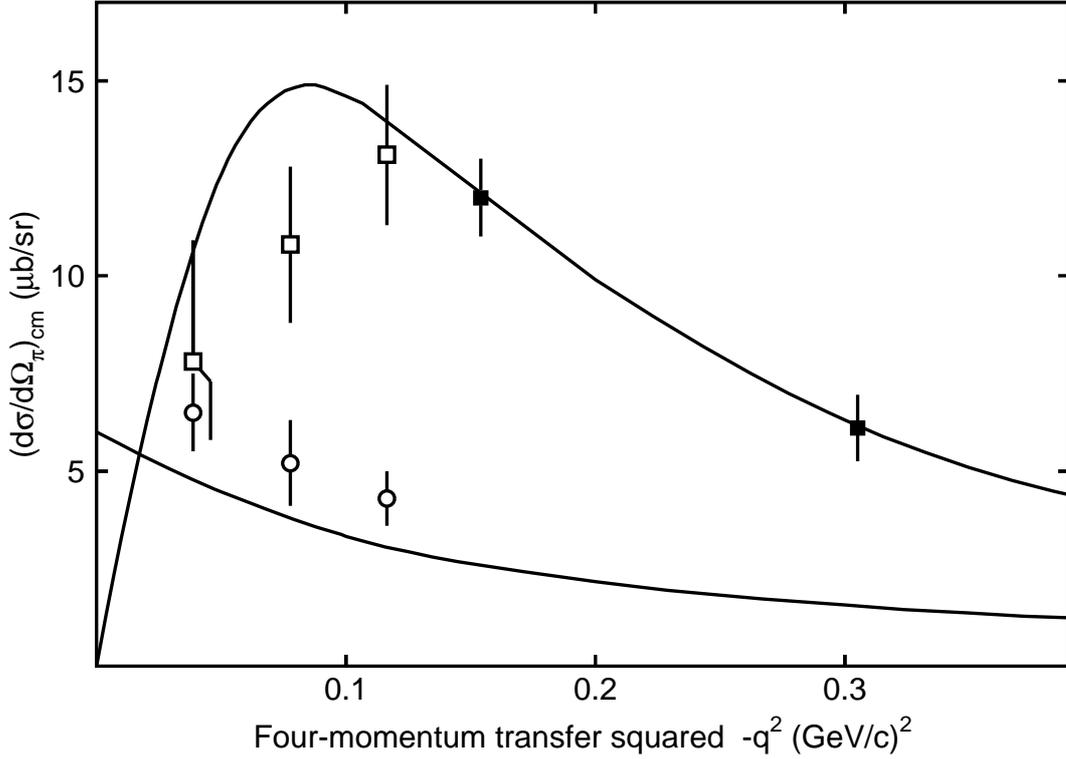


Abb. 4.1: Transversaler (Kreise) und longitudinaler (Quadrate) differentieller Wirkungsquerschnitt in der Reaktion  $p(e, e'\pi^+)n$  in paralleler Kinematik als Funktion des Viererimpulsübertrags. Die invariante Masse des  $\pi^+p$  Paares betrug  $1175 \text{ MeV}/c^2$ . Die offenen Kreise und Quadrate sind Ref. [53], die gefüllten Kreise Ref. [54] entnommen. Die Linien sind Rechnungen des Vielfachstreumodells und stammen aus Ref. [18].

trag. Tabelle 4.1 listet die im Experiment untersuchten Kinematiken, bei denen ein mittlerer Viererimpulsübertrag von  $0.045 (\text{GeV}/c)^2$  gewählt wurde. Um bei einem größeren Viererimpulsübertrag, jedoch der gleichen invarianten Masse von  $1260 \text{ MeV}/c^2$ , eine Rosenbluth-Separation durchzuführen, müßte bei größeren Streuwinkeln des Elektrons gemessen werden. Durch den kleineren Wirkungsquerschnitt wäre bei einem Viererimpulsübertrag von  $0.1 (\text{GeV}/c)^2$  eine um einen Faktor 2.5 mal längere Meßzeit notwendig, um mit der gleichen Genauigkeit zu messen.

Abbildung 4.2 zeigt den mit dem Vielfachstreumodell berechneten differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion  ${}^3\text{He}(e, e'\pi^+)nd, nnp$  für die Aufbruchkanäle als Funktion des Energieübertrags  $\omega$ , bei einem Viererimpulsübertrag von

Tab. 4.1: Ausgewählte Kinematiken. Die invariante Masse des  $\pi N$  Systems betrug  $1260 \text{ MeV}/c^2$ , der Viererimpulsübertrag  $0.045 (\text{GeV}/c)^2$ . Das Pion wurde entlang des Impulsübertrags nachgewiesen ( $\theta_{\gamma\pi} \approx 0^\circ$ ). Die Notation:  $E_0$ : Strahlenergie,  $\omega$ : Energieübertrag,  $\theta_e$ : Streuwinkel,  $\theta_\pi$ : Winkel des Impulsübertrags,  $\epsilon$ : transversale Polarisation des virtuellen Photons,  $\Gamma_\nu$ : Fluß der virtuellen Photonen.

$E_0$ (MeV)	$\omega$ (MeV)	$\theta_e$	$\theta_\pi$	$\epsilon$	$\Gamma_\nu$ ( $10^{-6} \text{ MeV}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ )
855	368 - 430	$19.5^\circ$	$19.6^\circ$	0.79	9.4
675	368 - 425	$28.4^\circ$	$16.8^\circ$	0.63	4.1
600	395 - 432	$36.4^\circ$	$13.8^\circ$	0.48	2.4
555	363 - 398	$40.8^\circ$	$14.8^\circ$	0.47	2.0

$0.045 (\text{GeV}/c)^2$ . Der zweifach-differentielle Wirkungsquerschnitt wurde hierzu über einen Bereich der „missing mass“ von  $3\text{-}100 \text{ MeV}/c^2$  integriert. Die durchgezogene Linie stellt den longitudinalen, die gestrichelte den transversalen Anteil des Wirkungsquerschnitts dar. Der schraffierte Bereich demonstriert den Einfluß präformierter  $\Delta$ 's auf die Rechnungen. Man erkennt deutlich, daß dieser Anteil im longitudinalen Wirkungsquerschnitt relativ größer ist als im transversalen, und daß die Sensitivität bei ca.  $370 \text{ MeV}$  (entspricht einer invarianten Masse von  $1236 \text{ MeV}/c^2$ ) maximal wird. Von der Absicht des ersten Experimentvorschlags, den gesamten Bereich von  $250\text{-}500 \text{ MeV}$  zu untersuchen, mußte abgewichen werden, da nicht ausreichend Strahlzeit zur Verfügung stand. In einem ersten Experiment, das belegen sollte, daß mit der Drei-Spektrometer-Anlage der A1-Kollaboration Experimente zur Elektroproduktion von Pionen durchgeführt werden können, wurde nur ein kleiner Energieübertragungsbereich ausgemessen. Die Wahl fiel auf den Bereich von  $370\text{-}430 \text{ MeV}$ , der mit einer einzigen Impulseinstellung der Magnetspektrometer überdeckt werden konnte.

Die untere Grenze von  $370 \text{ MeV}$  für den Energieübertrag wurde auf der Basis folgender Überlegung gewählt. Der zweifach-differentielle Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\Omega_\pi dM$ , aus dem in einer Integration über die „missing mass“  $M$  der differentielle  $d\sigma/d\Omega_\pi$  ermittelt wird, soll bei allen Energieüberträgen bis zu einer

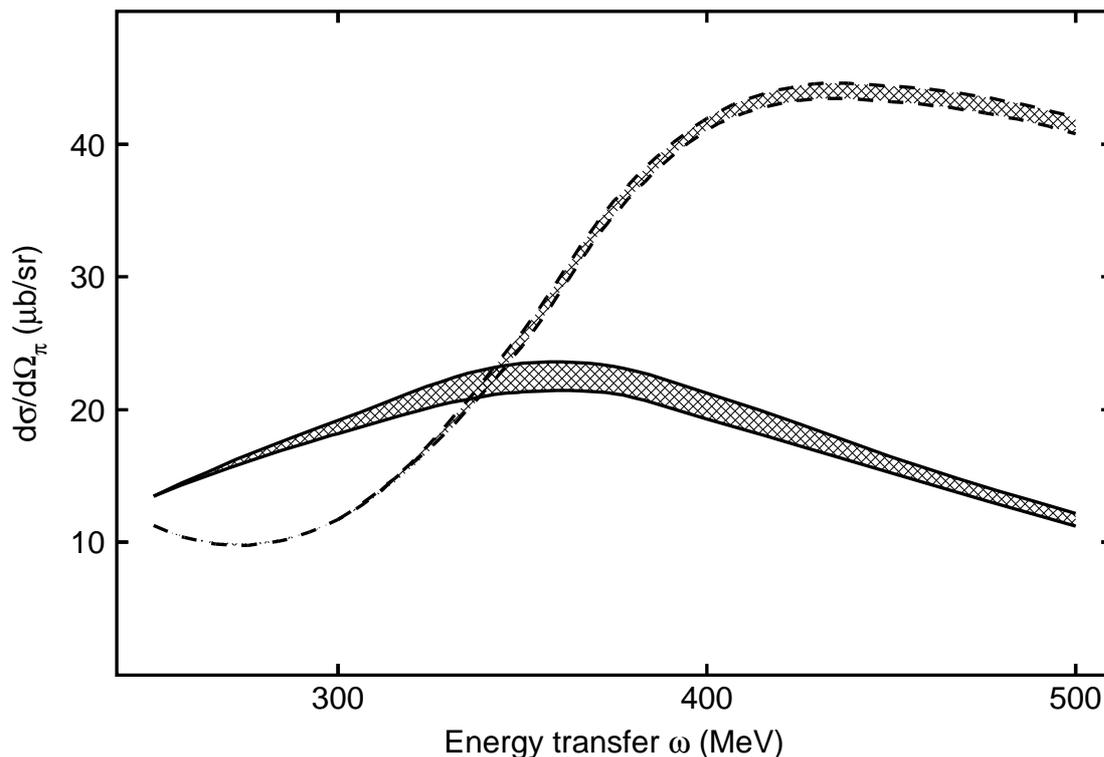


Abb. 4.2: Mit dem Vielfachstreumodell berechneter differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion  ${}^3\text{He}(e, e'\pi^+)nd, nnp$  für die Aufbruchkanäle als Funktion des Energieübertrags  $\omega$ , bei einem Viererimpulsübertrag von  $0.045 (\text{GeV}/c)^2$ . Die durchgezogene Linie ist der longitudinale Anteil des Wirkungsquerschnitt, gestrichelt dargestellt ist der transversale. Der schraffierte Bereich demonstriert den Einfluß präformierter  $\Delta$ 's auf die Rechnungen.

$M$  von  $100 \text{ MeV}/c^2$  gemessen werden. Bei einer hohen  $M$  enthält das Restsystem aus drei Nukleonen mehr Energie, die dem Pion (als kinetische Energie) fehlt. Bei  $370 \text{ MeV}$  entspricht eine  $M$  von  $100 \text{ MeV}/c^2$  Pionenimpulsen von  $222 \text{ MeV}/c$ , bei  $340 \text{ MeV}$  jedoch nur noch von  $184 \text{ MeV}/c$ . Abbildung 4.3 stellt den Energieverlust der Protonen und Pionen in der ToF-Ebene als Funktion des Impulses dar. Die Pionen sind im gezeigten Impulsbereich minimalionisierend und haben einen ungefähr konstanten Energieverlust. Die Energieverlustabhängigkeit der Protonen zeigt eine Struktur und kann in drei Bereiche unterteilt werden. Protonen mit Impulsen kleiner als  $190 \text{ MeV}/c$  erzeugen kein Signal im ToF-Detektor, da sie schon im dickeren dE-Detektor gestoppt werden. Der Energieverlust etwas schnellerer

Protonen steigt bis zu einem Maximum bei 290 MeV/c ungefähr linear an. Bis zu diesem Impuls werden die Protonen im ToF-Detektor gestoppt. Bei größeren wird nur ein Bruchteil der Energie abgegeben, und die Energieverlustkurve fällt, entsprechend der Bethe-Bloch-Beziehung, zu höheren Impulsen hin ab.

Wie bereits in Kap. 3.1.4.2 gezeigt, wird der unterschiedliche Energieverlust der Protonen und Pionen für eine schnelle Teilchendifferenzierung ausgenutzt. Bei Impulsen größer als  $\approx 200$  MeV/c erzeugen Pionen und Protonen unterschiedliche Signalhöhen, erlauben also eine Diskrimination, während dies im Bereich um 200 MeV/c nicht möglich ist. Bei noch kleineren Impulsen werden zwar Protonen im dE-Detektor gestoppt, was eine ideale Protendifferenzierung wäre, jedoch steigt bei diesen Impulsen die Wahrscheinlichkeit eines Zerfalls der Pionen, bevor sie die Szintillatorebene erreichen, auf über 70% an. Ein Unterschreiten eines Energieübertrages von 370 MeV erschien daher nicht als vorteilhaft, so daß die Wahl auf eine Kinematik fiel, bei der bei einem mittleren Energieübertrag von

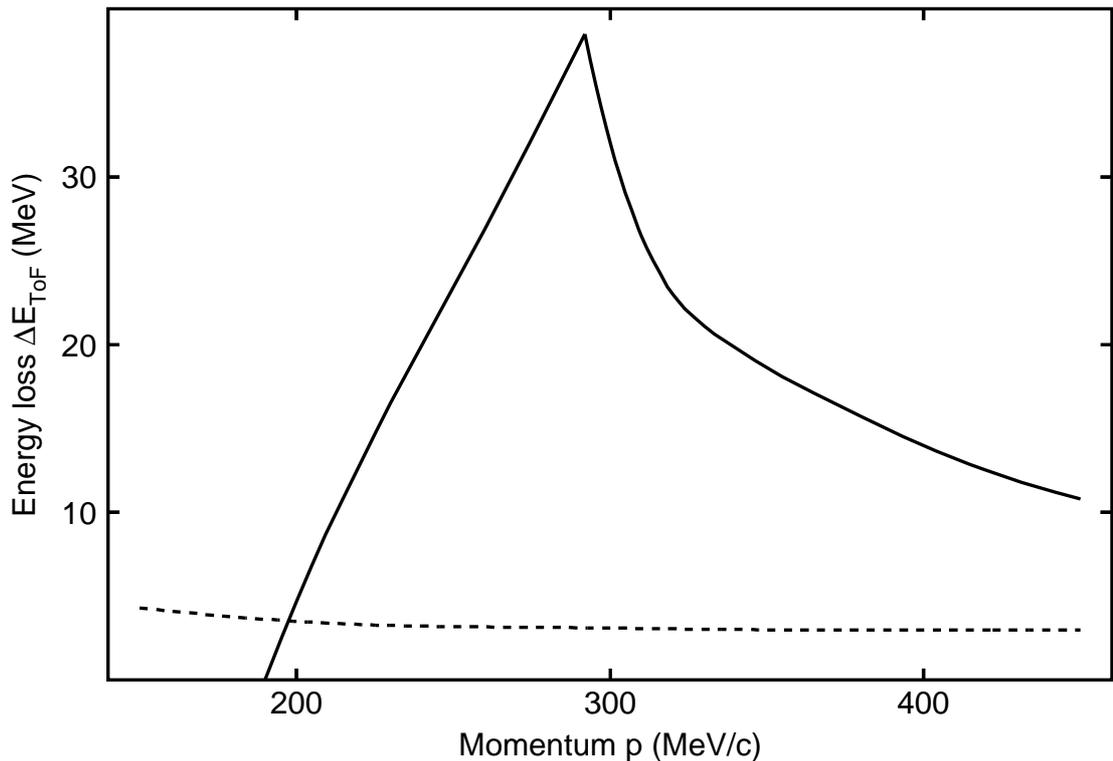


Abb. 4.3: Mittlerer Energieverlust der Protonen (durchgezogene Linie) und der Pionen (gestrichelt) im ToF-Detektor. Die Linien sind Ergebnis einer GEANT [55] Simulation.

400 MeV aufgrund der Impulsakzeptanzen ein Bereich von 370-430 MeV überdeckt wurde.

Um die transversalen und longitudinalen Anteile des Wirkungsquerschnitts bei konstantem Viererimpuls- und Energieübertrag zu trennen, müssen Kinematiken mit unterschiedlicher Polarisation des virtuellen Photons  $\epsilon$  ausgewählt werden. Man erreicht dies durch eine simultane Änderung der Einschußenergie und des Streuwinkels der Elektronen. Als Randbedingung müssen dabei die minimalen und maximalen Winkel sowohl des Elektronen- als auch des Pionenspektrometers berücksichtigt werden. Die im Experiment gewählten Kinematiken sind in Tab. 4.1 gelistet. Abbildung 4.4 demonstriert die Überlappung des aus Energie- und Viererimpulsübertrag gebildeten Akzeptanzraums aller Einstellungen. Die Kinematiken mit  $E_0 = 855$  MeV (aufsteigend schraffiert) und  $E_0 = 675$  MeV (fallend) überdecken den kompletten zu untersuchenden Energieübertragsbereich.

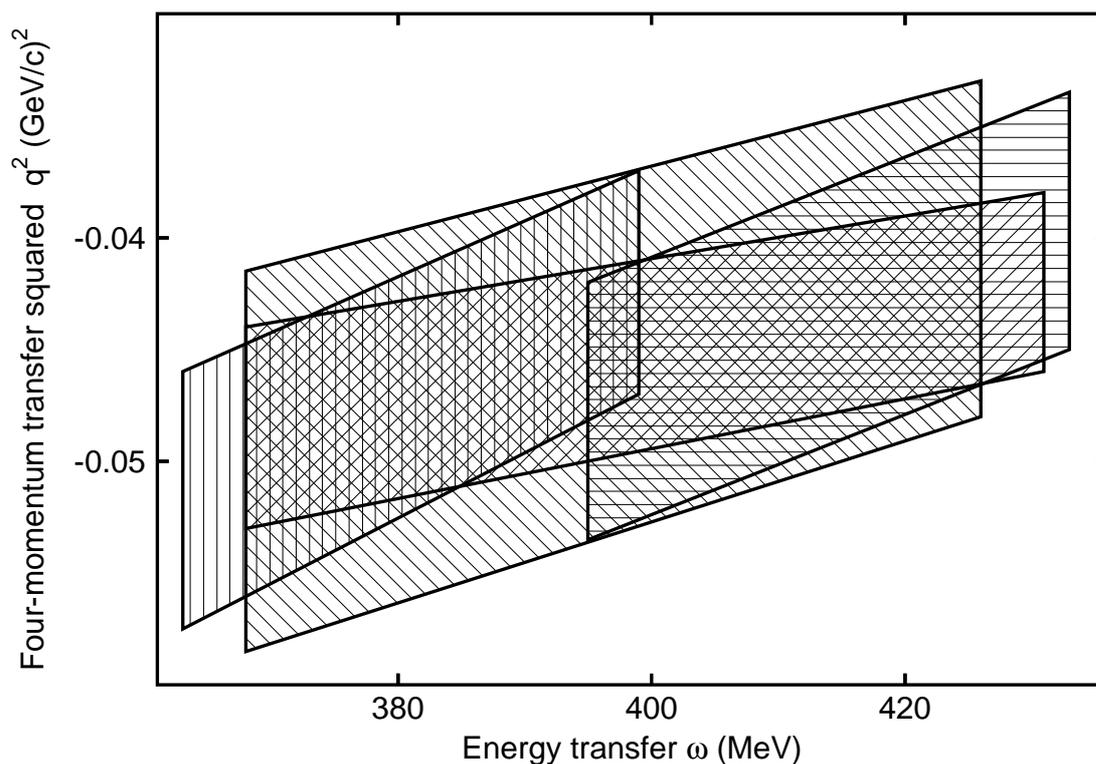


Abb. 4.4: Überdeckter Bereich des Energie- und Viererimpulsübertrags für die in Tab. 4.1 gelisteten Einstellungen. Es sind dargestellt:  $E_0 = 855$  MeV steigend,  $E_0 = 675$  MeV fallend,  $E_0 = 600$  MeV horizontal und die  $E_0 = 555$  MeV vertikal schraffiert.

Bei kleineren Energien der gestreuten Elektronen wird jedoch die absolute Impulsakzeptanz des Elektronenspektrometers kleiner, so daß bei zwei Einstellungen gemessen mußte. Es wurden zwei verschiedene Strahlenergien gewählt, da hiermit eine bessere Überlappung der Kinematiken erreicht werden konnte. Die Strahlenergie  $E_0 = 600 \text{ MeV}$  (horizontal) deckte den Energieübertragsbereich größer,  $E_0 = 555 \text{ MeV}$  (vertikal) kleiner als  $400 \text{ MeV}$  ab.

Um für alle  $\omega$  einen „missing mass“ Bereich von  $0\text{-}100 \text{ MeV}/c^2$  abzudecken, sind bei konstanter Elektronenkinematik drei Impulseinstellungen des Pionenspektrometers notwendig. Abbildung 4.5 erläutert die Wahl der Pionenimpulse. Der höchste Impuls wurde so gewählt, daß der Grundzustand des  $nnp$  Systems ( ${}^3\text{H}$ ) bei  $M = 0 \text{ MeV}/c^2$  auch beim höchsten  $\omega$  noch innerhalb der Akzeptanz lag. An diesen Impulsbereich wurden die beiden anderen angepaßt.

Die zur Verfügung stehende Strahlzeit von ca. 140 Stunden wurde auf die vier

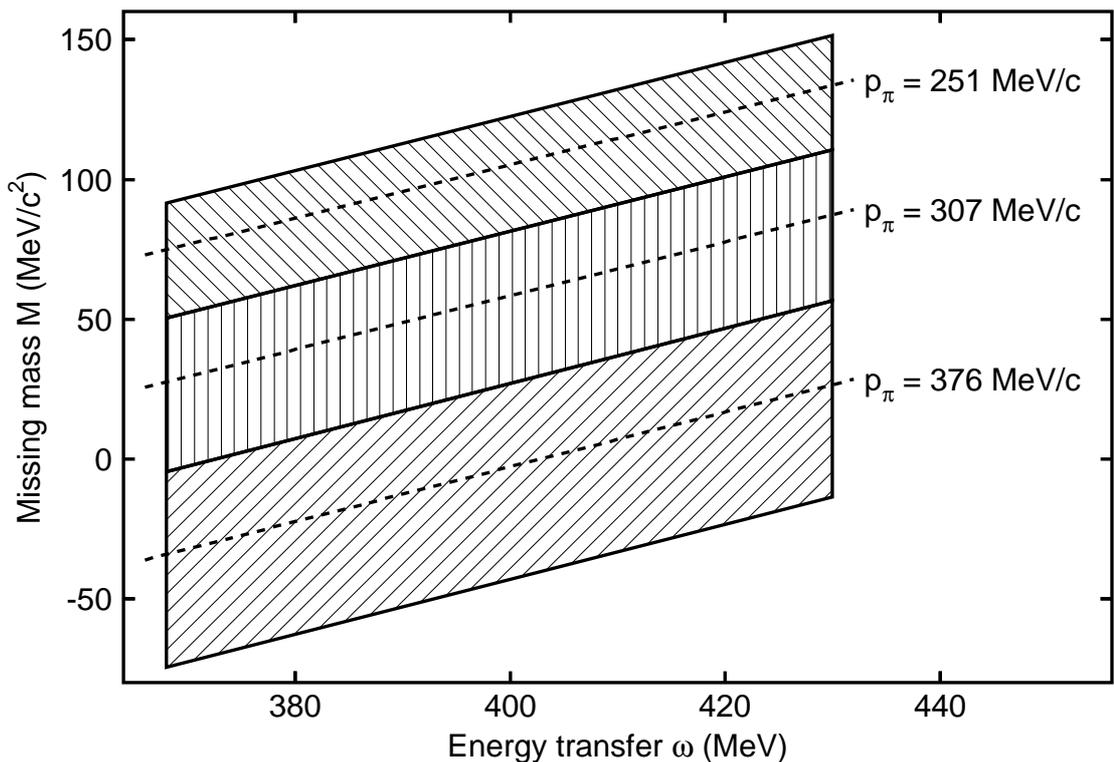


Abb. 4.5: Überdeckter Bereich des Energieübertrags  $\omega$  und der „missing mass“  $M$ . Um für alle  $\omega$  einen Bereich von  $M = 0\text{-}100 \text{ MeV}/c^2$  abzudecken, sind bei konstanter Elektronenkinematik drei Impulseinstellungen des Pionenspektrometers erforderlich.

Strahlenergien so aufgeteilt, daß bei allen die gleiche Anzahl an koinzidenten Ereignissen aufgenommen werden sollte. Für die Abschätzung der Luminosität wurde ein Strahlstrom von  $30 \mu\text{A}$  zugrunde gelegt. Tab. 4.2 vergleicht die geplante mit der im Experiment erreichten Luminosität. Es zeigte sich, daß die gemessenen Einzelzählraten der Protonen und Elektronen die mit den Programmen `epc` bzw. `qfs` [56] abgeschätzte deutlich übertraf. Zwar konnten diese durch die in den Kap. 3.1.4.2 bzw. 3.1.4.3 beschriebenen Hardwarevetos erfolgreich reduziert werden, so daß die Rate an zufälligen Koinzidenzen nicht wesentlich erhöht wurde. Bei typischen Zählraten von 150 kHz für Protonen und bis zu 250 kHz für Elektronen wurden jedoch die VDC's mit sehr hohen Kammerströmen betrieben, so daß aus diesem Grund der Strahlstrom bei einigen Einstellungen reduziert werden mußte.

Hiervon waren insbesondere die Einstellungen mit einer Strahlenergie von 855 MeV betroffen, bei der die Pionen in Spektrometer A (15 msr Kollimator) bei dem kleinsten möglichen Winkel von  $22.3^\circ$  nachgewiesen wurden. Die Verlust an Luminosität konnte jedoch durch eine Verlängerung der vorgesehen Meßzeit kompensiert werden. Bei den drei anderen Strahlenergien wurden die Pionen in Spektrometer B detektiert, da der Winkel zwischen dem Elektronenstrahl und der Richtung des Impulsübertrags mit kleinerer Polarisation des virtuellen Photons kleiner wird. Dadurch ergaben sich andere Randbedingungen für die Einzelzählraten, da der gewählte Raumwinkel von Spektrometer B mit 5.04 msr fast einen Faktor drei kleiner war als der von A. Da der Untergrund der Protonen, der keine ausgeprägte Winkelabhängigkeit zeigt, da der Hauptbeitrag aus dem Zerfall der Anregung der Riesenresonanzen im  $^{56}\text{Fe}$  der Targetzellwände stammt, um dem gleichen Faktor reduziert wurde, konnte im Fall der  $\pi^+$  weitgehend mit dem geplanten Strahlstrom von  $30 \mu\text{A}$  gemessen und die erwartete Luminosität erreicht werden. Der Wirkungsquerschnitt der inelastischen Streuung der Elektronen steigt jedoch mit  $\sin^4(\theta/2)$  zu kleineren Winkeln hin an, so daß dies im Fall der  $\pi^-$  nicht möglich war. Bei  $E_0 = 675 \text{ MeV}$  konnte der kleinere Strahlstrom wiederum durch eine längere Meßzeit ausgeglichen werden. Man erkennt jedoch aus Tab. 4.2, daß bei den beiden kleinsten Strahlenergien, bei denen dies nicht mehr möglich war, nur ein Bruchteil der angestrebten Ereignisse aufgenommen

Tab. 4.2: Vergleich der geplanten und der erreichten Luminosität für alle untersuchten kinematischen Einstellungen.

$E_0$ (MeV)	$p_\pi$	geplant			erreicht			
		t (h)	I ( $\mu$ A)	Q (C)	t (h)	I ( $\mu$ A)	Q (C)	
855					3.4	10	<b>0.12</b>	
	$\pi^+$	307			3.3	10	<b>0.12</b>	
		251	1.5	30	<b>0.16</b>	3.1	10	<b>0.11</b>
		376				2.6	13	<b>0.12</b>
		$\pi^-$	307			2.2	13	<b>0.10</b>
			251			2.1	14	<b>0.10</b>
675		378			3.9	24	<b>0.33</b>	
	$\pi^+$	325			3.9	25	<b>0.35</b>	
		280	3.0	30	<b>0.32</b>	3.6	26	<b>0.33</b>
		378				5.2	14	<b>0.27</b>
		$\pi^-$	325			4.7	11	<b>0.18</b>
			280			3.9	13	<b>0.18</b>
600		386			3.0	31	<b>0.33</b>	
	$\pi^+$	332			2.8	33	<b>0.33</b>	
		286	5.0	30	<b>0.54</b>	3.5	33	<b>0.41</b>
		386				3.5	10	<b>0.13</b>
		$\pi^-$	332			4.1	9	<b>0.13</b>
			286			4.0	7	<b>0.11</b>
555		351			4.4	26	<b>0.40</b>	
	$\pi^+$	302			4.4	30	<b>0.47</b>	
		260	7.0	30	<b>0.76</b>	3.1	30	<b>0.34</b>
		343				3.1	10	<b>0.11</b>
		$\pi^-$	302			4.6	10	<b>0.17</b>
			286			-	-	-

werden konnte und bei  $E_0 = 555$  MeV sogar die Einstellung mit dem kleinsten Pionenimpuls ausfallen mußte.



## 5 Auswertung

Im folgenden wird der Gang der Datenanalyse beschrieben. Sie wurde in mehrere Schritte aufgeteilt, wobei die bei den verschiedenen kinematischen Einstellungen gewonnenen Datenfiles getrennt analysiert wurden. Zuerst wurde eine Reduktion der Daten durchgeführt. Protonen, Elektronen und Positronen wurden, soweit sie nicht bereits bei der Messung verworfen wurden, durch ihren unterschiedlichen Energieverlust (Protonen) bzw. durch ihr Signal im Čerenkov-Detektor identifiziert. Die Vertexauflösung wurde optimiert. Durch Softwareschnitte wurden aus den Wänden der Targetzelle stammende Ereignisse reduziert. Die Zeitauflösung der Koinzidenzanordnung wurde durch Berücksichtigung der individuellen Flugzeiten der Teilchen verbessert. Hierzu wurden die die Weglänge beschreibenden Matrixelemente in einem iterativen Verfahren optimiert.

Die verbleibenden Ereignisse wurden in zwei 2-dimensionale Spektren als Funktion von „missing mass“  $M$  und Energieübertrag  $\omega$  aufgetragen. Ein Spektrum enthielt diejenigen Ereignisse, die einen Schnitt auf die Koinzidenzzeitlinie erfüllten, das zweite alle anderen. Subtraktion beider Spektren, auf den gleichen Zeitbereich normiert, lieferte das Spektrum der echten Koinzidenzen. Dieses wurde auf die Realzeit und die Luminosität normiert. Die Akzeptanz des Detektorsystems, der Zerfall der Pionen und die Akzeptanz der Koinzidenzanordnung der Spektrometer wurden binweise korrigiert. Der Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\Omega_\pi$  läßt sich gemäß Gl. (2.12) auf S. 10 mittels Division durch den Fluß virtueller Photonen  $\Gamma_\nu$ , wiederum binweise, gewinnen. Die bei gleicher Einschußenergie, aber verschiedenen Pionimpulsen erzeugten Spektren werden addiert (siehe Abb. 4.5 auf S. 43) und anschließend mit einer an die Kinematik angepaßten Version des Programms `radcor` [57] strahlungskorrigiert.

## 5.1 Untergrundreduktion

### 5.1.1 Teilchenidentifikation

#### 5.1.1.1 Elektronen

In diesem Experiment wurden zum ersten Mal die Čerenkov-Detektoren zur schnellen Identifikation und Reduktion von Elektronen bei der Detektion von  $\pi^-$  verwendet. Dies funktionierte in Spektrometer A fehlerfrei, während bei B Probleme auftraten. Hauptsächlich am Rand zeigte sich eine geringere Lichtsammelleffizienz, die auch von dem Durchstoßwinkel durch die Fokalebene abhing. Dies wird in Abb. 5.1 demonstriert. Aufgetragen ist der Durchstoßwinkel durch die Fokalebene gegen den Ort. Die Strukturen sind auf Effizienzdifferenzen zurückzuführen. Bei typischen Zählraten für Elektronen von  $10^5$  Hz führt eine um 1% verringerte Effizienz zu einer zusätzlichen Rate an Elektronen von 1 kHz,

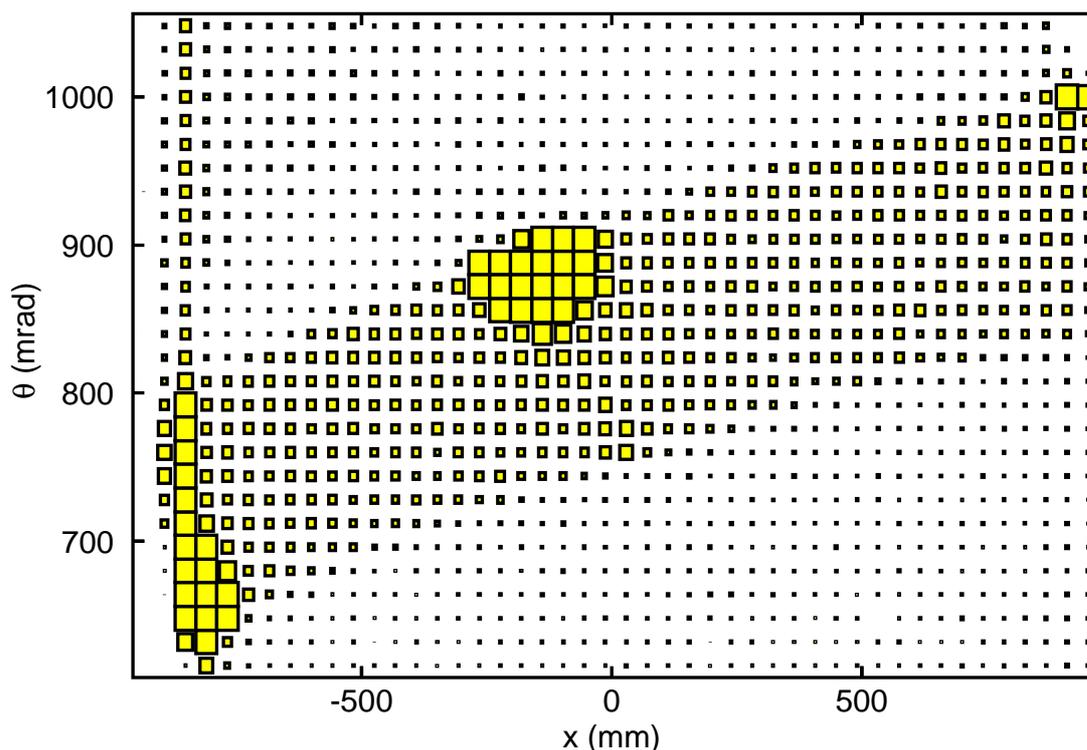


Abb. 5.1: Typisches Spektrum bei Detektion von  $\pi^-$  in Spektrometer B. Aufgetragen ist der Winkel in der dispersiven Ebene über der Position entlang der Fokalebene. Die Strukturen am Rand und in der Mitte stammen von Elektronen, die vom Čerenkov-Detektor nicht verworfen wurden.

die vergleichbar mit der Einzelzählrate der  $\pi^-$  ist. Diese Bereiche wurden durch Softwareschnitte abgetrennt, da sie einen beträchtlichen Beitrag zum Untergrund an zufälligen Koinzidenzen bilden. Bereiche verringerter Effizienz in der Mitte der Fokalebene, die auf einen defekten Photomultiplier (bei Strahlenergien von  $E_0 = 675 \text{ MeV}$  bzw.  $E_0 = 600 \text{ MeV}$ ) zurückzuführen waren, wurden ebenfalls durch Schnitte verworfen.

### 5.1.1.2 Positronen

Während die Elektronen hauptsächlich aus inelastischen Streuprozessen stammen, werden Positronen durch mehrstufige Reaktionen beim Durchgang von Elektronen durch Materie erzeugt. Ein im Feld eines Atomkerns gestreutes Elektron emittiert ein Bremsstrahlquant, welches durch Wechselwirkung mit einem anderen Atomkern ein Elektron-Positron Paar erzeugt. Dieser elektromagnetische Schauer wird in Strahlrichtung in einen Kegel mit sehr kleinem Öffnungswinkel emittiert. Daher wurde kein nennenswerter Untergrund von Positronen erwartet. Erstaunlicherweise liegt jedoch deren Einzelzählrate bei Spektrometerwinkeln von  $15^\circ$  in der selben Größenordnung wie die der Pionen. Darüber hinaus wurden koinzidente Elektron-Positron Paare nachgewiesen, deren Koinzidenzlinie im Zeitspektrum nur ca. 4 ns neben dem der  $e^- \pi^+$  Koinzidenzen lag. Da der Čerenkov-Detektor während der Detektion von  $\pi^+$  zwar nicht als Vetodetektor betrieben, die Signale aber aufgenommen wurden, konnten die Positronenereignisse identifiziert und in der Analyse verworfen werden.

### 5.1.1.3 Protonen

Der störende hohe Untergrund der Protonen, der aus  $(e, p)$  Prozessen stammt und zu zufälligen Koinzidenzen führt, wird, wie in Kap. 3.1.4.2 beschrieben, weitgehend durch eine schnelle Hardware-Antikoinzidenz (ToF) reduziert. Probleme ergeben sich dabei an den Stoßstellen zweier Segmente. Abbildung 5.2 zeigt ein zweidimensionales Spektrum, bei dem über dem Ort des Teilchens in der ToF-Ebene der Durchstoßwinkel zur Normalen aufgetragen ist. Der dunkel ausgefüllte Bereich wird durch die Akzeptanz von Spektrometer B definiert. An den Stoßstellen

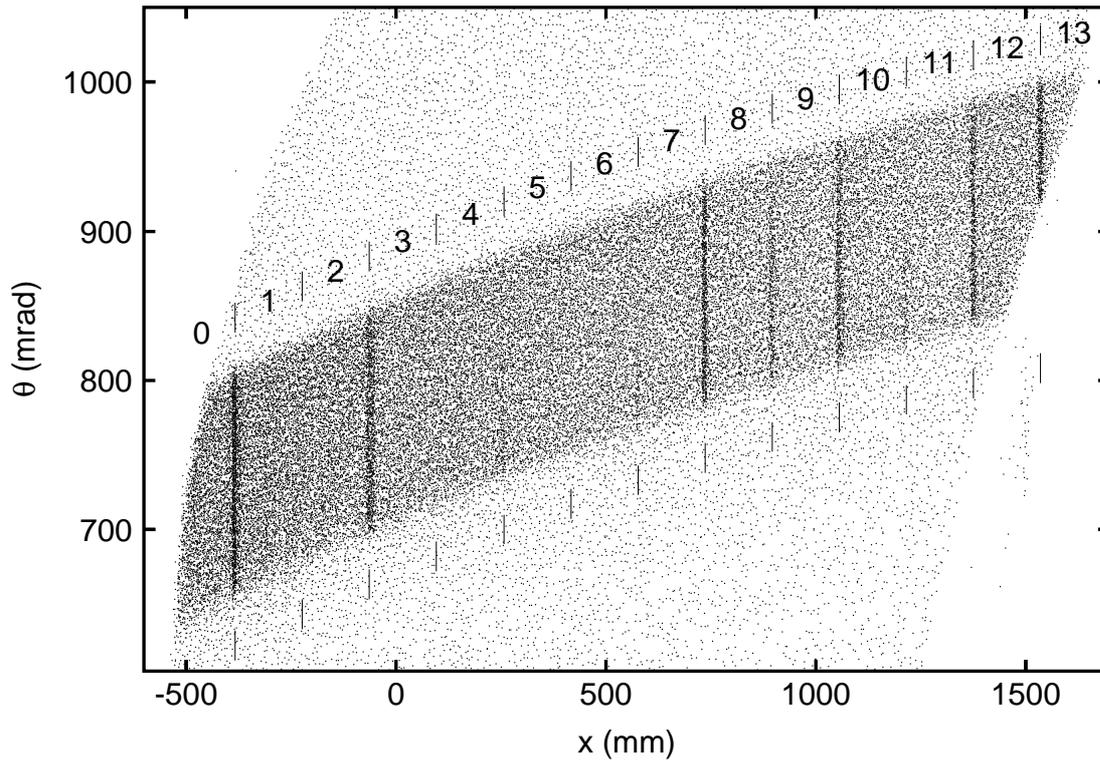


Abb. 5.2: Durchstoßwinkel der Teilchentrajektorie in der ToF-Ebene, aufgetragen über dem Ort (Spektrometer B). Die dunklen Linien sind auf eine ineffiziente Reduktion von Protonen zurückzuführen und liegen an den Positionen der Stoßstellen der Segmente.

zweier Segmente wird in beiden nur jeweils ein Teil des gesamten Energieverlustes deponiert. Da die Signale der Segmente getrennt diskriminiert werden, beträgt die Vetoeffizienz für Protonen nicht 100%. In einer zweidimensionalen Auftragung, in der die Summe der Signale aller ToF-Segmente gegen die aller dE-Segmente aufgetragen wird, sind die von Pionen stammenden Ereignisse von denen der Protonen deutlich getrennt (Abb. 5.3) und werden durch Software-Schnitte extrahiert. Die Wahrscheinlichkeit einer Fehlidentifikation der Pionen, d.h. des Verwerfens eines Pionereignisses durch den Schnitt, konnte durch einen Vergleich mit der bei dem gleichen Pionenimpuls erfolgten Messung für  $\pi^-$ , bei der nur minimalionisierende Teilchen detektiert wurden, zu kleiner als  $10^{-4}$  abgeschätzt werden. Ein Experiment, bei dem ausschließlich Protonen nachgewiesen wurden, wurde für die eingestellten Photomultiplier-Spannungen nicht durchgeführt. Daher kann der Anteil der Protonen, die fälschlich als Pionen identifiziert werden, nicht exakt

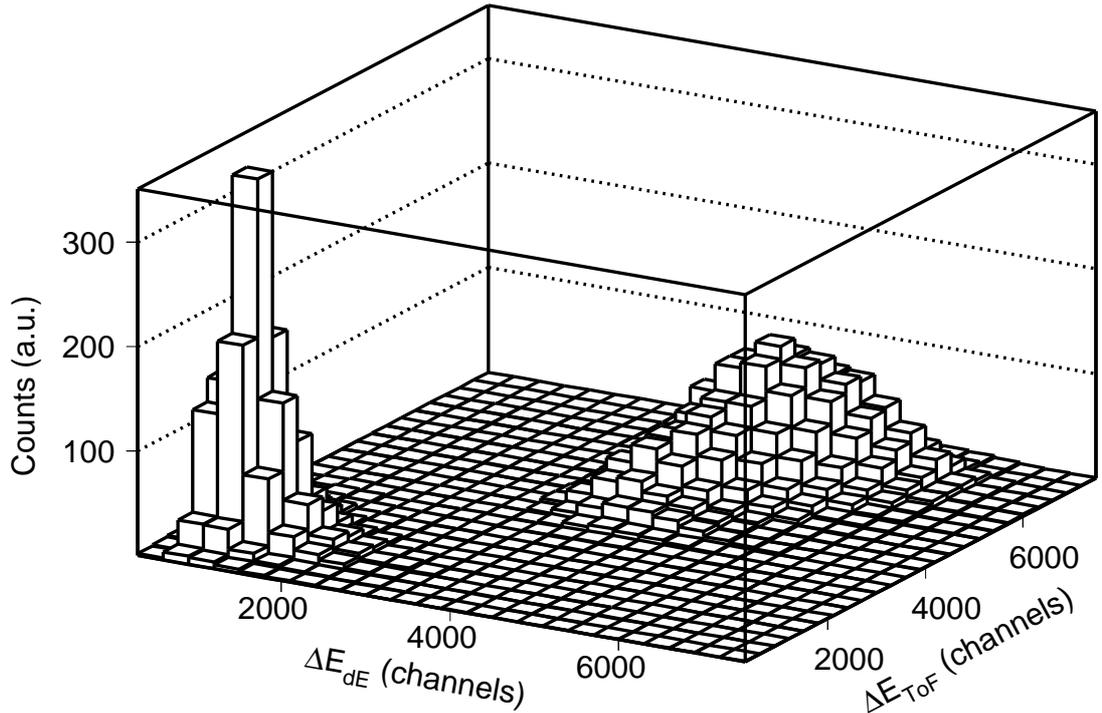


Abb. 5.3: Aufgetragen ist der Energieverlust (ADC-Wert) in der ToF-Ebene (linke Achse) über dem in der dE-Ebene (rechte Achse). Die Linie der minimal-ionisierenden Teilchen kann klar von der Linie der Protonen abgetrennt werden.

ermittelt werden. Abbildung 5.3 legt jedoch die Vermutung nahe, daß deren Anteil an den als Pionen identifizierten Ereignissen sehr gering ist und daher nur einen kleinen Anteil zum aus zufälligen Koinzidenzen gebildeten Untergrund liefert. Echte ( $e, e'p$ ) Koinzidenzen liegen außerhalb des Koinzidenzzeitfensters, da die Flugzeitdifferenz zwischen Pionen und Protonen ca. 50 ns beträgt.

Abbildung 5.4 faßt die Koinzidenzspektren von  $e^- \pi^+$  (durchgezogene Linie),  $e^- e^+$  (lange Striche) und  $e^- p$  (kurze Striche) für die Kinematik mit einem Pionenimpuls von 302 MeV/c bei einer Einschußenergie von 555 MeV zusammen. Im Spektrum der Protonen ist keine Koinzidenzlinie an den Positionen der  $e^- \pi^+$  bzw. der  $e^- e^+$  Ereignisse zu erkennen. Dies ist der Beleg, daß keine Pionen oder Positronen als Protonen fehlidentifiziert wurden. Die Linien der  $e^- e^+$  und der  $e \pi^+$  Paare sind deutlich voneinander getrennt. Eine mögliche Fehlidentifikation liegt bei wenigen Prozent. Die Rate der  $e^- e^+$  Koinzidenzen war bei allen anderen Einstellungen kleiner, so daß diese Zahl eine obere Abschätzung darstellt.

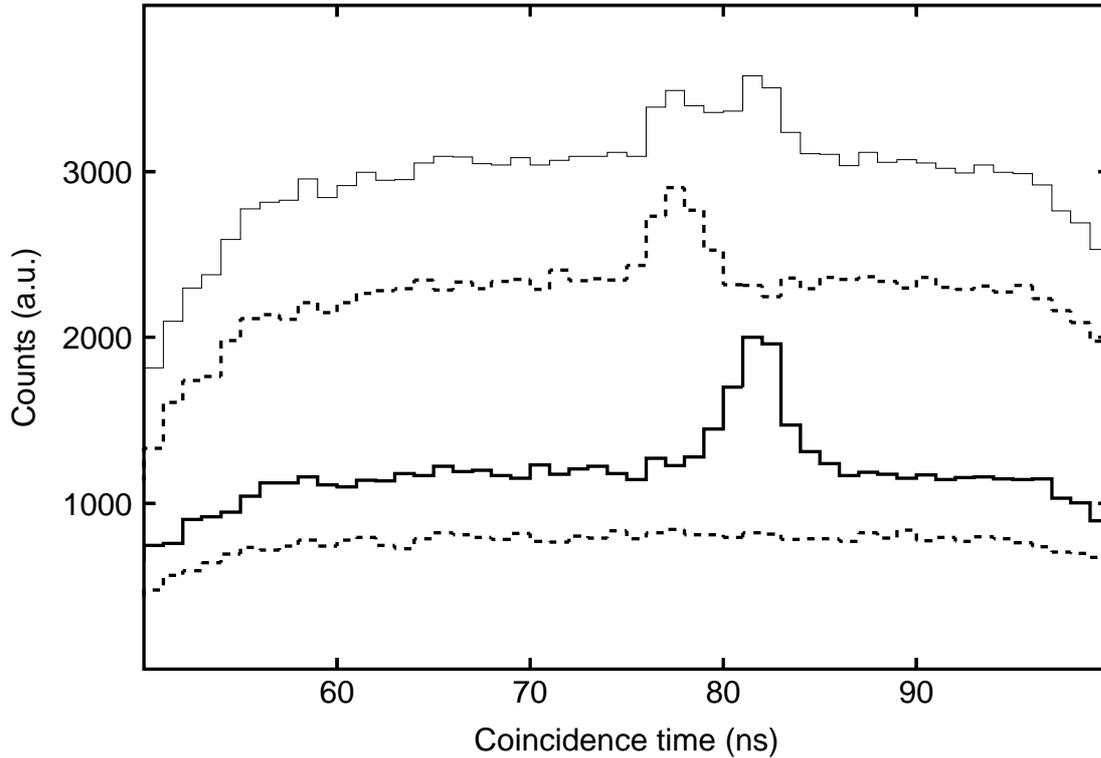


Abb. 5.4: Koinzidenzspektren von  $e\pi^+$  (durchgezogene Linie),  $e^-e^+$  (lange Striche) und  $ep$ -Paaren (kurze Striche) für die Kinematik mit einem Pionenimpuls von  $302\text{ MeV}/c$  bei einer Einschubenergie von  $555\text{ MeV}$ . Das Spektrum für  $ep$  wurde mit einem Faktor von  $0.5$  multipliziert. Die dünne, durchgezogene Linie ist die Summe aller drei Spektren und wurde mit einem Faktor von  $0.6$  multipliziert.

### 5.1.2 Vertexauflösung

Eine Reduktion der von den Wänden der Targetzelle stammenden Ereignisse erfolgt über Schnitte auf den Vertex am Target. Er wird aus dem Teilchenvektor in der Fokalebene bestimmt. Dieser wird mit Transformationsmatrizen, die die Abbildung der Spektrometer beschreiben, in einen Impuls  $p$ , zwei Winkeln relativ zur Spektrometerachse in der nicht-dispersiven ( $\phi_0$ ) und der dispersiven Ebene ( $\theta_0$ ) und den Vertex  $y_0$  zurückgerechnet. Zusätzlich wird die Bahnlänge ermittelt, die zur Korrektur der Koinzidenzzeit benötigt wird. Spektren des mit Spektrometer B bestimmten Vertex, die aus einer Messung mit einer Leierzelle gewonnen wurden, sind in Abb. 5.5 dargestellt. Der Vertex hängt auch von der Lage des Strahls auf dem Target ab. Da der Strahl gewedelt wurde, ist das Bild der Target-

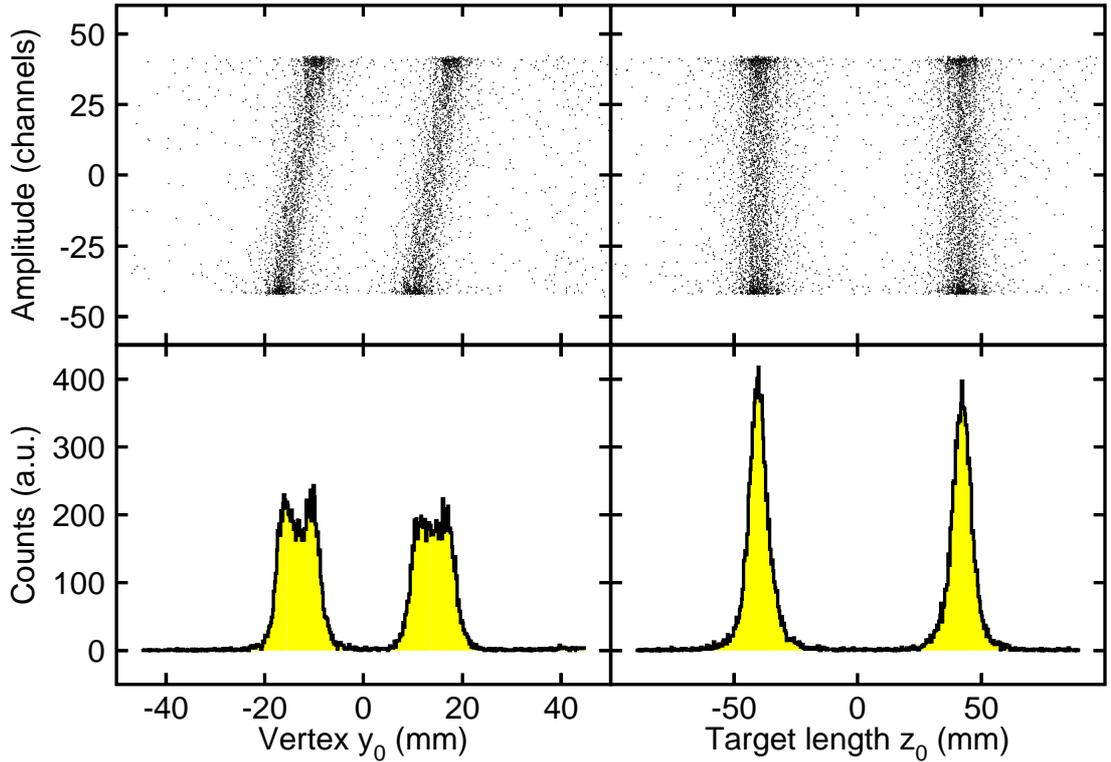


Abb. 5.5: Vertexspektren von Spektrometer B. Links dargestellt sind die Spektren vor, rechts nach den Korrekturen. In der oberen Hälfte ist der Strom der Wedlerablenkspulen über der Ortskoordinate aufgetragen.

zellwände verbreitert (unten links). Links oben ist der Strom in den horizontalen Ablenkspulen, zu dem die horizontale Ablenkung des Strahls proportional ist, über dem Vertex dargestellt. Korrigiert man die Ablage des Strahls, erhält man die in der rechten Hälfte von Abb. 5.5 gezeigten Spektren, in der als Ortskoordinate die Position entlang des Strahls aufgetragen ist. Eine Anpassung liefert eine Auflösung für den mit Spektrometer B bestimmten Vertex von 1.4 mm.

Bei Strahlenergien von  $E_0 = 855 \text{ MeV}$  ( $\theta_A = 22.4^\circ$ ,  $\theta_B = 19.5^\circ$ ) und  $E_0 = 675 \text{ MeV}$  ( $\theta_A = 28.4^\circ$ ,  $\theta_B = 16.8^\circ$ ) wurden Leerzellenmessungen durchgeführt. Abbildung 5.6 zeigt Spektren der rekonstruierten Koordinate  $z_0$ , in der linken Hälfte für Spektrometer A und in der rechten für Spektrometer B, im oberen Teil bei einer Einschubenergie von 855 MeV, im unteren bei 675 MeV gemessen. Eine Anpassung an das mit 675 MeV gemessene Spektrum, bei dem in A Elektronen nachgewiesen wurden, ergab eine Vertexpauflösung von Spektrometer A von 4.2 mm, während die Messung bei 855 MeV, bei der hauptsächlich Protonen nachgewiesen

wurden, ein Resultat von 7 mm ergab. Da die projizierte Länge des Targets auf den Vertex  $y_0$  mit kleinerem Spektrometerwinkel immer kürzer wird, verschlechtert sich die Auflösung der Koordinate  $z_0$  und damit die Abtrennung der von den Targetzellwänden kommenden Ereignisse.

Um auf die Luminosität normieren zu können, wurden zusätzlich zu den koinzidenten Ereignissen auch Einzelereignisse im Elektronenspektrometer untersetzt mitgenommen. Daher wurde der die Targetzellwände abtrennende Schnitt auf  $z_0$  mit dem vom Elektronenspektrometer bestimmten Vertex durchgeführt, um die Rate der Koinzidenzen direkt auf die Einzelzählrate normieren zu können. Bei der Einschußenergie von 855 MeV war Spektrometer B das Elektronenspektrometer, bei allen anderen A. Da die Vertexauflösung von B besser als von A ist, konnte mit B auf  $z_0$  mit  $\pm 30$  mm, mit A lediglich auf  $\pm 20$  mm geschnitten werden. Eine Integration der in Abb. 5.5 gezeigten Spektren ergab, daß nur ein Anteil von  $< 2\%$  der von den Wänden stammenden Ereignisse innerhalb dieser Schnitte fiel.

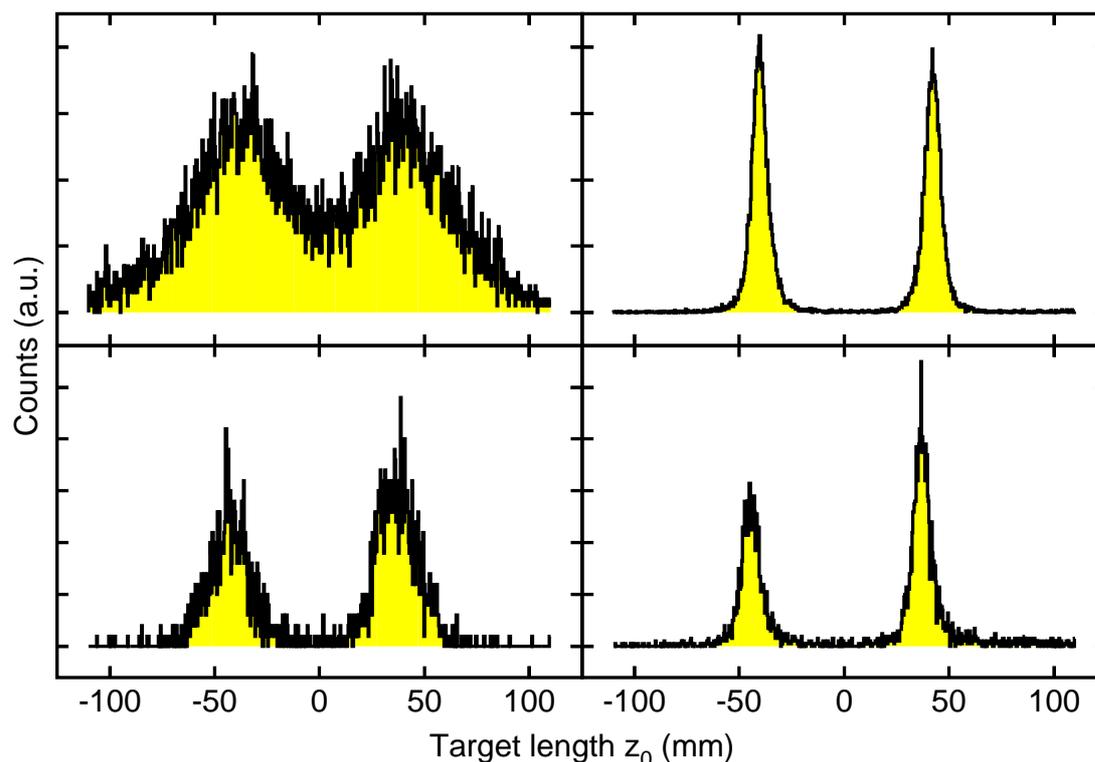


Abb. 5.6: Zusammenstellung von Vertexspektren beider Spektrometer für verschiedene Winkelstellungen. Spektrometer A ist links (oben bei  $22.3^\circ$ , unten bei  $28.4^\circ$ ), B rechts dargestellt (oben bei  $19.5^\circ$ , unten bei  $16.8^\circ$ ).

## 5.2 Akzeptanz der Spektrometer

Die Raumwinkelakzeptanz der Spektrometer wird durch die Eintrittskollimatoren der Spektrometer scharf definiert. Für Spektrometer A wurde ein Kollimator mit einem Raumwinkel von 15 msr ( $\pm 50$  mrad horizontal,  $\pm 75$  mrad vertikal) gewählt, bei Spektrometer B ein Raumwinkel von 5.06 msr ( $\pm 18$  mrad horizontal,  $\pm 70$  mrad vertikal) eingestellt. Die Impulsakzeptanz, deren Designwerte in Tab. 3.1 auf S. 24 tabelliert sind, wird jedoch durch Blenden im Spektrometer und der Ausdehnung des Detektorsystems bestimmt. Für am Rand der Akzeptanz liegende Impulse werden einige der den Kollimator passierende Teilchen undefiniert im Spektrometer ausgeblendet. Der Impulsbereich, in dem der volle Raumwinkel zugänglich ist, wurde für jedes Spektrometer bestimmt und in der Analyse durch einen Softwareschnitt definiert. Bei Spektrometer A wurde eine Impulsakzeptanz relativ zum Sollstrahl von  $(-5\%, +17\%)$  ermittelt, für B lag sie bei  $\pm 7\%$ .

## 5.3 Koinzidenzeitauflösung

Echt koinzidente Ereignisse zeigen in einem Koinzidenzspektrum eine Korrelation, während zufällig koinzidente Ereignisse zeitlich gleichverteilt sind. Ein typisches Spektrum ( $E_0 = 675$  MeV,  $p_{\pi^+} = 325$  MeV) ist in Abb. 5.7 dargestellt. Die gemessene Koinzidenzzeit ist ansteigend schraffiert. Die Halbwertsbreite der Koinzidenzlinie beträgt 8 ns. Dagegen liegt die Zeitauflösung der zeitbestimmenden Szintillatorebenen bei ca. 500 ps. Die Verbreiterung der Koinzidenzlinie hat zwei Gründe. Zum einen ergeben sich aus den bis zu 1.5 m großen Weglängenunterschieden auf den verschiedenen Bahnen in den Spektrometern selbst für relativistische Teilchen Flugzeitdifferenzen von 5 ns. Zum anderen sind die Signallaufzeiten in den Kabeln und der Elektronik der einzelnen Szintillatorsegmente nur auf ca. 2 ns abgeglichen. Die Bahnlängen und Szintillatoroffsets wurden für jedes Ereignis bestimmt. Das Spektrum der korrigierten Koinzidenzzeit ist in Abb. 5.7

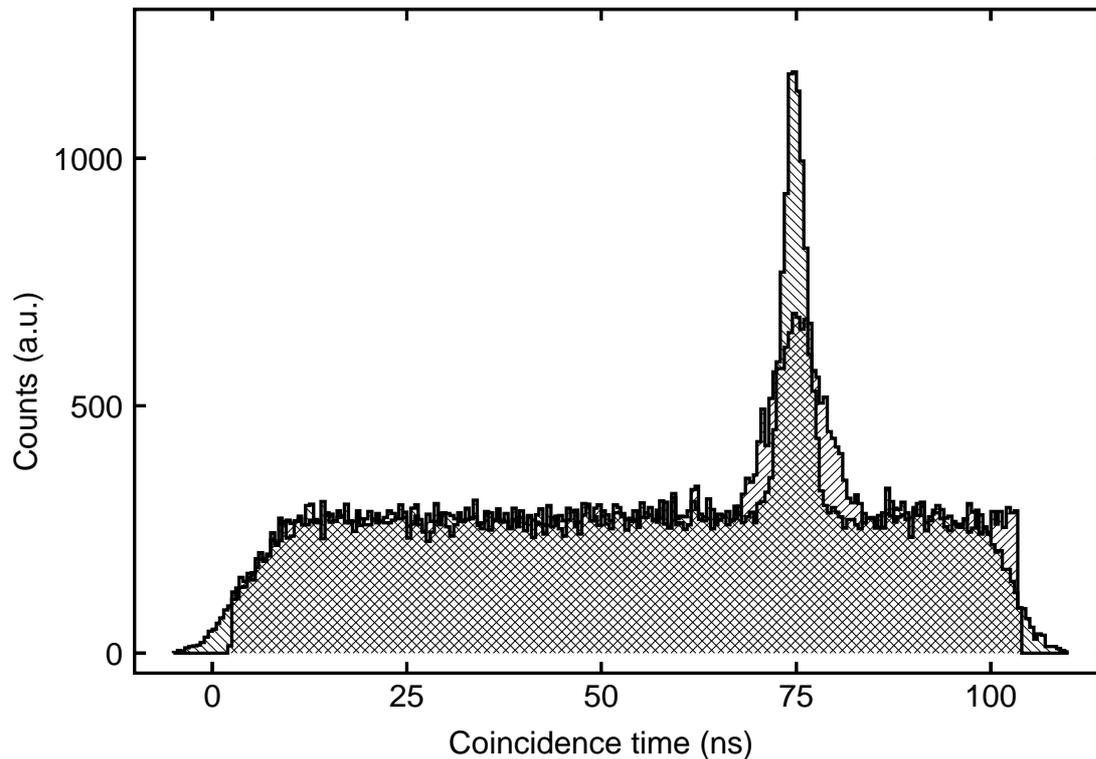


Abb. 5.7: Koinzidenzzeitpektrum. Die gemessene Koinzidenzzeit ist ansteigend schraffiert dargestellt, das Spektrum der korrigierten absteigend. Die anfängliche Zeitauflösung betrug 8 ns (FWHM) und konnte in diesem Spektrum auf 3 ns verringert werden.

absteigend schraffiert dargestellt. Die korrigierte Koinzidenzzeitauflösung in dieser Kinematik konnte von 8 ns (FWHM) auf 3 ns verbessert werden, bei einigen Einstellungen wurden auch 2 ns erreicht.

### 5.3.1 Totzeitkorrektur

Zur absoluten Bestimmung des Wirkungsquerschnitts wurde die Totzeit aus in den Datenstrom eingebundenen Informationen bestimmt. Bei jedem Ereignis wird die seit dem letzten Ereignis (für beide Spektrometer getrennt) verstrichene Run- und Realzeit in den Datenstrom eingebunden. Dabei werden die Takte stabiler Oszillatoren in dem jeweiligen Zeitraum gezählt. Unabhängig davon wird die seit dem Start eines Runs verstrichene Run- und Realzeit akkumuliert. Da diese Zähler jedoch nur ein 14-Bit Register besitzen, wird diese Information untersetzt, mit einer Auflösung von 1 s, ausgelesen und in nur in jedes 512. (unabhängige Zählung

auf beiden Spektrometern) und das letzte Ereignis eines Runs eingebunden. Der gegenteilige Weg wird vom Totzeitmodul im Eventbuilder beschriftet. Dieses bestimmt die Totzeit eines einzelnen oder einer Kombination von Spektrometern, indem es die Takte einer internen Uhr zählt, während das  $\mu$ Busy Signal an den Eingängen der jeweiligen Spektrometer anliegt.

Zusätzlich zu dieser „Computertotzeit“, die in diesem Experiment im Mittel bei 20% lag, muß auch die Zeit bestimmt werden, in der die Koinzidenz-PLU mit der Bewertung eines Ereignisses beschäftigt war. Dieses nimmt zwar pro Ereignis nur 500 ns in Anspruch, ist jedoch bei typischen Einzelzählraten von 10-100 kHz nicht mehr vernachlässigbar (ca. 6%).

Die Realzeit  $T_{\text{real}}$ , in der die Datenerfassung auch tatsächlich in der Lage war, ein Koinzidenzereignis aufzunehmen, berechnet sich aus

$$\begin{aligned}
 T_{\text{realAB}} &= T_{\text{runA}} \\
 &\quad - (T_{\text{deadA}} + T_{\text{deadB}} - T_{\text{deadAB}}) \\
 &\quad - (N_{\text{singlesA}} + N_{\text{singlesB}} - N_{\text{coinc}}) * 500 \text{ ns} \quad . \quad (5.1)
 \end{aligned}$$

Da das Totzeitmodul sich physikalisch auf Spektrometer A befindet, wird es zusammen mit diesem gestartet. Daher ergibt sich die Realzeit für Koinzidenzen aus der Runzeit von A, von der die Computer- (zweite Zeile von Gl. (5.1) ) und Triggertotzeit (dritte Zeile) abgezogen wird.

### 5.3.2 Bestimmung der Luminosität

Als Luminosität bezeichnet man das Produkt aus Strahlstrom und der Massenbeladung des Targets. Der Strahlstrom wird von einem nach dem Prinzip der Foerstersonde arbeitenden cw-Ferritmonitor gemessen. Die Genauigkeit dieser Sonde ist durch langzeitige Driften auf 300 nA limitiert. Daher ist bei Strahlströmen von 30  $\mu$ A der Fehler der Strommessung kleiner als 1%. Im Gegensatz dazu ist die Dichte des  $^3\text{He}$ -Gases nur ungenau bekannt. Prinzipiell ließe sie sich aus einer genauen Druck- und Temperaturmessung des Gases berechnen. Im Experiment führt jedoch der Elektronenstrahl zu einer lokalen Aufheizung des Gases. Diese Temperatur kann nicht bestimmt werden, da die Durchmischung so stark ist, daß

sich das erwärmte Gas bereits 4 cm über dem Strahl weitgehend wieder auf die Umgebungstemperatur abgekühlt hat. Die Erwärmung führt zu einer Herabsetzung der Dichte des Gases im Elektronenstrahl und damit zu einer Verringerung der Luminosität. Sie ist in starkem Maße abhängig zum einen von der Strahlenergie und der Wedleramplitude und zum anderen von der effektiven Kühlleistung der Kältemaschine, die jedoch über eine Regelung konstant gehalten wird. Die Abhängigkeit der Targetdichte von dem Strahlstrom ist in Abb. 5.8 dargestellt. Die Daten stammen von einer Testmessung mit  $^4\text{He}$ , die 1993 durchgeführt wurde. Man erkennt, dass die Targetdichte stark von dem Strahlstrom abhängt, obgleich der Strahl bereits über eine große Fläche gewedelt wurde. Um Probleme bei der Korrektur der Targetdichte in Abhängigkeit vom Strahlstrom und der Wedlerfläche zu umgehen, wurde die Luminosität fortwährend durch untersetzt aufgenommene Einzelereignisse kontrolliert. Diese Einzelzählrate wurde auf den

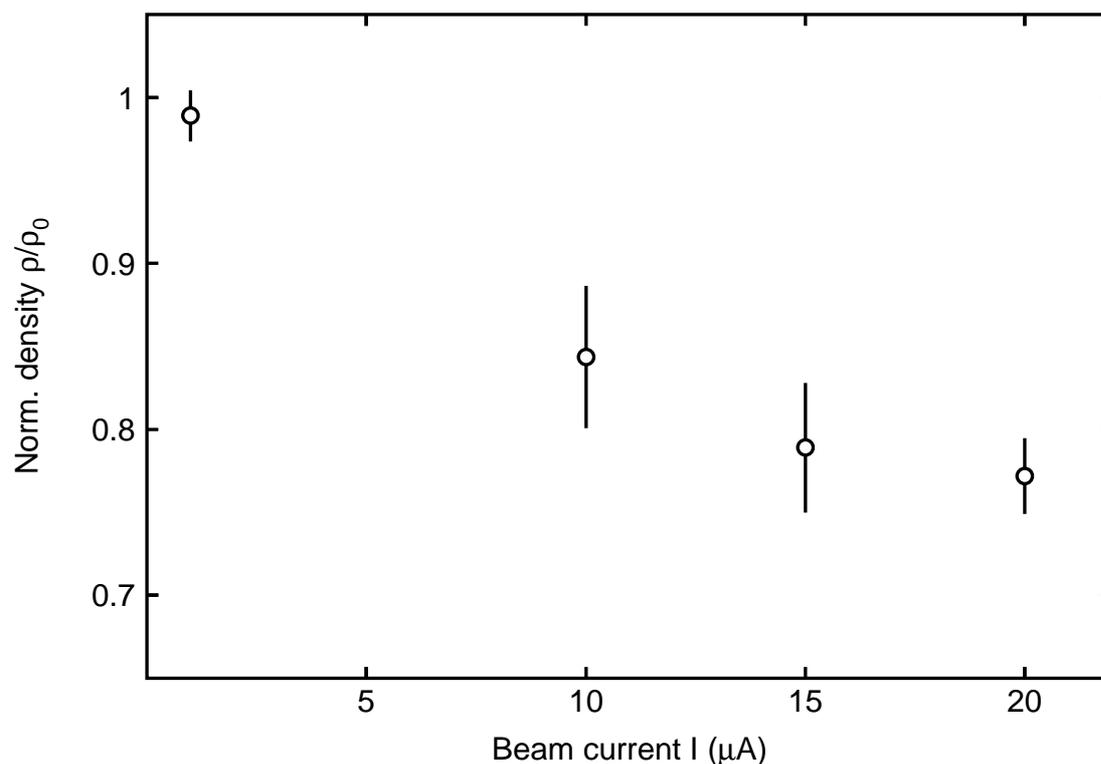


Abb. 5.8: Abhängigkeit der Targetdichte von dem Strahlstrom. Die Daten stammen von einer Testmessung mit  $^4\text{He}$ -Gas. Die Fläche, auf die der Strahlstrom gewedelt wurde, betrug  $7 \times 7 \text{ mm}^2$ . Man erkennt eine starke Reduzierung der Targetdichte schon bei kleinen Strahlströmen.

elastischen Wirkungsquerschnitt normiert, indem bei kleinem Strom ( $\approx 1 \mu\text{A}$ ) in einem ersten Run die elastische Linie und direkt darauf folgend Einzelereignisse bei dem Magnetfeld der Koinzidenzmessung gemessen wurde. Da die Strahlbedingungen während dieses Zeitraums (Strahlstrom und Wedleramplitude) konstant gehalten wurden, sollte die Luminosität bei elastischer und inelastischer Messung nicht variiert haben. Die Stabilität des Strahlstroms wurde mit einem auf der Beschleunigerachse des dritten Mikrotrons sich befindenden HF-Monitors kontrolliert. Die Luminosität wurde aus präzisen gemessenen absoluten elastischen  $^3\text{He}$ -Wirkungsquerschnitten [16, 45] bestimmt. Die elastische Messung wurde mit dem Programm FIT 3.0 [58] ausgewertet und strahlungskorrigiert.

Bei der Messung von untersetzten Einzelereignissen darf die in Kap. 5.3.1 geschilderte Totzeitkorrektur nicht angewendet werden. Während ein Ereignis von der Datenerfassung aufgenommen wird, werden die Einzelereignisse vom Untersetzer weiterhin gezählt. Die Zeit, die bis zum nächsten auszulesenden Ereignis verstreicht, ist nicht mehr statistisch verteilt. Schon bei einem Skalierungsfaktor von 40, dem kleinsten verwendeten, wird der Trigger zur Datenauslese in äquidistanten Abständen generiert, mit nur kleinen Schwankungen um einen Mittelwert. Ist daher die zur Datenerfassung benötigte Zeit deutlich kleiner als die Taktrate der Einzelereignisse, darf eine Korrektur der Computertotzeit und der Triggertotzeit nicht erfolgen, da die in dieser Zeit einlaufenden Ereignisse vom Untersetzer gezählt werden und nicht verlorengehen.

### 5.3.3 Effizienz der Spurdetektoren

Da, wie in Kap. 3.1.4.1 bereits erwähnt, bei einigen kinematischen Einstellungen die VDC's mit verringerter Hochspannung betrieben wurden, mußte deren Effizienz untersucht werden. Zuerst wurde die individuelle Ansprechwahrscheinlichkeit jedes einzelnen Drahtes bestimmt. Für jeden Draht, der von Drähten eingeschlossen wurde, die ein Signal lieferten („Sandwich Methode“), wurde das Ansprechen bzw. Nichtansprechen protokolliert. Aus der über eine Vielzahl ( $> 10^5$ ) von Ereignissen gemittelten Information wurde für jeden eine individuelle Einzeldrahtansprechwahrscheinlichkeit bestimmt. Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in den Abb. 5.9 und 5.10 gezeigt. Werden die VDC's bei ihren Sollspannun-

gen betrieben (hier B mit 6400 V), ist die Einzeldrahtansprehwahrscheinlichkeit ausreichend hoch, um eine Spureffizienz nahe Eins zu erreichen, wie in Abb. 5.9 gezeigt. In der oberen Hälfte ist exemplarisch die mit der „Sandwich“ Methode ermittelte Ansprechwahrscheinlichkeit jedes Drahtes der VDC x1-Ebene von Spektrometer B für als Pionen identifizierte Ereignisse gezeigt. Aus diesen wurde in einer Monte-Carlo Simulation die Spureffizienz bestimmt, die in der unteren Hälfte von Abb. 5.9 aufgetragen ist. Bei Einzeldrahtwahrscheinlichkeiten über 85% ergibt sich eine Spureffizienz von nahe Eins.

Bei der Messung von  $\pi^+$  mußte jedoch die Kammerspannung wegen der Strombelastung durch die hohe (typischerweise 150 kHz) Einzelzählrate der Protonen verringert werden, mit der Folge einer verringerten Einzeldrahtwahrscheinlichkeit.

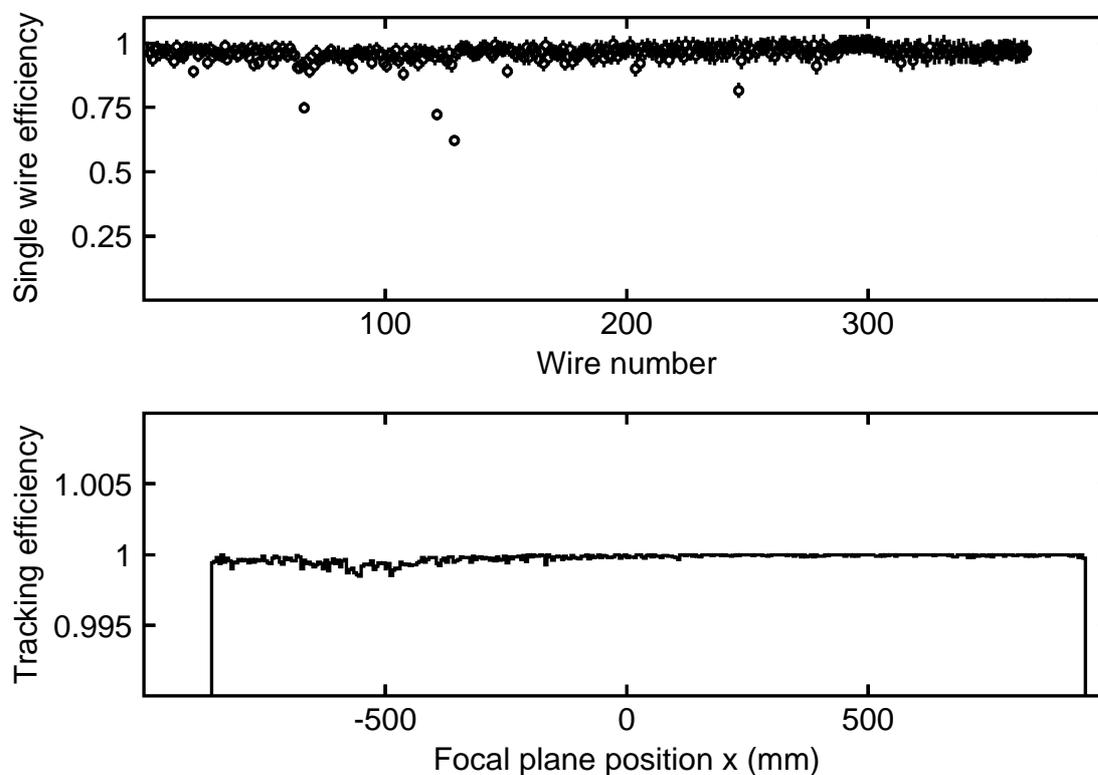


Abb. 5.9: In der oberen Hälfte ist am Beispiel der Drähte der x1-Ebene von Spektrometer B die Einzeldrahtansprehwahrscheinlichkeit bei einer HV von 6400 V für als Pionen identifizierte Ereignisse gezeigt. In der unteren ist das Ergebnis einer Simulation der Detektoransprehwahrscheinlichkeit, unter Verwendung der Einzeldrahtwahrscheinlichkeiten aller Drähte, als Funktion des Orts in der Fokalebene aufgetragen.

Am Beispiel der Kinematik mit der kleinsten Detektoreffizienz ( $E_0 = 855 \text{ MeV}$ ,  $p_{\pi^+} = 376 \text{ MeV}/c$ ) werden in Abb. 5.10 die Folgen auf die Effizienz der Spurrekonstruktion demonstriert. Die VDC's von Spektrometer A wurden dabei bei 6100 V betrieben. Die erreichte Einzeldrahtwahrscheinlichkeit betrug im Mittel nur noch 40%. Die damit simulierte Effizienz der Spurrekonstruktion ist in der unteren Hälfte dargestellt. Sie liegt im Mittel bei 80-90% und variiert beträchtlich mit der Position auf der Fokalebene. Bei großen  $x$  (großen Impulsen) ist der mittlere Durchstoßwinkel durch die VDC-Ebenen flacher, so daß im Mittel mehr Drähte ansprechen und eine Spurrekonstruktion wahrscheinlicher wird. Die Fluktuationen der Detektoreffizienz auf wenigen cm ist auf die Variation der Einzeldrahtwahrscheinlichkeiten der Drähte der  $x_1$ -Ebene zurückzuführen, die genau in der Fokalebene liegt. An Positionen, an denen diese für einige Drähte etwas größer als im Mittel sind, wird eine höhere Spureffizienz erreicht.

Simulationen, bei denen jedem Draht eine über alle Drähte gemittelte Ansprech-

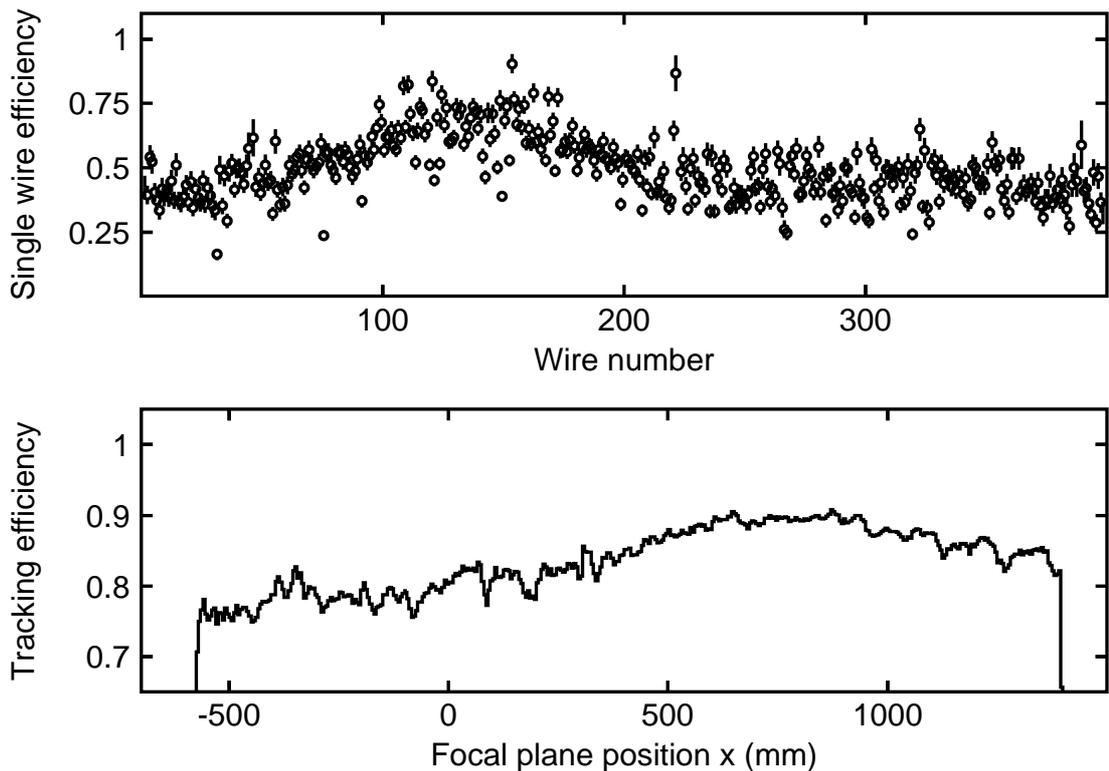


Abb. 5.10: Ansprechwahrscheinlichkeiten für die Spurdetektoren von Spektrometer A bei einer HV von 6100 V. Die Notation ist die gleiche wie in Abb. 5.9.

wahrscheinlichkeit zugewiesen wurde, ergaben geringere Effizienzen als die realistischere mit individuellen Wahrscheinlichkeiten, da in diesem Fall die Bedingung, daß drei Drähte angesprochen haben sollen, leichter erfüllbar ist.

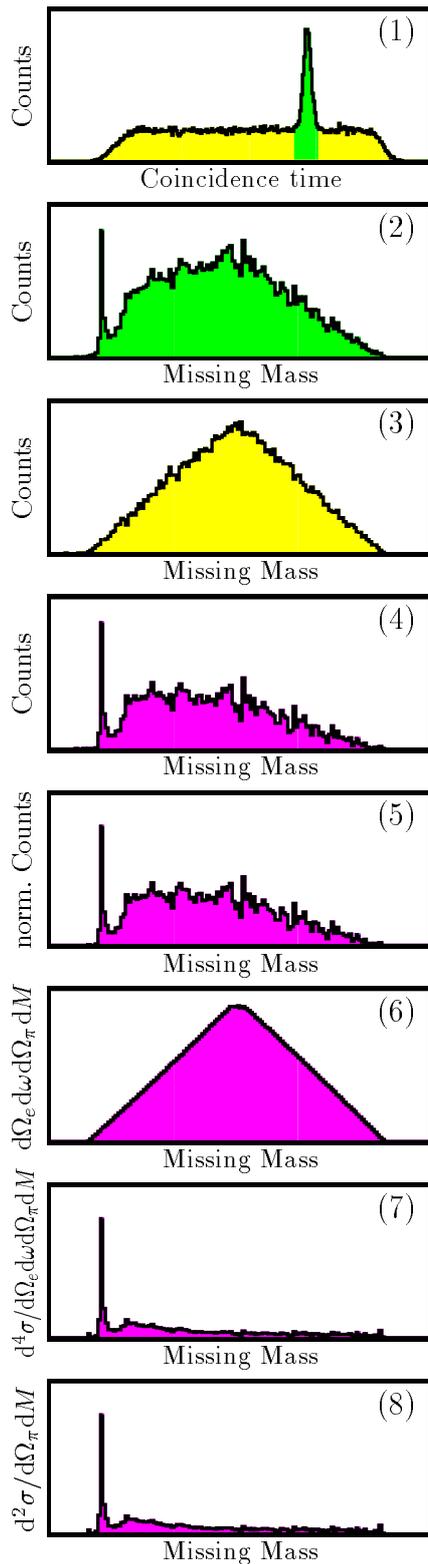
Die in der unteren Hälfte der Abb. 5.10 gezeigte Detektoreffizienz für Pionen wurde für jede Kinematik bestimmt. Für jedes Ereignis wurde eine individuelle Ereignisansprechwahrscheinlichkeit ermittelt und als Korrekturfaktor in der Analyse berücksichtigt.

## 5.4 Erzeugung und Bearbeitung der Histogramme

Die weitere Abfolge der Auswertung läßt sich anhand von Abb. 5.11 beschreiben. Bearbeitet wurden 2-dimensionale Histogramme, in denen Ereignisse als Funktion von „missing mass“  $M$  und Energieübertrag  $\omega$  aufgetragen wurden. Die Darstellung erfolgt in Abb. 5.11 jedoch mit eindimensionalen Histogrammen.

Das in Bild (1) gezeigte Spektrum der korrigierten Koinzidenzzeit beinhaltet alle Ereignisse, die nicht von der in den vorherigen Abschnitten geschilderten Untergrundreduktion, den Schnitten auf die Targetzelle und der Software-Definition der Impulsakzeptanz verworfen wurden. Im Spektrum wurde ein Schnitt auf die Koinzidenzzeitlinie definiert. Ereignisse, die die Bedingung erfüllten, wurden in Spektrum (2) einsortiert, alle anderen Ereignisse, die zufällige Koinzidenzen sind, in Spektrum (3). Dieses Spektrum wurde auf den gleichen Zeitbereich wie Spektrum (2) normiert und von diesem subtrahiert.

Man erhält Spektrum (4), das der Verteilung der echten Koinzidenzen entspricht. Auf dieses Spektrum werden eine Reihe von Operationen angewendet. Die Anzahl der Ereignisse pro Bin wird durch Division der Koinzidenz-Realzeit und der Luminosität (Strahlstrom  $\times$  Massenbelegung des Target) in eine normierte Wahrscheinlichkeit umgerechnet. Die Korrektur der Effizienz der VDC's wird binweise durchgeführt. Die Zerfallswahrscheinlichkeit der Pionen wird aus dem rekonstruierten Impuls und der individuellen Flugzeit im Spektrometer ermittelt



Korrigiertes Koinzidenzspektrum. Es wird ein Schnitt auf den Koinzidenzpeak definiert.

„missing mass“ Spektrum derjenigen Ereignisse, die die obige Schnittbedingung erfüllen.

„missing mass“ Spektrum derjenigen Ereignisse, die die obige Schnittbedingung nicht erfüllen (zufällige Koinzidenzen).

Differenz zwischen (2) und auf den gleichen Zeitbereich normiertem (3). Spektrum der echten Koinzidenzen.

Normierung auf Realzeit, Strahlstrom und Targetdicke. Binweise Korrektur der Detektoreffizienz und des Zerfalls der Pionen.

Auf die Spektrometerakzeptanz normiertes, simuliertes Akzeptanzspektrum (Phasenraumintegral).

Akzeptanzkorrigiertes, vierfach-differentielles Spektrum.

Binweise Division durch den Fluß virtueller Photonen. Zweifach-differentielles Spektrum.

Abb. 5.11: Schematische Darstellung der Auswertung.

und ebenfalls binweise korrigiert. Nach Anwendung dieser Korrekturen wird Spektrum (5) durch das Phasenraumintegral (6), das in einer Monte-Carlo Simulation bestimmt wurde, geteilt. Die Form von Spektrum (6) ergibt sich aus Abb. 4.5 auf S. 43, es ist das auf die „missing mass“ Achse projizierte Spektrum der Einstellung bei mittlerem Pionimpuls ( $307 \text{ MeV}/c$ ), die in der  $\omega$ - $M$  Ebene annähernd gleichmäßig ausgeleuchtet ist. Die Linie am linken Rand des Spektrums (Tritium Grundzustand), die nur eine geringe Akzeptanzwahrscheinlichkeit hat, wird durch die Wichtung relativ zu der breiteren Verteilung (Aufbruchkanäle) stark erhöht. Als Resultat erhält man Spektrum (7), in dem der Eintrag eines Bins dem in  $\omega$ ,  $\Omega_e$ ,  $\Omega_\pi$  und  $M$  vierfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt entspricht. Aus diesem wird in einem letzten Schritt der Einfluß der Elektronenkinematik auf den Wirkungsquerschnitt eliminiert. Dies geschieht wiederum binweise, da für in  $\omega$  unterschiedliche Bins der mittlere „Fluß virtueller Photonen“  $\Gamma_\nu$  leicht verschieden ist.

Die bei gleicher Elektronenkinematik, jedoch unterschiedlichem Pionenimpuls gemessenen individuell normierten Histogramme (8) wurden anschließend addiert (siehe Abb. 4.5 auf S. 43).

## 5.5 Strahlungskorrekturen

Geladene Teilchen verlieren beim Durchgang durch Materie Energie, entweder durch Abstrahlung von Photonen oder durch Ionisation. Es müssen drei unterschiedliche Prozesse berücksichtigt und korrigiert werden.

**Interne Bremsstrahlung** ist die Emission eines Photons im Feld des Targetatoms, an dem auch die untersuchte Reaktion erfolgte. Unter Infrarotbeiträgen versteht man Prozesse, bei denen entweder das Elektron vor oder nach dem Streuprozeß oder das erzeugte Teilchen ein reelles Photon emittiert. Da dessen Energie in einem Energie- oder Massenbilanzspektrum unberücksichtigt bleibt, wird der Wirkungsquerschnitt zu höheren Energien verschoben (Strahlenschwanz). Die Änderung des Viererimpulsübertrags bei

Emission eines virtuellen Photons vor und Reabsorption nach den Streuprozeß wird durch die Vertexkorrektur berücksichtigt. Ein weiterer Term korrigiert die Änderung der effektiven Kopplung durch Vakuumpolarisation des zwischen Elektron und Target ausgetauschten virtuellen Photons. Diese Korrekturen gehen auf eine Arbeit von Schwinger [59] und Erweiterungen von Tsai [60] zurück.

**Externe Bremsstrahlung** ist die Emission eines reellen Photons im Feld eines anderen Targetatoms. Erfolgt diese vor der Reaktion, wird dem Elektron beim Streuprozeß ein falscher Impulsvektor zugewiesen. Die Korrekturen werden nach dem Formalismus von Mo und Tsai [61] durchgeführt, die auf Arbeiten von Bethe und Heitler [62] zurückgriffen.

**Ionisation** der Targetatome durch das Elektron entlang seiner Flugbahn führt ebenfalls zu einer Änderung des Impulsvektors beim Streuprozeß. Da diese

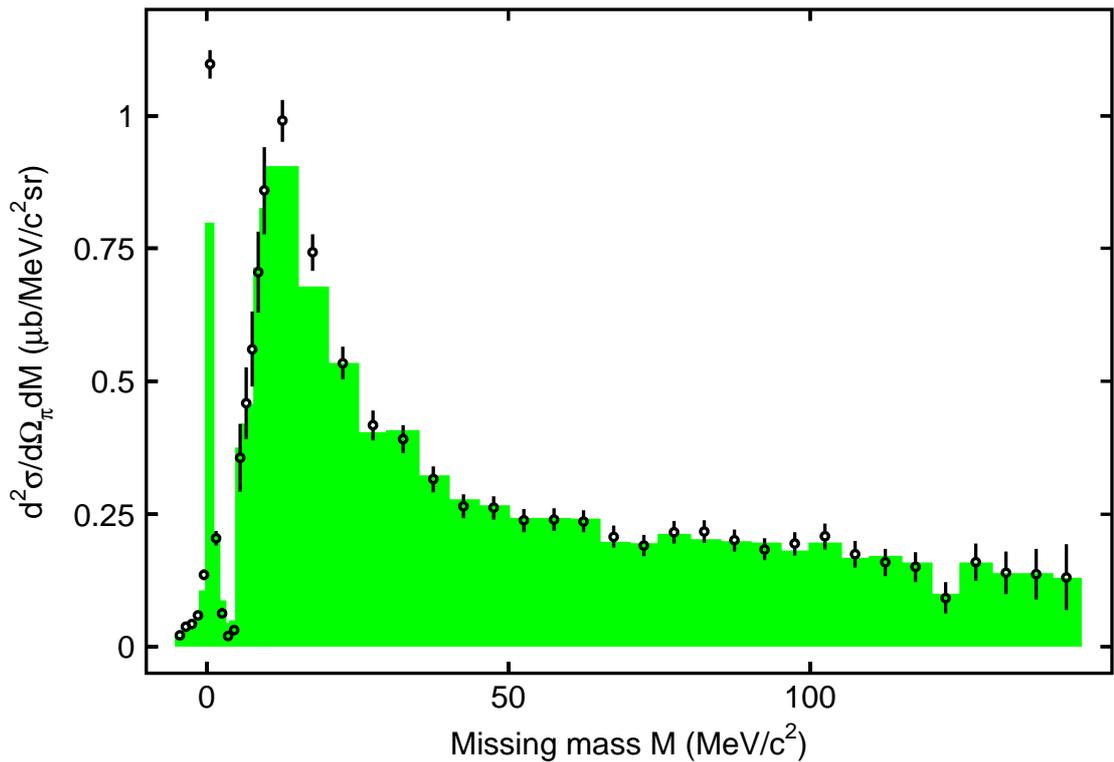


Abb. 5.12: Mit `radcor` strahlungsentfaltetes Spektrum (Symbole) und Rohspektrum (schattiert). Die Tritiumlinie wurde mit einem Faktor von 0.1 multipliziert.

hier jedoch durch eine Serie von Streuprozessen verursacht wird, muß eine andere Korrektur angewandt werden, die auf Landau [63] zurückgeht.

Diese Korrekturen an das gemessene Spektrum wurden von dem Programm `radcor` [57] ausgeführt. Da dieses für Spektren geschrieben wurde, bei denen „missing momentum“ gegen „missing energy“ aufgetragen ist, mußte es für die Korrektur in einer  $\omega$ - $M$  Ebene modifiziert werden (`radcor.Em` [64]).

Der Effekt der Strahlungsentfaltung auf das Spektrum wird in Abb. 5.12 am Beispiel eines  $\pi^+$  Spektrum demonstriert.

## 6 Ergebnisse und Interpretation

Mit den in Kap. 5 beschriebenen Korrekturen können Histogramme erstellt werden, in denen der Wirkungsquerschnitt zweidimensional als Funktion des Energieübertrags  $\omega$  und der „missing mass“  $M$  abgelegt ist. Von diesen Histogrammen, deren ausgeleuchtetes Gebiet für die 855 MeV Kinematik bereits in Abb. 4.5 auf S. 43 gezeigt wurde, werden durch Projektion auf die jeweilige Achse eindimensionale Spektren des differentiellen Wirkungsquerschnitts als Funktion von  $M$  oder  $\omega$  erzeugt.

In Abb. 6.1 wird der zweifach-differentielle Wirkungsquerschnitt, gemessen bei einer Strahlenergie von 855 MeV, sowohl für  $\pi^+$  (hell schattiert) als auch für  $\pi^-$  (dunkel) gezeigt. Auffällig ist die unterschiedliche Form der Spektren. Bei der

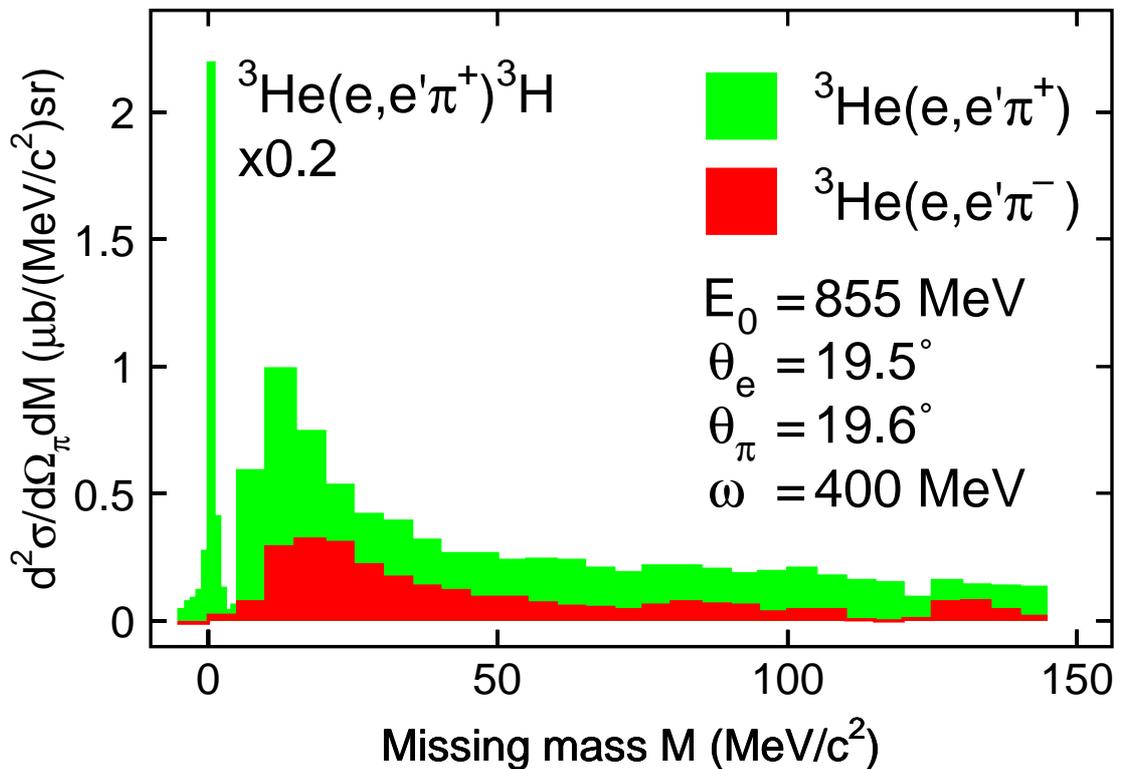


Abb. 6.1: Zweifach-differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion von  $M$  bei einer Strahlenergie von  $E_0 = 855 \text{ MeV}$ . Hell schattiert ist das Spektrum der  ${}^3\text{He}(e, e'\pi^+){}^3\text{H}$ , dunkel der  ${}^3\text{He}(e, e'\pi^-){}^3\text{H}$  Reaktion. Die schmale Linie bei  $M = 0 \text{ MeV}/c^2$  ist der gebundene Zustand des Restkerns, Tritium. Sie wurde mit einem Faktor von 0.2 skaliert.

Produktion der Pionen besteht der nicht beobachtete Endzustand aus zwei Neutronen und einem Proton. Die schmale Linie bei  $M = 0 \text{ MeV}/c^2$  ist der gebundene Zustand dieses Systems, Tritium. Aus ihm kann die „missing mass“ Auflösung der Koinzidenzanordnung für diese Strahlenergie zu 780 keV (FWHM) abgeleitet werden, die bei den drei anderen noch übertroffen wurde (500 keV bei 555 MeV). Tritium besitzt keine gebundenen Zustände. Als Reaktionskanäle kommen daher nur der Aufbruch in  $nd$  (Schwelle  $6.3 \text{ MeV}/c^2$ ) bzw.  $nnp$  (Schwelle  $8.5 \text{ MeV}/c^2$ ) in Frage. Die Aufbruchschwelle ist bei ca.  $5 \text{ MeV}/c^2$  deutlich zu erkennen. Beide Kanäle bilden ein Kontinuum und sind daher nicht voneinander zu trennen. Der Wirkungsquerschnitt zeigt ein Maximum bei ca.  $10 \text{ MeV}/c^2$  und fällt bei größeren „missing mass“ ab. Dieses Verhalten kann in erster Näherung durch den den Fragmenten zur Verfügung stehenden Phasenraum erklärt werden.

Bei der Produktion von  $\pi^-$  tritt kein gebundener Zustand auf. Man erkennt daher das Spektrum eines reinen Aufbruchs mit einer auf den „missing mass“ Nullpunkt (Tritiummasse) bezogenen Schwelle von 5.9 MeV. In Kap. 6.1 werden die Aufbruchkanäle genauer untersucht und mit Rechnungen des Vielfachstreumodells verglichen. Aus den bei drei verschiedenen Polarisierungen des virtuellen Photons  $\epsilon$  bestimmten Wirkungsquerschnitten wurden in einer Rosenbluth-Separation die transversalen und longitudinalen Anteile bestimmt. Eine Diskussion des Anteils der Reaktion  ${}^3\text{He}(e, e'\pi^+){}^3\text{H}$  erfolgt in Kap. 6.2. Zum Abschluß werden erste, vorläufige Daten eines kürzlich durchgeführten Dreifachkoinzidenzexperimentes der Form  ${}^3\text{He}(e, e'\pi^+p){}^3\text{H}$  gezeigt. Eine detaillierte Analyse dieser Daten wird in Ref. [15] erfolgen.

## 6.1 Die Reaktionen ${}^3\text{He}(e, e'\pi^+)nd, nnp$ und ${}^3\text{He}(e, e'\pi^-)ppp$

### 6.1.1 Differentieller Wirkungsquerschnitt

Abb. 6.2 zeigt den vollständigen Satz der gemessenen Kinematiken für die Aufbruchkanäle. Die Spektren für  $\pi^+$  sind hell, die für  $\pi^-$  dunkel dargestellt. Man

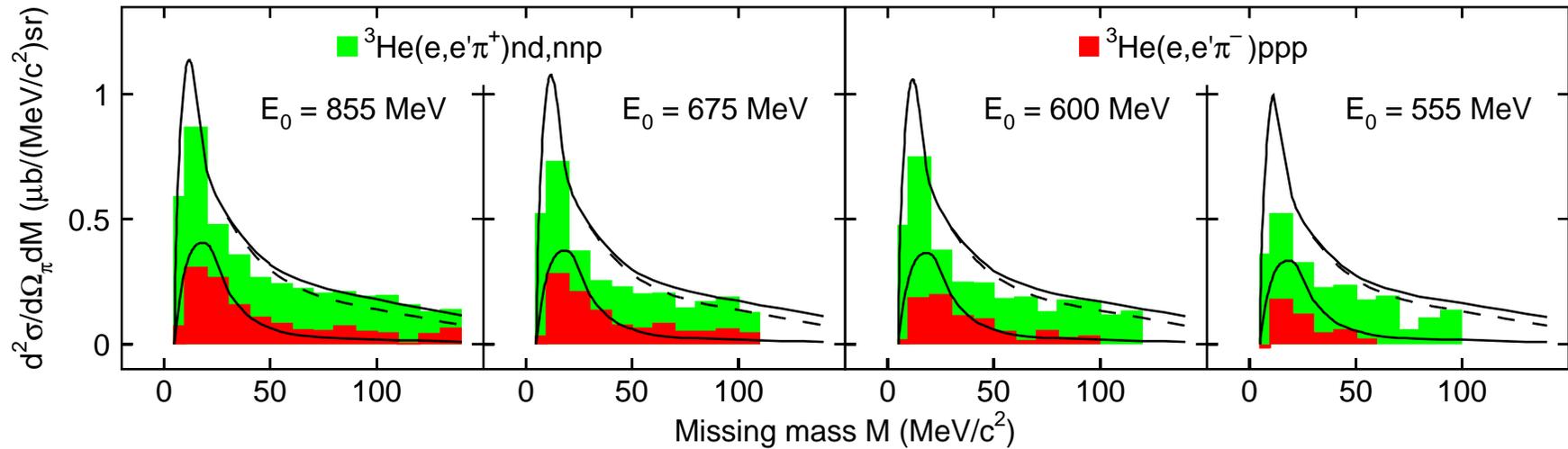


Abb. 6.2:  $^3\text{He}(e, e'\pi^\pm)$  Wirkungsquerschnitte für die in Tab. 4.1 auf S. 39 gezeigten kinematischen Einstellungen. Der Zweikörper-Endzustand  $t\pi^+$  wird nicht gezeigt. Die durchgezogenen Linien sind Vorhersagen des Vielfachstreumodells. Im  $\pi^+$  Kanal wurden die Rechnungen mit einem Faktor von 0.7 skaliert. Der Unterschied zwischen der gestrichelten und der durchgezogenen Linie demonstriert den Beitrag präformierter  $\Delta$ 's.

erkennt die Konsistenz der gemessenen Daten. Ein genereller Trend eines Abfalls des Wirkungsquerschnitts zu kleineren Strahlenergien, also auch zum kleineren  $\epsilon$ , ist ein Hinweis auf einen von Null verschiedenen longitudinalen Anteil. Die Daten werden mit Vorhersagen des mikroskopischen Modells (durchgezogene Linien) verglichen. Dieses, das schon bei der Beschreibung der Photoproduktion von Pionen an  ${}^3\text{He}$  [65] erfolgreich war, kann die Form und die absolute Größe des Wirkungsquerschnitts gut wiedergeben. Im Falle für  $\pi^+$  wurden die Rechnungen mit einem Faktor von 0.7 skaliert. Der Unterschied zwischen der gestrichelten und der durchgezogenen Linie demonstriert den Einfluß der  $\Delta$ -Beimischung auf die Vorhersagen des Modells. Ein detaillierterer Vergleich zwischen Daten und Theorie soll jedoch anhand einer halb-logarithmischen Auftragung des Wirkungsquerschnitts erfolgen. In Abb. 6.3 wird der zweifach-differentielle Wirkungsquerschnitt für  $\pi^-$  Produktion bei  $E_0 = 855 \text{ MeV}$  gezeigt. Die Übereinstimmung zwischen Daten und Modell bezüglich des integralen Wirkungsquerschnitts und der Form, die sich bereits in der linearen Darstellung andeutete, ist hervorragend. Die grobe Struktur des Spektrums wird durch den den drei Protonen zur Verfügung stehenden Phasenraum, der durch Pauli-Effekte stark eingeschränkt ist, bestimmt. Der integrale Wirkungsquerschnitt ist einen Faktor 5 kleiner als der am freien Nukleon [66]. Diese Reduktion wird vom Vielfachstreumodell wiedergegeben. Eine PWBA-Rechnung (plane wave Born approximation), als gestrichelte Linie dargestellt, gibt den Wirkungsquerschnitt nur bei kleinen  $M$  wieder, unterschätzt ihn jedoch bei hohen  $M$  um eine Größenordnung. Das vollständige Modell berücksichtigt, im Gegensatz zur PWBA-Rechnung, nicht nur die in Abb. 2.3 auf S. 13 gezeigten elementaren Pionproduktionsdiagramme, sondern auch Endzustandswechselwirkung von Pion bzw. Nukleon (Abb. 2.5 auf S. 15). Streuung des Pions an einem Nukleon, die von der  $\Delta$ -Resonanz dominiert wird, verschiebt Stärke von niedrigen zu hohen  $M$ . Der Wirkungsquerschnitt bei kleinen  $M$  wird erniedrigt und führt zu einem starken Anwachsen des Wirkungsquerschnitts bei  $M$  größer  $60 \text{ MeV}/c^2$ . Es ist erstaunlich, daß das Vielfachstreumodell, das FSI als eine Serie von einzelnen Streuprozessen beschreibt, in der Lage ist, dieses Verhalten so gut zu beschreiben.

Bei der Produktion von  $\pi^+$  sind drei Endzustände möglich, der gebundene Zu-

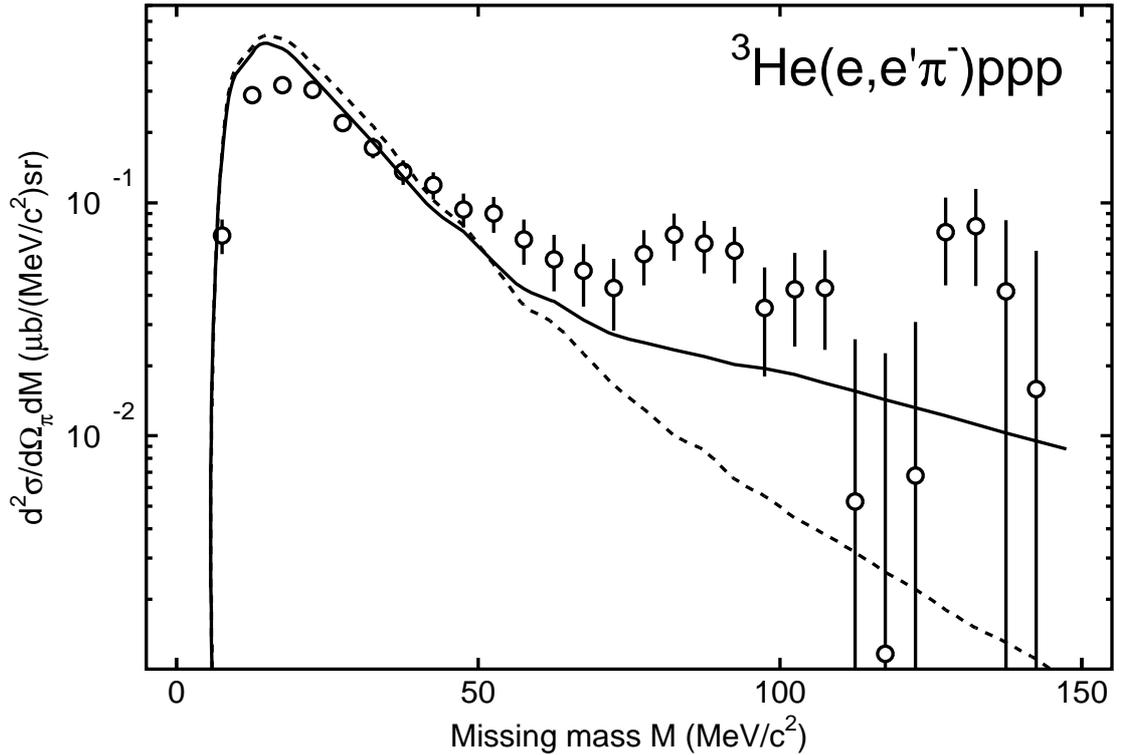


Abb. 6.3: Aufgetragen ist der zweifach-differentielle Wirkungsquerschnitt in der Reaktion  ${}^3\text{He}(e, e'\pi^-)ppp$ . Die Daten (Symbole) wurden bei einer Strahlenergie von 855 MeV aufgenommen. Die Linien sind Rechnungen des Vielfachstreumodells. Gestrichelt dargestellt ist eine PWBA-Rechnung, durchgezogen das Ergebnis einer Rechnung, die Endzustandswechselwirkung des Nukleons und des Pions beinhaltet.

stand Tritium und der Aufbruch in  $nd$  oder in  $nnp$ . Das „missing mass“ Spektrum ist in Abb. 6.4 halb-logarithmisch dargestellt, um die Aufbruchkanäle besser studieren zu können. Das Kontinuum wird von dem Aufbruch in  $nd$  (lange Striche) dominiert. Die Konzentration von Wirkungsquerschnitt bei  $M \approx 10 \text{ MeV}/c^2$  wird durch die FSI von Neutron und Deuteron verursacht. Die starke S-Wellen-Endzustandswechselwirkung führt zu einer Fokussierung im Phasenraum des Endzustands und schiebt Stärke zu kleineren  $M$ . Der Aufbruch in drei Nukleonen (kurze Striche) liefert demgegenüber nur einen kleinen Beitrag. Der Wirkungsquerschnitt ist sogar kleiner als derjenige des  $\pi^-ppp$  Endzustands. Ursache sind die beiden anderen möglichen Endzustände, welche die Übergangswahrscheinlichkeit in den Vier-Körper-Endzustand verringert. Die durchgezogene Linie ist die Summe bei-

der Aufbruchkanäle. Der auf präformierte  $\Delta$ 's (die Diagramme sind in Abb. 2.4 auf S. 14 gezeigt) zurückzuführende Anteil des Wirkungsquerschnitt wird durch den schraffierten Bereich angedeutet. Er stammt allein vom Anteil des Aufbruchs in drei Nukleonen. Ein  $\Delta$  kann nur bei der Streuung zweier Nukleonen, die sich in einem  $T = 1$  Zustand befinden, erzeugt werden [66]. Da jedoch das Deuteron ein  $T = 0$  Zustand ist und der Isospin in der starken Wechselwirkung erhalten bleibt, muß der Aufbruch in drei Nukleonen erfolgen.

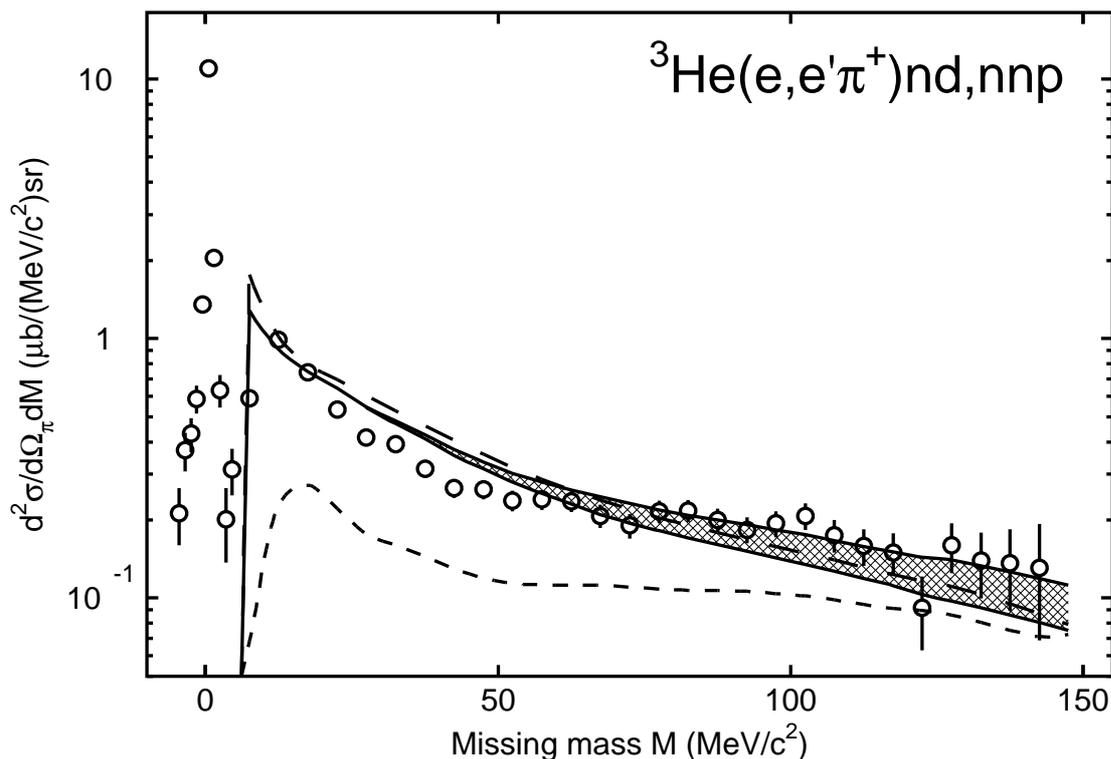


Abb. 6.4: Zweifach-differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion  ${}^3\text{He}(e, e'\pi^+)$ . Die Daten (Symbole) wurden bei einer Strahlenergie von 855 MeV aufgenommen. Die Linien sind Rechnungen des Vielfachstreumodells. Gestrichelt dargestellt sind die Beiträge der beiden Aufbruchkanäle in  $nd$  (lange Striche) und  $nnp$  (kurze), wobei diese Rechnung Diagramme präformierter  $\Delta$ 's enthält. Die Summe beider Beiträge ist als durchgezogene Linie dargestellt. Sie wurde mit einem Faktor von 0.7 skaliert, um die hervorragende Beschreibung der Form des Spektrums durch das Modell zu belegen. Der schattierte Bereich demonstriert den Beitrag präformierter  $\Delta$ 's zum Wirkungsquerschnitt.

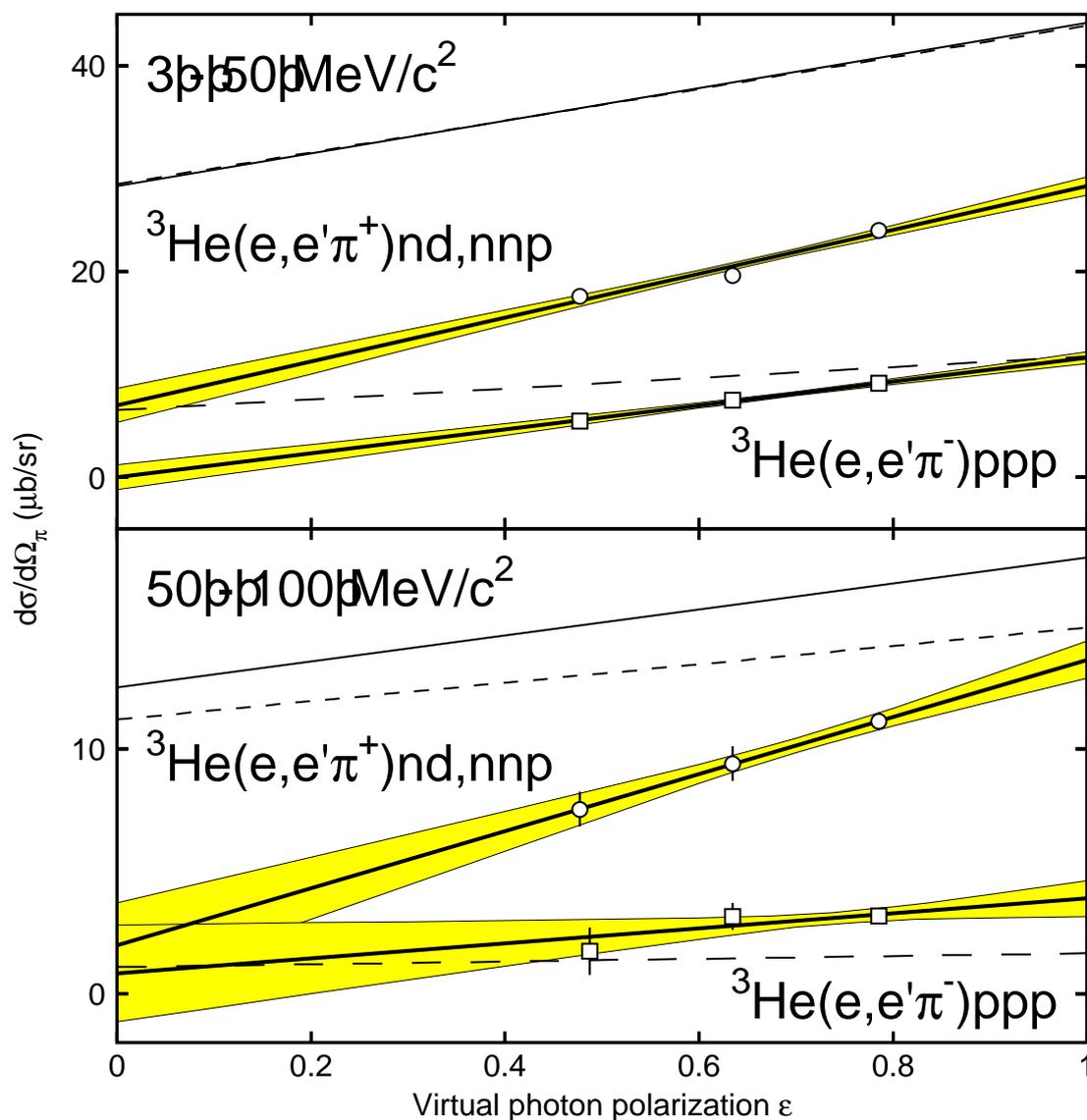
Der Beitrag präformierter  $\Delta$ 's zum Wirkungsquerschnitt beträgt, nach den Modellrechnungen, im Bereich von  $M \approx 100 \text{ MeV}/c^2$  ca. 25% und steigt zu noch größeren  $M$  weiter an. Daher erscheint dieser Bereich des Spektrum als geeignet, den Anteil der  $\Delta$ 's zu bestimmen. Wie jedoch am Beispiel des  $\pi^- ppp$  Kanals demonstriert wurde, ist in diesem Bereich der Beitrag der Pion-Nukleon Endzustandswechselwirkung dominant. Im Falle der  $\pi^-$  wird der Wirkungsquerschnitt in diesem Bereich um einen Faktor 2 unterschätzt, bei  $\pi^+$  leicht überschätzt (man beachte, das der  $\pi^+$  Wirkungsquerschnitt mit einem Faktor von 0.7 skaliert wurde).

Ohne eine genaue Kenntnis dieser Prozesse ist daher eine Extraktion des Anteils der  $\Delta$ 's aus einer Messung des Wirkungsquerschnitts nicht möglich. Wie eingangs erwähnt, ist jedoch der longitudinale Kanal sensitiver auf den „knock-out“ eines  $\Delta$ 's. Es ist jetzt zum ersten Mal gelungen, den Wirkungsquerschnitt in einem  $(e, e'\pi)$  Experiment an  $^3\text{He}$  in seine longitudinalen und transversalen Anteile zu zerlegen.

### 6.1.2 L-T Separation

Der Zweifach-differentielle Wirkungsquerschnitt wurden bei drei verschiedenen Polarisierungen des virtuellen Photons  $\epsilon$  (Tab. 4.1 auf S. 39) gemessen. Dabei wurde ein „missing mass“ Bereich von 0-100  $\text{MeV}/c^2$  überdeckt. Dieser wurde in zwei Bereiche aufgeteilt. Der erste umfaßt kleine „missing mass“  $M$  (3-50  $\text{MeV}/c^2$ ), der zweite integriert von 50-100  $\text{MeV}/c^2$ . Der resultierende einfach-differentielle Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\Omega_\pi$  für beide Bereiche ist in Abb. 6.5 als Funktion von  $\epsilon$  aufgetragen, in der oberen Hälfte für kleine  $M$ , in der unteren für die größeren. Die Daten für  $\pi^+$  sind als Kreise, die für  $\pi^-$  als Quadrate dargestellt. Die Anpassung einer Geraden an den gemessenen Wirkungsquerschnitt liefert nach Gl. (2.16) aus dem Achsenabschnitt für  $\epsilon = 0$  den transversalen  $d\sigma_T/d\Omega_\pi$  und aus der Steigung der Geraden den longitudinalen Anteil  $d\sigma_L/d\Omega_\pi$ . Das Resultat der Anpassung ist die fett gedruckte Linie, das Fehlerband ist als schattierter Bereich eingezeichnet. Die numerischen Werte findet man in Tab. 6.1.

Das zentrale Ergebnis dieses Experiments ist der überraschend große longitudi-



**Abb. 6.5:** Einfach-differentieller Wirkungsquerschnitt, integriert über einen „missing mass“ Bereich von 3-50 MeV<sup>2</sup> (oben) bzw. von 50-100 MeV<sup>2</sup> (unten), für die Reaktion  ${}^3\text{He}(e, e'\pi^+)nd, nnp$  (Kreise) bzw.  ${}^3\text{He}(e, e'\pi^-)ppp$  (Quadrate). Die Resultate einer Anpassung einer Geraden an die Daten sind als fettgedruckte Linien wiedergegeben. Die Unsicherheit der Anpassung wird von dem schattierten Fehlerband beschrieben. Die dünnen Linien sind Ergebnisse des Vielfachstreumodells:  $\pi^+$  (durchgezogen),  $\pi^+$  ohne präformierte  $\Delta$ 's (kurze Striche) und  $\pi^-$  (lange Striche).

Tab. 6.1: Separierte differentielle Wirkungsquerschnitte, integriert über „missing mass“ von 3-50 MeV<sup>2</sup> bzw. 50-100 MeV<sup>2</sup>. Die Buchstaben L und T stehen für  $d\sigma_L/d\Omega_\pi$  bzw.  $d\sigma_T/d\Omega_\pi$ . Die Ergebnisse der Geradenanpassung stehen in den mit „Exp“ überschriebenen Spalten. Angegeben ist der unkorrelierte Fehler, in Klammern der korrelierte. In den Spalten „Th“ sind die Resultate des Vielfachstreumodells, bei  $\pi^+$  getrennt für das Modell mit und ohne präformierte  $\Delta$ 's.

	$d\sigma/d\Omega_\pi$ ( $\mu\text{b}/\text{sr}$ )				$M$ (MeV/ $c^2$ )	
	$\pi^+$		$\pi^-$			
	Exp	Th	Exp	Th		
		mit $\Delta$	ohne $\Delta$			
L	21.3 $\pm$ 0.5( $\pm$ 2.5)	15.8	15.4	11.6 $\pm$ 0.3( $\pm$ 1.8)	5.25	
T	7.0 $\pm$ 0.3( $\pm$ 1.7)	28.3	28.5	0.0 $\pm$ 0.2( $\pm$ 1.2)	6.51	3-50
L/T	3.0 $\pm$ 0.2	0.56	0.54	>8	0.81	
L	11.7 $\pm$ 0.4( $\pm$ 2.5)	5.3	3.8	3.0 $\pm$ 0.3( $\pm$ 2.7)	0.56	
T	2.0 $\pm$ 0.3( $\pm$ 1.8)	12.5	11.2	0.8 $\pm$ 0.2( $\pm$ 2.0)	1.09	50-100
L/T	5.9 $\pm$ 1.1	0.42	0.34	3.8 $\pm$ 1.3	0.51	

nale Wirkungsquerschnitt, der den transversalen deutlich übersteigt. Letzterer ist beim  $\pi^-ppp$  Endzustand sogar mit Null verträglich. Das L/T Verhältnis für  $\pi^+$  hat einen Wert von ca. 3 bei kleinen und 6 bei größerem  $M$ . Die Vorhersagen des Modells sind als dünne Linien eingezeichnet. Die durchgezogene (unter Berücksichtigung präformierter  $\Delta$ 's) und die kurz gestrichelte Linie beziehen sich auf  $\pi^+$ , die lang gestrichelte auf  $\pi^-$ . Die longitudinalen Wirkungsquerschnitte werden vom Modell unterschätzt. Die Abweichung beträgt jedoch maximal einen Faktor 2, so daß man von einer Übereinstimmung sprechen kann. Der transversale Wirkungsquerschnitt wird jedoch mit einem Faktor 4 deutlich überschätzt.

Der transversale Anteil wird dominiert von der  $\Delta$ -Resonanz, der longitudinale von dem Pion-Pol-Term (Diagramme e bzw. b in Abb. 2.3 auf S. 13). Die Stärke dieser Diagramme wird durch FSI des Pions (Diagramme 4 bzw. 9 in Abb. 2.5) zu höheren  $M$  geschoben und dominiert den dortigen Wirkungsquer-

schnitt. Das Modell sagt bei höheren  $M$  ein kleineres L/T Verhältnis voraus, sowohl in der Rechnung mit als auch ohne präformierte  $\Delta$ 's. Im Gegensatz dazu zeigen die Daten ein Ansteigen des Verhältnisses bei größeren  $M$ . Dies ist ein Beleg für zusätzliche longitudinale Pionproduktionsmechanismen. Es ist jedoch nicht schlüssig, dies dem „knock-out“ von  $\Delta$ 's — ein Beitrag von  $1.5 \mu\text{b}/\text{sr}$  zum longitudinalen Wirkungsquerschnitt und von  $1.3 \mu\text{b}/\text{sr}$  zum transversalen im Bereich von  $50\text{-}100 \text{ MeV}/c^2$  „missing mass“ — zuzuschreiben. Eine andere mögliche Interpretation betrifft den  $nd$  Aufbruchkanal. In der Vorhersage des Modells ist er dominant transversal ( $d\sigma_{\text{T}}/d\Omega_{\pi} = 23.6 \mu\text{b}/\text{sr}$  bzw.  $d\sigma_{\text{L}}/d\Omega_{\pi} = 12.1 \mu\text{b}/\text{sr}$  für  $M = 3\text{-}50 \text{ MeV}/c^2$  und  $8.8 \mu\text{b}/\text{sr}$  bzw.  $2.9 \mu\text{b}/\text{sr}$  für  $50\text{-}100 \text{ MeV}/c^2$ ). Das zum dominanten Pionproduktionsdiagramm im  $nd$  Kanal antisymmetrische (Diagramme 1 bzw. 2 in Abb. 2.5), das zu einer Verringerung des Wirkungsquerschnitt führen sollte, ist im Modell noch nicht enthalten.

### 6.1.3 Verhältnis der $\pi^+/\pi^-$ Wirkungsquerschnitte

Eine weitere Möglichkeit, Zugang zur  $\Delta$ -Beimischung zu erhalten, wurde von Lipkin und Lee [14] vorgeschlagen. In einem einfachen Modell, das weder nichtresonante Beiträge (Born-Terme mit dem in paralleler Kinematik dominanten Pion-Pol-Term) noch Endzustandswechselwirkung berücksichtigte, untersuchten sie das Verhältnis der verschiedenen Ladungszustände der Pionen in der Elektroproduktion. Isospinargumente führten zu einem Verhältnis von 2:6:1 für  $\pi^+:\pi^0:\pi^-$  bei einem lediglich aus Nukleonen aufgebautem  ${}^3\text{He}$ -Kern. Präformierte  $\Delta$ 's führen nur zu Beiträgen zum  $\pi^+$  und  $\pi^0$  Wirkungsquerschnitt, da ein  $\Delta^-$  im Grundzustand des  ${}^3\text{He}$  nicht vorkommt und ein  $\Delta^0$  nicht ausgestoßen werden kann, unter der Annahme einer Kopplung des Photons an ein  $\Delta$ , die proportional zu dessen Ladung ist. Daher wurde ein zusätzlicher Beitrag zum  $\pi^+/\pi^-$  Verhältnis, der proportional zur Wahrscheinlichkeit, ein  $\Delta$  zu finden, sein sollte, erwartet.

Abb. 6.6 zeigt das Verhältnis des  $\pi^+/\pi^-$  Wirkungsquerschnitts als Funktion der „missing mass“. Das Verhältnis zeigt eine Struktur. Es ist sehr groß bei kleinen  $M$ , fällt dann bis zu einem Minimum bei ca.  $25 \text{ MeV}/c^2$  ab, um dann wieder zu größeren  $M$  hin anzusteigen. Das große Verhältnis bei kleinen  $M$  ist auf den  $nd$  Kanal zurückzuführen, der kein Gegenstück im  $\pi^-$  Kanal besitzt. Der Anstieg bei

höheren  $M$  hat eine andere Ursache. Bei kleinen  $M$  dominieren Diagramme, bei denen das produzierte Pion den Atomkern ohne Wechselwirkung mit einem anderen Nukleon verläßt. Der Wirkungsquerschnitt bei großen  $M$  wird dagegen auf die Endzustandswechselwirkung des Pions zurückgeführt. Ein Anstieg des Verhältnisses ist ein Hinweis auf eine stärkere FSI im  $\pi^+$  Kanal. Diese Ansicht wird von Dillon [67] unterstützt. In seinem Modell, das wie das von Lipkin und Lee auf Isospinargumenten basiert, betrachtete er die Streuung von Pionen in Kernmaterie, wobei er von der Annahme ausging, das diese über die Erzeugung von  $\Delta$ 's geschieht. Er fand bei  ${}^3\text{He}$ , daß bei einer unendlichen Anzahl von Streuprozessen das  $\pi^+/\pi^-$  Verhältnis gegen einen Wert von 4.2 konvergiert, unabhängig vom Pionproduktionsverhältnis im Eingangskanal. Dabei wurden Absorptionsprozesse, die in einem Drei-Nukleonen-System ca. 10% betragen [68], nicht berücksichtigt. Das Verhältnis ändert sich durch ein Ungleichgewicht im Ladungsaustauschpro-

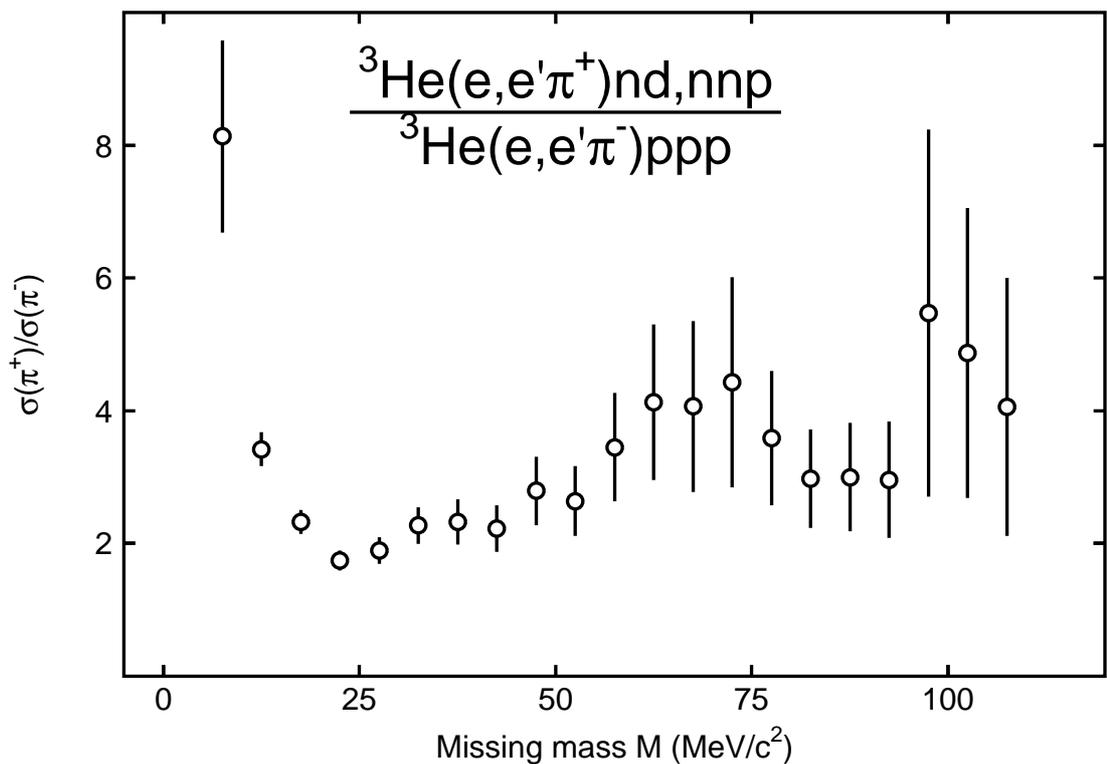


Abb. 6.6: Das Verhältnis des  $\pi^+$  und  $\pi^-$  Produktionswirkungsquerschnitte bei  $E_0 = 855 \text{ MeV}$  als Funktion der „missing mass“. Die Form dieses Spektrums und die Größe des differentiellen Wirkungsquerschnitts ist unabhängig vom gewählten Bereich des Energieübertrags  $\omega$ .

zeß  $\pi^- \leftrightarrow \pi^0$  bzw.  $\pi^0 \leftrightarrow \pi^+$ . Ein Verhältnis von 2, wie es von Lipkin und Lee wegen der Isospinsymmetrie angenommen wurde, wurde bei nur einer Streuung jedes Pions bereits zu 3.6 modifiziert. Im  $\pi^+$  Kanal erwartet man daher mehr Anteile bei hohem  $M$ , die auf FSI des Pions zurückzuführen sind. Dies ist ein weiterer Beleg, daß ein Verständnis der FSI zur Beschreibung der Elektroproduktion von Pionen an  ${}^3\text{He}$  notwendig ist.

Eine Interpretation des  $\pi^+/\pi^-$ -Wirkungsquerschnittverhältnisses im Sinne von Lipkin und Lee ist daher nicht möglich. In ihrem Modell ist ein Verhältnis  $\neq 2$  ein Hinweis auf präformierte  $\Delta$ 's. Es hat sich aber gezeigt, das dieses nicht nur vom Eingangskanal — in dem das Verhältnis übrigens auch nicht 2 sein muß —, sondern auch von der Endzustandswechselwirkung der Pionen abhängt. Es wurde allerdings in Ref. [14] bereits darauf hingewiesen, das für eine glaubwürdige Interpretation der Beitrag der FSI, als auch der der nichtresonanten Beiträge, im Rahmen eines Modells berechnet werden müssen.

## 6.2 Die Reaktion ${}^3\text{He}(e, e'\pi^+){}^3\text{H}$

Die Wellenfunktionen der Drei-Nukleonen-Systeme  ${}^3\text{He}$  und  ${}^3\text{H}$  sind aus Lösungen der Fadeev-Gleichungen mit realistischen Nukleon-Nukleon Potentialen genau bekannt. Daher spielen Unsicherheiten der Kernstruktur in der Reaktion  ${}^3\text{He}(e, e'\pi^+){}^3\text{H}$  keine Rolle, so daß die grundlegenden Reaktionsmechanismen und ihre Modifikation durch das nukleare Medium besonders gut studiert werden können. In Abb. 6.7 ist der bei drei verschiedenen Polarisierungen des virtuellen Photons  $\epsilon$  gemessene differentielle Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\Omega_\pi$  für die Reaktion  ${}^3\text{He}(e, e'\pi^+){}^3\text{H}$  als Funktion von  $\epsilon$  aufgetragen. Das Resultat einer Anpassung ist als durchgezogene Linie, das Fehlerband als schattierter Bereich eingezeichnet. Die numerischen Werte finden sich in Tab. 6.2. Innerhalb der Fehler der Anpassung sind transversaler und longitudinaler Wirkungsquerschnitt von gleicher Größe.

Zur Zeit wird ein Modell zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts in der Re-

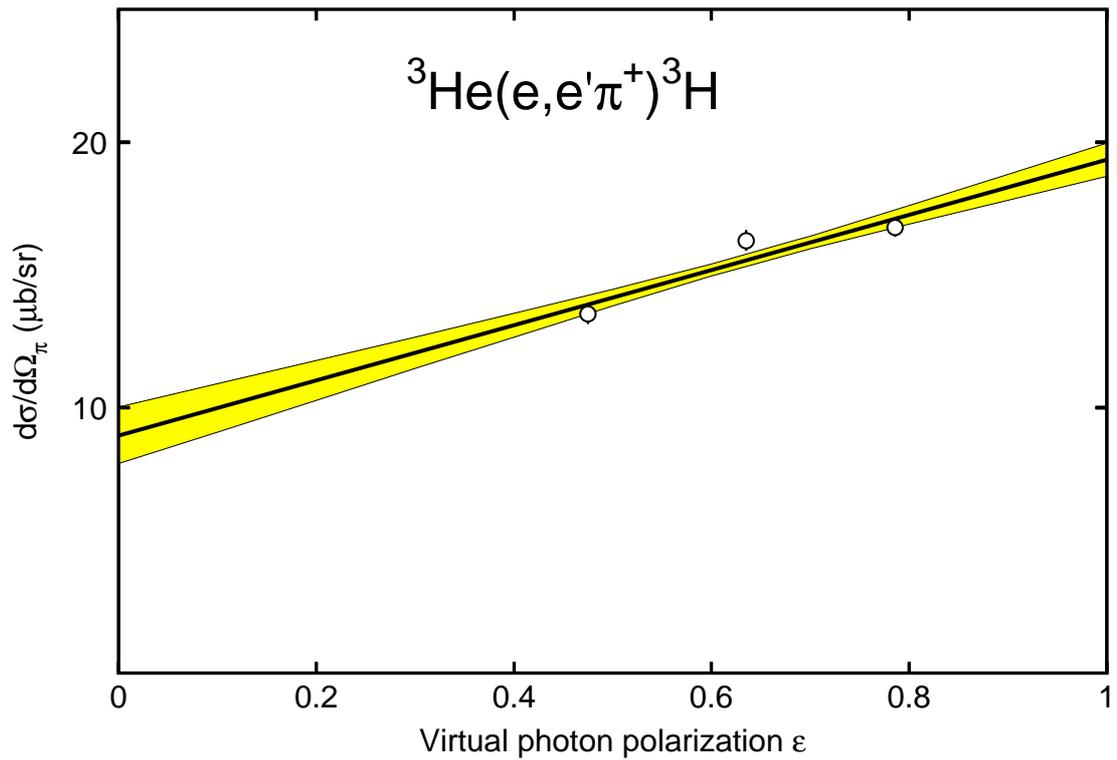


Abb. 6.7: Einfach-differentieller Wirkungsquerschnitt für die Reaktion  ${}^3\text{He}(e, e'\pi^+){}^3\text{H}$ . Das Resultat einer Anpassung einer Geraden an die Daten ist als fettgedruckte Linie dargestellt. Die Unsicherheit der Anpassung wird von dem schattierten Fehlerband beschrieben.

Tab. 6.2: Separierter differentieller Wirkungsquerschnitt für die  ${}^3\text{He}(e, e'\pi^+){}^3\text{H}$  Reaktion. Die Notation ist die gleiche wie in Tab. 6.1. Die theoretischen Vorhersagen stammen von einer Rechnung in Impulsapproximation (IA) von Tiator und Drechsel [69].

	Exp	Th
L	$10.4 \pm 0.3 (\pm 1.7)$	12.0
T	$8.9 \pm 0.2 (\pm 1.1)$	24.0

aktion  ${}^3\text{He}(e, e'\pi^+){}^3\text{H}$  noch entwickelt [70]. Rechnungen sind lediglich in Impulsapproximation (IA) [69] und für die Reaktion  ${}^3\text{He}(\gamma, \pi^+){}^3\text{H}$  [71] möglich. Die Vorhersagen der IA finden sich ebenfalls in Tab. 6.2. Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment im longitudinalen Kanal ist gut, der transversale wird jedoch von der Rechnung um einen Faktor 3 überschätzt. Der durch die Endzustandswechselwirkung verursachte Einfluß auf den Wirkungsquerschnitt kann durch einen Vergleich mit dem Modell zur Photoproduktion abgeschätzt werden. In diesem Modell können Rechnungen sowohl ohne als auch mit FSI durchgeführt werden. Die FSI führt zu einer Reduktion des Produktionswirkungsquerschnitts von ca. 0.8. Desweiteren ist die Vorhersage dieses Modells in PWBA ein Faktor 0.9 kleiner als die des Modells zur Elektroproduktion, das im Grenzfall  $Q^2 = 0$  ( $\text{GeV}/c$ )<sup>2</sup> (Photonenpunkt) ebenfalls auf reelle Photonen anwendbar ist. Beide Faktoren zusammen führen lediglich zu einer Reduktion der Vorhersage in IA um einen Faktor 0.7. Für eine quantitative Diskussion müssen jedoch Rechnungen eines Modells zur Elektroproduktion, das auch FSI beinhaltet, abgewartet werden.

Eine weitere Diskussion der Reaktion  ${}^3\text{He}(e, e'\pi^+){}^3\text{H}$  ist im Rahmen des Modells von Loucks und Pandharipande [72] möglich. Dieses kann jedoch keine absoluten Wirkungsquerschnitte vorhergesagen, sondern nur Verhältnisse in der Pionproduktion am  ${}^3\text{He}$  und Proton, da nur mit punktförmigen Teilchen gerechnet wird. Die Autoren erwarten jedoch, daß sich die Formfaktoren bei der Verhältnisbildung weitgehend aufheben. Zusätzlich wird die Endzustandswechselwirkung der Pionen vernachlässigt, die in der Größenordnung von 15% liegen könnte [72].

Da im Rahmen dieser Arbeit keine Experimente am Proton durchgeführt wurden, werden zum Vergleich Daten von Ref. [73] herangezogen, in der der Wirkungsquerschnitt in der Reaktion  $p(e, e'\pi^+)n$  in einer ähnlichen Kinematik (Energieübertrag  $\omega = 376$  MeV, Viererimpulsübertrag  $Q^2 = 0.066$  ( $\text{GeV}/c$ )<sup>2</sup>, Polarisation des virtuellen Photons  $\epsilon = 0.62$ , invariante Masse des  $\pi^+n$  Systems  $W = 1230$  MeV/ $c^2$ ) gemessen wurde. In Ref. [73] wurde jedoch lediglich der im gleichen Experiment bei einer invarianten Masse von 1160 MeV/ $c^2$  bestimmte dreifach-differentielle Wirkungsquerschnitt angegeben (46 pb/MeVsr<sup>2</sup>). Das Verhältnis beider Pionproduktionswirkungsquerschnitte von 1.43 findet sich jedoch in Ref. [74]. Somit ergibt

sich für den einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt, nach Division durch dem Fluß virtueller Photonen,  $(d\sigma/d\Omega_\pi)_{\text{cm}}^p = 24 \mu\text{b}/\text{sr}$ . Aus den in dieser Arbeit in der Reaktion  ${}^3\text{He}(e, e'\pi^+){}^3\text{H}$  ermittelten longitudinalen und transversalen Anteilen, die in Tab. 6.2 gelistet sind, kann der Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\Omega_\pi$  für eine Polarisation des virtuellen Photons von  $\epsilon = 0.62$  berechnet werden. Da diese jedoch für das Laborsystem ermittelt wurden, erfolgt zusätzlich eine Transformation in das cm-System durch Division durch die Jacobi-Determinante, die in unserer Kinematik 1.33 beträgt. Damit ergibt sich für die Reaktion  ${}^3\text{He}(e, e'\pi^+){}^3\text{H}$  ein Wirkungsquerschnitt von  $(d\sigma/d\Omega_\pi)_{\text{cm}}^{3\text{He}} = 11.5 \mu\text{b}/\text{sr}$ . Das Verhältnis beider Wirkungsquerschnitte ist ca. 0.5, was unter Berücksichtigung der Unsicherheit der Abschätzung gut mit der Vorhersage von 0.4 [72] übereinstimmt.

### 6.3 Die Reaktion ${}^3\text{He}(e, e'\pi^+p)nn$

In einer weiteren Strahlzeitperiode wurden Dreifachkoinzidenzexperimente in der Reaktion  ${}^3\text{He}(e, e'\pi^+p)nn$  untersucht. Wie eingangs erwähnt, ist der koinzidente Nachweis eines  $\pi^+p$  Paares mit der invarianten Masse des  $\Delta^{++}$  ein direkter Hinweis auf Reaktionsmechanismen, bei denen entweder ein  $\Delta^{++}$  im Kern vorliegt oder an einem Proton, simultan mit einem  $\pi^-$ , erzeugt wird. Diese Diagramme sind in Abb. 2.4 auf S. 14 gezeigt. Ein zusätzlicher Beitrag wird durch Endzustandswechselwirkung geleistet, durch die über Ladungsaustauschreaktionen des Pions ( $\pi^0 \rightarrow \pi^+$ ) ebenfalls  $\pi^+p$  Paare mit der invarianten Masse des  $\Delta^{++}$  entstehen können. Um diese Beiträge zu minimieren, wurde eine Kinematik gewählt (Abb. 6.8), in der das  $\Delta^{++}$  dem virtuellen Photon entgegläuft und von diesem im Laborsystem gestoppt wird, in dem es in Ruhe in  $\pi^+$  und Proton, die entgegengesetzt emittiert werden, zerfällt. Abb. 6.9, in der die Impulsverteilung im Kern gezeigt wird, belegt, daß in dieser Kinematik, in der man auf hohe Impuls-komponenten im Kern sensitiv ist, ein „knock-out“ eines  $\Delta^{++}$  relativ zur Pionproduktion an einem Nukleon bevorzugt ist. Der Drehimpuls des  $\Delta^{++}$  beträgt  $3/2$ , der des Neutronenpaares jedoch 0, da deren Spins aufgrund des Pauli-Prinzips antiparallel stehen müssen. Um mit dem Neutronenpaar zum  $\frac{1}{2}^+$  Grundzustand

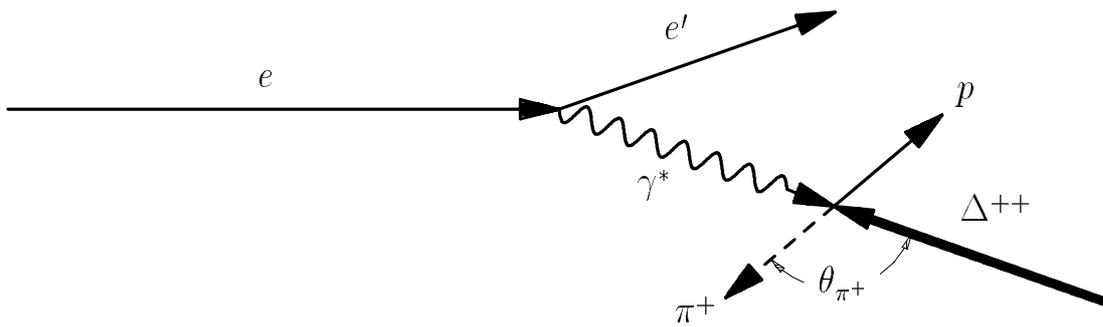


Abb. 6.8: Kinematische Einstellung für das Dreifachkoinzidenzexperiment. Das  $\Delta^{++}$  wird vom virtuellen Photon im Laborsystem gestoppt. In diesem zerfällt es in Ruhe in  $\pi^+$  und Proton, die in zwei entgegengesetzt stehenden Spektrometern nachgewiesen werden.

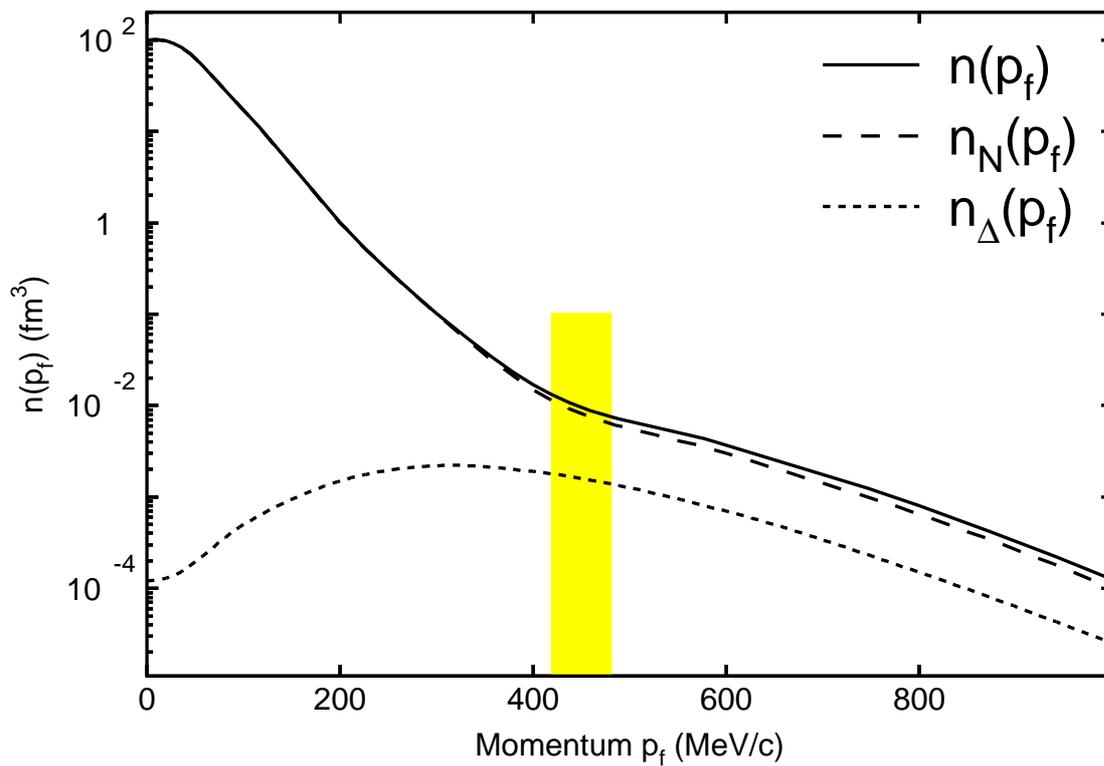


Abb. 6.9: Impulsverteilung der Konstituenten im  ${}^3\text{He}$  [6]. Die  $\Delta$ 's befinden sich in einer D-Welle (kurze Striche), die Nukleonen vorwiegend in einer S-Welle (lange Striche).

des  ${}^3\text{He}$  koppeln zu können, muß sich das  $\Delta^{++}$  daher in einem D-Zustand befinden, dessen Impulsverteilung im  ${}^3\text{He}$  der kurz gestrichelten Linie entspricht. Im Gegensatz dazu befinden sich die Nukleonen in einer S-Welle, durch die lang gestrichelte Linie dargestellt. In einer quasi-freien Kinematik ist der „knock-out“ von  $\Delta$ 's gegenüber dem eines Nukleons um einen Faktor  $10^6$  unterdrückt, in dem im Experiment überdeckten Impulsbereich von 420-480 MeV jedoch nur noch um einen Faktor 8.

In Abb. 6.10 werden Vorhersagen des Vielfachstreumodells für die Einstellungen I-III, die in Tab. 6.3 gelistet werden, gezeigt. Die durchgezogene Linie ist die Summe aller Beiträge zum Wirkungsquerschnitt, die gestrichelte lediglich der Anteil der Endzustandswechselwirkung. Der Wirkungsquerschnitt als Funktion des Pionenwinkels ist nicht konstant, da die einzelnen Spin-Unterszustände unterschied-

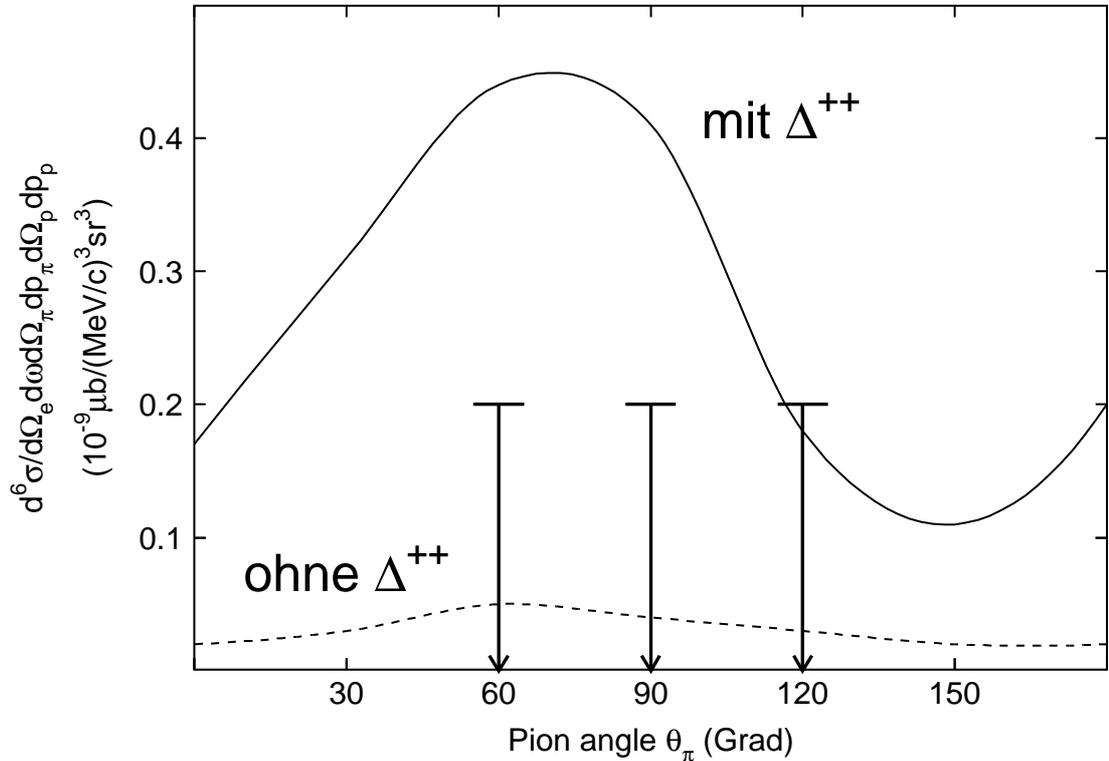


Abb. 6.10: Vorhersagen des Vielfachstreumodells für die Beiträge der verschiedenen Diagramme zur Reaktion  ${}^3\text{He}(e, e'\pi^+p)nn$ , als Funktion des Emissionswinkels des Pions relativ zum Impulsübertrag. Die durchgezogene Linie ist die Summe aller Beiträge, die gestrichelte der Beitrag der Endzustandswechselwirkung.

Tab. 6.3: Gewählte kinematische Einstellungen. Die Einschußenergie der Elektronen betrug 855 MeV, die gestreuten wurden unter einem Winkel von  $19.5^\circ$  nachgewiesen. Bei den Einstellungen I-III wurde das  $\Delta$ , wie in Abb. 6.8 dargestellt, im Laborsystem gestoppt. Die Kinematiken IV und V sind auf  $\Delta$ 's mit etwas kleineren Impulsen (370 MeV) selektiv, indem ein Öffnungswinkel  $\neq 180^\circ$  zwischen Pionen- und Protonenspektrometer gewählt wurde.

Kinematik	$\omega$ (MeV)	$\theta_\gamma$ (Grad)	$\theta_\pi$ (Grad)	$\theta_p$ (Grad)	$p_{\pi,p}$ (MeV/c)	$p_m$ (MeV/c)
I	400	19.6	60	120	214	450
II	400	19.6	90	90	214	450
III	400	19.6	120	60	214	450
IV	400	19.6	75	75	230	370
V	450	14.9	70	70	210	370

lich stark bevölkert werden. Zustände mit Drehimpulsen von  $\pm 3/2$  zerfallen mit einer Winkelverteilung proportional zu  $\sin^2(\theta_\pi)$ , diejenigen mit Spins von  $\pm 1/2$  mit  $(1+3\cos^2\theta_\pi)$ . Die experimentelle Verteilung setzt sich aus diesen Signaturen zusammen und wird darüber hinaus noch durch Interferenzen modifiziert.

Die in Tab. 6.3 gelisteten Einstellungen I-III und V wurden einer ersten, vorläufigen Analyse unterzogen. In einer Untersuchung der Koinzidenzspektren der Kinematiken I-III wurden keine echten Dreifachkoinzidenzen gefunden, jedoch konnten in Einstellung V  $12 \pm 7$  ( $e, e'\pi^+p$ ) Ereignisse nachgewiesen werden. Die Unsicherheit der Anzahl wird durch die erreichte Zeitauflösung bedingt, die lediglich 5-7 ns betrug, da die zu einer exakten Bestimmung der Weglängen in Spektrometer C benötigten Matrixelemente noch nicht optimiert wurden.

Eine vorläufige Abschätzung der Detektoreffizienzen, der Zerfallswahrscheinlichkeit der Pionen und des aus den Akzeptanzen von drei Spektrometern gebildeten Phasenraumintegrals lieferte einen sechsfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt von

$$d^6\sigma/(d\Omega_e d\omega d\Omega_\pi dp_\pi d\Omega_p dp_p) = 0.1 \cdot 10^{-9} \mu\text{b}/((\text{MeV}/c)^3 \text{sr}^3). \quad (6.1)$$

Für Kinematik V liegen jedoch noch keine Rechnungen vor, mit der die Daten verglichen werden können. Unter der Annahme, daß auch bei den Einstellungen I-III die gleiche Sensitivität auf 7 Ereignisse erreicht wurde, erfolgte eine obere Abschätzung des Wirkungsquerschnitts zu  $0.2 \cdot 10^{-9} \mu\text{b}/((\text{MeV}/c)^3 \text{sr}^3)$ . Diese obere Grenze ist in Abb. 6.10 in Form von Pfeilen eingezeichnet. Eine ausführliche Analyse der Dreifachkoinzidenzexperimente wird jedoch erst im Rahmen einer weiteren Doktorarbeit [15] erfolgen.



## 7 Schlußbemerkung und Ausblick

Mit der Inbetriebnahme des Dauerstrichbeschleunigers MAMI und den Detektoren der Drei-Spektrometer-Anlage der A1-Kollaboration wurden Experimente zur Elektroproduktion von Pionen mit bislang nicht erreichter Präzision möglich. Mit denen im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten und ausgewerteten Zweifach-Koinzidenzexperimenten liegen endlich die ersten Elektroproduktionswirkungsquerschnitte von Pionen an  $^3\text{He}$  vor. Darüber hinaus wurde zum ersten Mal die transversalen und longitudinalen Anteile des Wirkungsquerschnitts an einem komplexen Kern separiert. Daher können jetzt Mediumeffekte, die die relativen und absoluten Beiträge der elementaren Pionproduktionsdiagramme zum Wirkungsquerschnitt modifizieren, eingehend studiert werden. Es zeigt sich, daß das verwendete Vielfachstreumodell, das als einziges bislang zur Verfügung steht, zwar in der Lage ist, die gemessenen, aber nicht die separierten Anteile zu beschreiben. Da die Ergebnisse mittlerweile zur Publikation eingereicht [43] wurden, ist zu erwarten, daß sie die Basis für weitere Experimente auf dem Gebiet der Elektroproduktion von Pionen an Beschleunigeranlagen wie AMPS [75], BATES [76], CEBAF [77] und MAMI bilden werden und einen Anreiz darstellen, bestehende Modelle zu erweitern bzw. neuartige Methoden zu entwickeln.

Die in einer weiteren Strahlzeit durchgeführten Experimente zur Winkelverteilung der  $\pi^+$  können dabei hilfreich sein. Man erwartet, daß die Beiträge der Endzustandswechselwirkung und die Einschränkung des Phasenraums durch Pauli-Effekte mit größeren Winkeln kleiner werden, da in einer nicht-parallelen Kinematik eine schnellere Separation sowohl des Pions und des Restkerns als auch des gestoßenen und der beiden anderen Nukleonen erfolgt.

Ein Modell zur Beschreibung der Reaktion  $^3\text{He}(e, e'\pi^+)^3\text{H}$  befindet sich in der Entwicklung, so daß auch der gebundene Endzustand einer detaillierten Diskussion zugänglich sein wird. In der Winkelverteilung dieser Reaktion, die ebenfalls gemessen wurde, können neue Mechanismen studiert werden. Ergebnisse von Experimenten zur Photoproduktion von Pionen [65] konnten erst durch die Berücksichtigung von Zwei-Körper-Wechselwirkungen, bei denen das Photon an einem Nukleon absorbiert und das Pion von einem anderen emittiert wird, zufrieden-

stellend beschrieben werden [78].

Die erste, noch sehr vorläufige Analyse der Dreifachkoinzidenzdaten hat ermutigende Resultate geliefert. Es war bereits jetzt möglich, mit Zeitauflösungen von 5-7 ns, echte Dreifachkoinzidenzen nachzuweisen und dabei eine Sensitivität auf 7 Ereignisse innerhalb einer Meßzeit von 20 h zu erreichen. Diese ersten Ergebnisse sollten in einer ausführlichen, sorgfältigen Analyse deutlich verbessert werden können, so daß zu erwarten ist, daß auf der Basis der im Laufe dieser Arbeit durchgeführten Experimente, durch Vergleich mit den Vorhersagen des Vielfachstreumodells, eine Aussage über präformierte  $\Delta$ 's gemacht werden kann.

Zusätzlich können die in paralleler Kinematik gemessenen Kinematiken durch zusätzliche Datensätze ergänzt werden. Im vorliegenden Experiment konnte nur ein recht enger Bereich der Polarisierung des virtuellen Photons  $\epsilon$  zwischen 0.47-0.79 untersucht werden, da Spektrometer B, das die Pionen in Richtung des Impulsübertrags nachwies, bei  $15^\circ$  an die Strahlführung stieß. Nach der Installation eines neuen Strahlrohrs mit engerem Öffnungswinkel werden Winkelstellungen bis zu  $7^\circ$  möglich sein, so daß mit Polarisierungen der virtuellen Photonen von 0.15 gemessen werden könnte. Allerdings ist bei solchen Winkeln mit hohen Elektronen- und Positronenzählraten zu rechnen, so daß die Durchführbarkeit eines solchen Experiments in Tests im Vorfeld untersucht werden muß.

# A Wirkungsquerschnitte

Tab. A.1: Zweifach-differentielle Wirkungsquerschnitte aller vier Strahlenergien für die Reaktion  ${}^3\text{He}(e, e'\pi^-)$ .

$M$ (MeV/ $c^2$ )	$d^2\sigma/d\Omega_\pi dM$ ( $\mu\text{b}/\text{sr}(\text{MeV}/c^2)$ )			
	$E_0 = 855$ MeV	$E_0 = 675$ MeV	$E_0 = 600$ MeV	$E_0 = 555$ MeV
2.5	0.02±0.01	0.00±0.02	-0.04±0.02	0.02±0.04
7.5	0.07±0.01	0.03±0.02	0.01±0.03	-0.01±0.04
12.5	0.29±0.02	0.22±0.03	0.16±0.04	0.14±0.04
17.5	0.32±0.02	0.34±0.03	0.21±0.05	0.21±0.05
22.5	0.31±0.02	0.24±0.03	0.27±0.05	0.06±0.04
27.5	0.22±0.02	0.18±0.03	0.12±0.04	0.22±0.06
32.5	0.17±0.02	0.13±0.03	0.14±0.04	0.11±0.05
37.5	0.14±0.02	0.14±0.03	0.08±0.04	0.04±0.04
42.5	0.12±0.02	0.09±0.03	0.07±0.04	0.02±0.04
47.5	0.09±0.02	0.06±0.03	0.13±0.04	0.12±0.05
52.5	0.09±0.02	0.06±0.03	0.09±0.04	0.04±0.06
57.5	0.07±0.02	0.07±0.03	0.00±0.05	-0.00±0.05
62.5	0.06±0.02	0.07±0.03	0.05±0.05	0.01±0.07
67.5	0.05±0.02	0.09±0.03	-0.03±0.04	
72.5	0.04±0.01	0.03±0.03	0.04±0.06	
77.5	0.06±0.02	0.07±0.03	0.06±0.06	
82.5	0.07±0.02	0.06±0.04	0.03±0.06	
87.5	0.07±0.02	0.04±0.04	0.02±0.06	
92.5	0.06±0.02	0.06±0.04	0.08±0.08	
97.5	0.04±0.02	0.05±0.04	-0.02±0.07	
102.5	0.04±0.02	0.08±0.05		
107.5	0.04±0.02	0.01±0.06		
112.5	0.01±0.02			
117.5	0.00±0.02			
122.5	0.01±0.02			
127.5	0.07±0.03			
132.5	0.08±0.04			
137.5	0.04±0.04			
142.5	0.02±0.05			

Tab. A.2: Zweifach-differentielle Wirkungsquerschnitte aller vier Strahlenergien für die Reaktion  ${}^3\text{He}(e, e'\pi^+)$ .

$M$ (MeV/c <sup>2</sup> )	$d^2\sigma/d\Omega_\pi dM$ ( $\mu\text{b}/\text{sr}(\text{MeV}/c^2)$ )			
	$E_0 = 855$ MeV	$E_0 = 675$ MeV	$E_0 = 600$ MeV	$E_0 = 555$ MeV
-4.5	0.21±0.05	0.15±0.06	0.08±0.09	0.04±0.07
-3.5	0.37±0.06	0.18±0.07	0.05±0.09	0.10±0.08
-2.5	0.43±0.06	0.08±0.07	0.07±0.10	0.08±0.07
-1.5	0.59±0.07	0.22±0.07	0.01±0.08	0.04±0.07
-0.5	1.35±0.10	0.45±0.08	0.10±0.08	0.15±0.08
0.5	10.97±0.26	9.22±0.26	6.81±0.33	8.70±0.39
1.5	2.04±0.14	5.17±0.20	8.06±0.38	1.07±0.18
2.5	0.63±0.09	0.50±0.11	0.83±0.18	0.20±0.11
3.5	0.20±0.06	0.32±0.09	0.56±0.14	0.14±0.09
4.5	0.31±0.06	0.29±0.09	0.41±0.12	0.17±0.09
7.5	0.59±0.03	0.52±0.04	0.47±0.06	0.36±0.05
12.5	0.99±0.04	0.82±0.05	0.81±0.07	0.52±0.06
17.5	0.74±0.03	0.63±0.04	0.69±0.07	0.47±0.06
22.5	0.53±0.03	0.42±0.04	0.44±0.06	0.37±0.05
27.5	0.42±0.03	0.32±0.04	0.30±0.06	0.29±0.05
32.5	0.39±0.03	0.30±0.04	0.27±0.06	0.20±0.05
37.5	0.32±0.02	0.21±0.04	0.22±0.06	0.24±0.05
42.5	0.26±0.02	0.24±0.04	0.25±0.05	0.22±0.05
47.5	0.26±0.02	0.22±0.04	0.24±0.05	0.23±0.05
52.5	0.24±0.02	0.21±0.04	0.19±0.05	0.19±0.05
57.5	0.24±0.02	0.19±0.04	0.17±0.06	0.15±0.05
62.5	0.24±0.02	0.20±0.04	0.21±0.06	0.17±0.06
67.5	0.21±0.02	0.20±0.04	0.16±0.06	0.13±0.05
72.5	0.19±0.02	0.17±0.04	0.10±0.05	0.05±0.05
77.5	0.22±0.02	0.12±0.04	0.16±0.06	0.03±0.05
82.5	0.22±0.02	0.12±0.04	0.11±0.05	0.10±0.06
87.5	0.20±0.02	0.22±0.05	0.24±0.06	0.10±0.07
92.5	0.18±0.02	0.21±0.05	0.15±0.06	0.06±0.07
97.5	0.19±0.02	0.16±0.06	0.19±0.07	
102.5	0.21±0.02	0.10±0.06	0.17±0.08	
107.5	0.17±0.03	0.15±0.08	0.05±0.09	
112.5	0.16±0.03		0.15±0.12	
117.5	0.15±0.03		0.11±0.16	
122.5	0.09±0.03			
127.5	0.16±0.03			
132.5	0.14±0.04			
137.5	0.14±0.05			
142.5	0.13±0.06			

# Literatur

- [1] H. Yukawa, Proc. Phys. Math. Soc. Japan **17** (1935) 48
- [2] P.U. Sauer, Nucl. Phys. **A353** (1981) 3c
- [3] H.L. Anderson, E. Fermi, E.A. Long und D.E. Nagle, Phys. Rev. **85** (1952) 936
- [4] L. Montanet, K. Gieselmann, R.M. Barnett, D.E. Groom, T.G. Trippe, C.G. Wohl, B. Armstrong, G.S. Wagman, H. Murayama, J. Stone, J.J. Hernandez, F.C. Porter, R.J. Morrison, A. Manohar, M. Aguilar-Benitez, C. Caso, P. Lantero, R.L. Crawford, M. Roos, N.A. Tornqvist, K.G. Hayes, G. Höhler, S. Kawabata, D.M. Manley, K.A. Olive, R.E. Shrock, S. Eidelman, R.H. Schindler, A. Gurtu, K. Hikasa, G. Conforto, R.L. Workman und C. Grab, Phys. Rev. **D50** (1994) 1173
- [5] A.K. Kerman und L.S. Kisslinger, Phys. Lett. **B29** (1969) 211
- [6] W. Strueve, Ch. Hajduk, P.U. Sauer und W. Theis, Nucl. Phys. **A465** (1987) 651
- [7] M.T. Peña, P.U. Sauer, A. Stadler und G. Kortemeyer, Phys. Rev. **C48** (1993) 2208
- [8] D. Allasia, C. Angelini, A. Baldini, F. Bobisut, A. Borg, P. Capiluppi, S. Ciampolillo, M.L. Faccini-Turluer, V. Flaminio, A.G. Frodesen, D. Gamba, H. Huzita, I. Lippi, G. Mandrioli, L. Ramello, L. Ricatti, A. Romero, A.M. Rossi, A. Sconza, A.G. Tenner, G.W. van Apeldoorn, D. Vignaud und R. Wigmans, Phys. Lett. **B174** (1986) 450
- [9] S.K. Abdullin, A.V. Blinov, I.A. Vanyushin, A.N. Gogolev, V.E. Grechko, S.M. Zombkovskii, Yu.V. Korolev, Ya.M. Selektor, V.V. Solovev, V.F. Turrov, I.V. Chuvilo, V.N. Shulyachenko, Sov. J. Nucl. Phys. **51** (1990) 774
- [10] T. Emura, S. Endo, G.M. Huber, H. Itoh, S. Kato, M. Koike, O. Konno, B. Lasiuk, G.J. Lolos, K. Maeda, T. Maki, K. Maruyama, H. Miyamoto,

- R. Naridomi, K. Niki, T. Ogata, C. Rangacharyulu, A. Sasaki, T. Suda, Y. Sumi und Y. Wada, Phys. Lett. **B306** (1993) 6
- [11] A.I. Amelin, M.N. Behr, B.A. Chernyshev, M.G. Gornov, Yu.B. Gurov, S.V. Lapushkin, P.V. Morokhov, V.A. Pechkurov, R.R. Shafigullin, T.D. Shurenkova, V.D. Koptev, M.G. Ryskin, R.A. Eramzhian und K.O. Oganesian, Phys. Lett. **B337** (1994) 261
- [12] H.J. Weber und H. Arenhoevel, Phys. Rep. **36** (1978) 277
- [13] B.L. Friman, V.R. Pandharipande, und R.B. Wiringa, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 763
- [14] H.J. Lipkin und T.-S.H. Lee, Phys. Lett. **B183** (1987) 22
- [15] M. Kohl, Doktorarbeit, TH Darmstadt, in Vorbereitung
- [16] A. Amroun, V. Breton, J.M. Cavedon, B. Frois, D. Goutte, F.P. Juster, P. Leconte, J. Martino, Y. Mizuno, X.H. Phan, S.K. Platchkov, I. Sick und S. Williamson, Nucl. Phys. **A579** (1994) 596
- [17] J.D. Bjorken und S.D. Drell, Relativistische Quantenmechanik, Mannheim 1987
- [18] J.M. Laget, in *New Vistas in Electro-Nuclear Physics*, Ed. E.L. Tomusiak, H.S. Caplan und E.T. Dressler, (Plenum, New York, 1986) p. 361
- [19] D. Drechsel und L. Tiator, J. Phys. **G18** (1992) 449
- [20] M.N. Rosenbluth, Phys. Rev. **79** (1950) 615
- [21] E. Amaldi, S. Fubini und G. Furlan, in *Pion Electroproduction*, Springer Tracts in Modern Physics 83, Berlin 1979
- [22] I. Blomqvist und J.M. Laget, Nucl. Phys. **A280** (1977) 405
- [23] P. Benz, O. Braun, H. Butenschön, H. Finger, D. Gall, U. Idschok, C. Kiesling, G. Knies, H. Kowalski, K. Müller, B. Nellen, R. Schiffer, P. Schlamp, H.J. Schnackers, V. Schulz, P. Söding, H. Spitzer, J. Stiewe, F. Storim und J. Weigl, Nucl. Phys. **B65** (1973) 158

- [24] J.M. Laget, Nucl. Phys. **A358** (1981) 275c
- [25] J.M. Laget, Nucl. Phys. **A481** (1988) 765
- [26] Ch. Hajduk und P.U. Sauer, Nucl. Phys. **A369** (1981) 321
- [27] Ch. Hajduk, P.U. Sauer und W. Strueve, Nucl. Phys. **A405** (1983) 581
- [28] J.M. Laget, Phys. Rep. **69** (1981) 1
- [29] J.M. Laget, Nucl. Phys. **A296** (1978) 388
- [30] V. Kunde, Doktorarbeit, Universität Mainz, in Vorbereitung
- [31] R. Edelhoff, Doktorarbeit, Universität Mainz, in Vorbereitung
- [32] W.U. Boeglin, in Proc. of the *23<sup>rd</sup> International Workshop on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitations: Dynamical Properties of Hadrons in Nuclear Matter (Hirschegg 95)*, Ed. Hans Feldmeier und Wolfgang Nörenberg, Darmstadt, Germany, GSI, 1995
- [33] R. Böhm, Doktorarbeit, Universität Mainz, in Vorbereitung
- [34] K.I. Blomqvist, W.U. Boeglin, R. Böhm, M. Distler, R. Edelhoff, J. Friedrich, R. Geiges, M. Kahrau, M. Korn, H. Kramer, K.W. Krygier, V. Kunde, M. Kuss, J. Lác, A. Liesenfeld, K. Merle, R. Neuhausen, E.A.J.M. Offermann, Th. Pospischil, M. Potokar, A.W. Richter, A. Rokavec, G. Rosner, P. Sauer, St. Schardt, A. Serdarević, Th. Veit, B. Vodenik, A. Wagner, Th. Walcher und St. Wolf, Z. Phys. **A351** (1995) 353
- [35] P. Sauer, Doktorarbeit, Universität Mainz, 1995, unveröffentlicht
- [36] K.I. Blomqvist, W.U. Boeglin, R. Böhm, M. Distler, R. Edelhoff, J. Friedrich, R. Geiges, M. Kahrau, M. Korn, H. Kramer, K.W. Krygier, V. Kunde, M. Kuss, J. Lác, A. Liesenfeld, K. Merle, R. Neuhausen, E.A.J.M. Offermann, Th. Pospischil, M. Potokar, A.W. Richter, A. Rokavec, G. Rosner, P. Sauer, St. Schardt, A. Serdarević, Th. Veit, B. Vodenik, A. Wagner, Th. Walcher und St. Wolf, Phys. Lett. **B344** (1995) 85
- [37] St. Wolf, Doktorarbeit, Universität Mainz, in Vorbereitung

- [38] M.O. Distler, Prog. Part. Nucl. Phys. **36** (1996) 129
- [39] M.O. Distler, Doktorarbeit, Universität Mainz, in Vorbereitung
- [40] K.I. Blomqvist, W.U. Boeglin, R. Böhm, M. Distler, D. Drechsel, R. Edelhoff, J. Friedrich, R. Geiges, O. Hanstein, M. Kahrau, M. Korn, H. Kramer, K.W. Krygier, V. Kunde, M. Kuss, A. Liesenfeld, K. Merle, R. Neuhausen, E.A.J.M. Offermann, Th. Pospischil, M. Potokar, A.W. Richter, A. Rokavec, G. Rosner, P. Sauer, St. Schardt, H. Schmieden, S. Sirca, L. Tiator, B. Vodenik, A. Wagner, Th. Walcher und St. Wolf, Z. Phys. **A353** (1996) 415
- [41] A.R. Richter, Doktorarbeit, Universität Mainz, 1995, unveröffentlicht
- [42] A. Liesenfeld, Doktorarbeit Universität Mainz, in Vorbereitung
- [43] K.I. Blomqvist, W.U. Boeglin, R. Böhm, M. Distler, R. Edelhoff, J. Friedrich, R. Geiges, M. Kahrau, M. Korn, H. Kramer, K.W. Krygier, V. Kunde, M. Kuss, J.M. Laget, A. Liesenfeld, K. Merle, R. Neuhausen, E.A.J.M. Offermann, Th. Pospischil, M. Potokar, C. Rangacharyulu, A. Rokavec, A. Richter, A.W. Richter, G. Rosner, P. Sauer, St. Schardt, G. Schrieder, T. Suda, B. Vodenik, A. Wagner, Th. Walcher und St. Wolf, eingereicht zur Veröffentlichung in Phys. Rev. Lett.
- [44] Phillips Instruction Manual PEH 100
- [45] C.R. Ottermann, G. Köbschall, K. Maurer, K. Röhrich, C. Schmitt und V.H. Walther, Nucl. Phys. **A436** (1985) 688
- [46] E. Jans, M. Bernheim, M.K. Brussel, G.P. Capitani, E. de Sanctis, S. Frulani, F. Garibaldi, J. Morgenstern, J. Mougey, I. Sick und S. Turck-Chieze, Nucl. Phys. **A475** (1987) 687
- [47] J.M. Cavedon, B. Frois, D. Goutte, M. Huet, Ph. Leconte, J. Martino, X.-H. Phan, S.K. Platchkov, S.E. Williamson, W. Boeglin, I. Sick, P. de Witt-Huberts, L.S. Cardman und C.N. Papanicolas, Phys. Rev. Lett. **49** (1982) 986

- [48] W. Wilhelm, Diplomarbeit, Universität Mainz, 1993, unveröffentlicht
- [49] B. Bockmühl, Diplomarbeit, Universität Mainz, 1993, unveröffentlicht
- [50] K.W. Krygier, Doktorarbeit, Universität Mainz, 1995, unveröffentlicht
- [51] Th. Walcher, in *Proc. of the 7th International Conference on the Structure of Baryons*, Santa Fe, NM, 3.-7. Okt. 1995
- [52] M. Khandaker und A.M. Sandorfi, *Phys. Rev.* **D51** (1995) 3966
- [53] G. Bardin, J. Duclos, A. Magnon, B. Michel und J.C. Montret, *Nucl. Phys.* **B120** (1977) 45
- [54] H. Breuker, V. Burkert, E. Ehses, W. Hillen, G. Knop, H. Kolanoski, M. Leenen, Ch. Nietzel, U. Opara, M. Rosenberg, A. Samel und R. Sauerwein, *Nucl. Phys.* **B146** (1978) 285
- [55] GEANT, *Reference Manual*, CERN Program Library Long Writeup, Q123, Genf, Schweiz, 1993
- [56] J.W. Lightbody, Jr. und J.S. O'Connell, *Comp. in Phys.* (AIP, New York, 1988) Vol. 57
- [57] A. Rokavec, Doktorarbeit, University of Ljubljana, 1995
- [58] St. Strauch und F. Neumeyer, FIT 3.0 Reference Guide, Institut für Kernphysik, Technische Hochschule Darmstadt, 1995
- [59] J. Schwinger, *Phys. Rev.* **76** (1949) 790
- [60] Y.-S. Tsai, *Phys. Rev.* **122** (1961) 1898
- [61] L.W. Mo und Y.-S. Tsai, *Rev. Mod. Phys.* **41** (1969) 205
- [62] H.A. Bethe und W. Heitler, *Proc. Roy. Soc.* **A146** (1934) 83
- [63] L. Landau, *J. of Phys.* **8** (1944) 201
- [64] T. Suda, private Mitteilung

- [65] N. d'Hose, G. Audit, A. Bloch, N. de Botton, L. Ghedira, L. Jammes, J.M. Laget, J. Martin, E. Mazzucatto, C. Schuhl, G. Tamas, E. Vincent, M. Rodgers, P. Stoler, P. Argan, A. Braghieri und P. Pedroni, Nucl. Phys. **A554** (1993) 679
- [66] J.M. Laget, in Proc. of the *Workshop on Electronuclear Physics with Internal Targets and the BLAST Detector*, Eds. R. Alarcon und M. Butler, (World Scientific, Singapore, 1993)
- [67] G. Dillon, Nuovo Cim. **A103** (1990) 203
- [68] D. Ashery und J.P. Schiffer, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **36** (1986) 207
- [69] L. Tiator und D. Drechsel, Nucl. Phys. **A360** (1981) 208
- [70] L. Tiator, private Mitteilung
- [71] S.S. Kamalov, L. Tiator und C. Bennhold, Few-Body Systems **10** (1991) 143
- [72] R.J. Loucks und V.R. Pandharipande, Phys. Rev **C54** (1996), in Druck (1. Juli)
- [73] R. Gilman, M. Bernheim, M. Brussel, J. Cheminaud, J.-F. Danel, J.-P. Didelez, M.-A. Duval, G. Fournier, R. Frascaria, R.J. Holt, H.E. Jackson, J.-C. Kim, E. Kinney, J.-M. LeGoff, R. Letourneau, A. Magnon, J. Morgenstern, C. Pasquier, J. Picard, D. Poizat, B. Saghai, J. Specht, P. Vernin und E. Warde, Phys. Rev. Lett. **64** (1990) 622
- [74] R.J. Loucks, V.R. Pandharipande und R. Schiavilla, Phys. Rev. **C49** (1994) 342
- [75] P.K.A. de Witt Huberts, SPITFIRE report, FOM-68077, NIKHEF, Amsterdam, 1990
- [76] F.W. Hersman, R. Alarcon, E. Booth, J.F.J. van den Brand, G. Dodson, R. Milner, R.P. Redwine, E.D. Bush Jr., J.R. Calarco, J. Distelbrink, K. Dow und W. Kim, BATES proposal, June 1990

- [77] H. Baghaei, R.A. Lindgren, R.W. Lourie, B. Gladyshev, R. Sealock, C. Smith, S. Thornton, S. Van Verst, F.W. Hersman, J. Calarco, T. Smith, I. The, J. Distelbrink, V. Burkert, M.D. Mestayer, E.S. Smith, L.C. Dennis, R.A. Miskimen und J.M. Laget, CEBAF proposal PR-93-029, 1993
- [78] S.S. Kamalov, L. Tiator und C. Bennhold, Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 1288



# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

An erster Stelle gebührt mein Dank Herrn Professor Dr. Achim Richter, der die Idee zu diesem Experiment hatte und mir die Ausführung dieser anspruchsvollen Aufgabe übertrug. Das Vertrauen, das er in mich setzte, war die Motivation, in schwierigen Zeiten durchzuhalten und eine einmal übernommene Aufgabe auch zu beenden.

Stellvertretend für die gesamte A1-Kollaboration danke ich Herrn Professor Dr. Thomas Walcher für die Gastfreundschaft während meines gesamten Aufenthalts in Mainz und für die finanzielle Unterstützung im letzten Jahr meiner Doktorarbeit.

Herrn Dr. Gerhard Schrieder danke ich für die prompte Hilfe beim Lösen großer und kleiner Probleme, insbesondere bei Problemen, die von einem übermüdeten Doktoranden verursacht wurden.

Dr. Toshimi Suda, Toshimi-san, war nicht nur ein Kollege, sondern ist ein Freund geworden. Durch seine reiche experimentelle Erfahrung konnte er sich sehr schnell in das Experiment einarbeiten. So war er auch, während meiner Auszeit, in der Lage, die Analyse ein wesentliches Stück vorwärtsbringen, so daß nur wenig Zeit verlorenging. Ich bin ihm zu tiefem Dank verpflichtet.

Chary, niemand nennt ihn Professor Dr. Chilakamarri Rangacharyulu, kenne ich nun mittlerweile 10 Jahre. In dieser Zeit erstaunte er mich mehrfach durch sein weites, fundiertes Wissen auf vielen Gebieten der Physik. Ich hoffe, daß ich Gelegenheit haben werde, weiter von seinem Wissen zu profitieren.

Dr. J.-M. Laget danke ich für die vielen Diskussionen und Mails, in denen er geduldig versuchte, meine theoretischen Defizite auszugleichen. Ich bin ihm ebenfalls zum Dank für seine Gastfreundschaft während meines Aufenthaltes in Saclay verpflichtet, die er, nach einer unvorhergesehenen Verlängerung, wie selbstverständlich auf sein Heim ausdehnte.

Von den zahlreichen Mitgliedern der A1-Kollaboration, von deren Vorarbeiten ich

profitierte, möchte ich zum einen Dr. Helmut Kramer und Dipl. Phys. Michael Distler herausstellen, deren Analysesoftware ich zum größten Teil übernahm, und Dr. Alfred Richter und Dipl. Phys. Ralf Böhm, die die Triggerlogik für mein Experiment modifizierten, so daß ein aktives Protonenveto geschaltet werden konnte. Es sollen auch nicht die Angehörigen der Werkstätten vergessen werden, deren Tätigkeiten für die Ausführung des Experiments von großer Bedeutung waren. Ohne die Beiträge anderer zu vernachlässigen, möchte ich Herrn Jürgen Rosche hervorheben, der den Turm für das Heliumtarget konstruierte, und Herrn Winfried Amrhein der an einem Feiertag, in seiner Freizeit, bei der Reparatur der undichten Targetzelle half.

# Lebenslauf

9. Juli 1962	Geboren in Frankfurt am Main
1968 – 1972	Besuch der Albert-Schweitzer-Schule, Grundschule, in Langen
1972 – 1974	Besuch der Albert-Einstein-Schule, Förderstufe, in Langen
1974 – 1981	Besuch des Dreieich-Gymnasiums in Langen
01.07.81 – 30.09.82	Ableistung des Grundwehrdienstes in Goslar und Holzwickede
1982 – 1990	Studium der Physik an der Technischen Hochschule Darmstadt
März 1990	Abschluß des Studiums
Juli 1990 – Juni 1995	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Kernphysik der Technischen Hochschule Darmstadt
seit Juli 1995	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Kernphysik der Johannes-Gutenberg-Universität Mainz



Eidesstattliche Erklärung:

Hiermit erkläre ich an Eides statt, daß ich die vorliegende Dissertation selbständig verfaßt, keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet und bisher noch keinen Promotionsversuch unternommen habe.

Darmstadt, 20. Mai 1996