Erste Messungen mit der Drei-Spektrometer-Anlage am Mainzer Mikrotron MAMI

Habilitationsschrift

zur Erlangung der venia legendi im Fach Experimentalphysik

vorgelegt beim Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz

von

Günther Rosner

geboren in Sulzbach-Rosenberg

Institut für Kernphysik
Johannes Gutenberg-Universität Mainz

Mai 1995

Zusammenfassung

Als erste Anlage dieser Art wurde in den Jahren 1987 bis 1995 ein aus drei hochauflösenden Spektrometern großer Impuls- und Winkelakzeptanz bestehender Experimentierplatz am Mainzer Dauerstrich–Elektronenbeschleuniger MAMI konzipiert, aufgebaut und in Betrieb genommen.

Die Spektrometer weisen bei vollem Raumwinkel von 5.6 msr (Spektrometer B) bzw. 28 msr (Spektrometer A und C) und über ihre gesamte Impulsakzeptanz von 15 % (Spektrometer B) bzw. 20 % (Spektrometer A) oder 25 % (Spektrometer C) ein Impulsauflösungsvermögen von 10^{-4}, Winkelauflösungen zwischen 1 und 2 mrad und Vertexauflösungen zwischen 1 und 6 mm auf. Sie sind in einem Winkelbereich von minimal 7^o (Spektrometer B) oder 18^o (Spektrometer A und C) bis maximal 160^o auf 0.01^o positionierbar. Spektrometer B kann 1.5 m aufs Target fluchtend aus der Laborebene herausgehoben werden.

Die drei ersten 1992/93 an dieser Anlage durchgeführten Experimente untersuchten das Verhalten des (angeregten) Nukleons im Kern:

- Die in einem früheren Experiment an NIKHEF gefundene Evidenz für eine Modifikation des Nukleons im Kernmedium konnte in der Messung $^{12}C(e,e'p)^{11}B_{g.s.}$ nicht bestätigt werden.
- Die erstmalige Messung sehr hoher, in der Reaktion $^{16}O(e,e'p)^{15}N$ fehlender Impulse ($p_m \leq 680\,MeV/c$)) ergab Hinweise auf einen Beitrag von Nukleon-Nukleon–Korrelationen zu den hohen Impulskomponenten in den Wellenfunktionen des Grundzustandes und niedrig angeregter Zustände in ^{15}N.
- Deutliche Evidenz für die Präsenz von kurzreichweitigen Nukleon-Nukleon–Korrelationen und Drei- oder Mehrkörperabsorptionsprozessen wurde in den in 4π–Geometrie und bis zu sehr hohen fehlenden Energien $E_m < 300\,MeV$ durchgeführten $^{12}C(e,e'p)$ und $^{12}C(e,e'pp)$–Experimenten gefunden.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Die Frage, woraus die Welt im Innersten besteht und was sie zusammenhält, beschäftigt die Menschen wahrscheinlich schon seit Urzeiten. Während früher zur Beantwortung dieser Frage der Untersuchungsgegenstand gegen das Licht gehalten oder mit einem Hammer traktiert wurde, benutzt der moderne Mensch Teilchenbeschleuniger und Spektrometer. Er hat damit das Auflösungsvermögen seiner Augen billionenfach verbessert und „sieht" Atomkerne und deren Bestandteile, die Nukleonen — bei Verwendung sehr hoher Energien sogar die „Bestandteile" der Nukleonen (Partonen, „dressed quarks").

Besonders gut geeignet zur Untersuchung der Struktur von Atomkernen und Nukleonen sind Elektronenstrahlen mit Energien $E \leq 1\ GeV$. Das räumliche Auflösungsvermögen liegt bei ca. 0.5 fm, die elektromagnetische Wechselwirkung ist schwach und sehr gut bekannt (QED). Im Gegensatz zu hadronischen Proben (Pionen, Protonen, Schwerionen) tasten reelle oder virtuelle Photonen das gesamte Volumen des Kerns, nicht nur seine Oberfläche ab. Virtuelle Photonen haben gegenüber reellen den Vorteil, daß der Impulsübertrag unabhängig vom Energieübertrag variiert werden kann.

Allerdings sind wegen der schwachen elektromagnetischen Kopplung die Reaktionswahrscheinlichkeiten klein. Deshalb werden Beschleuniger mit hohen Strahlintensitäten benötigt. Messungen inelastischer Reaktionen mit mehreren Teilchen im Ausgangskanal verlangen außerdem ein hohes Tastverhältnis des Strahls, um die wahren gegen zufällige Koinzidenzen diskrimieren zu können. Dies ist besonders wichtig bei extrem kleinen Koinzidenzwirkungsquerschnitten im $pb/MeV^2/sr^2$-Bereich.

Mit dem Mainzer Mikrotron MAMI [1] steht seit 1991 ein Elektronenbeschleuniger mit einer Endenergie von 855 MeV und einem Tastverhältnis von 100% für Experimente mit reellen und virtuellen Photonen zur Verfügung. Eine Anlage zur Messung exklusiver oder semi-exklusiver Reaktionen des Typs A(e,e'x_1) oder A(e,e'x_1x_2) ist seit 1989 im Bau und wurde vor kurzem von der A1-Kollaboration [2] fertiggestellt. Die Anlage besteht aus drei hochauflösenden Spektrometern großer Impuls- und Winkelakzeptanz. Parallel zur Fertigstellung der Drei-Spektrometer-Anlage wurden seit Ende 1992 Koinzidenzexperimente unter Verwendung eines oder zweier Spektrometer durchgeführt (s. Tab.1.1). Im Mai 1995 wird die erste Tripelkoinzidenzmessung mit drei Spektrometern durchgeführt.

Untersuchungs-gegenstand	Reaktion	Detektor	Messung von
Nukleon	D(e,e'n) D(e,e'p)	Spektr. A & n-Wand	Magnetischer Formfaktor G_{Mn} des Neutrons, $Q^2 \leq$ 0.8 $(\mathrm{GeV})^2$, Ref. [3]
	H(e,e'π^+)	Spektr. A & B	Strukturfunktionen $R_{L,T,LT}$ in Schwellennähe, axialer Radius des Protons, Ref. [4]
	H(e,e'p)π^0	Spektr. A & B	Strukturfunktionen $R_{L,T,LT}$ an der Schwelle, Test Chirale Störungstheorie, Ref. [5]
	H(e,e'p)γ	Spektr. A & B	Virtuelle Comptonstreuung, Generalisierte Polarisierbarkeiten des Nukleons, Ref. [6]
Deuteron	D(e,e'p)	Spektr. A & B	Hohe Impulskomponenten, Mesonenaustausch-, Isobarenströme, Ref. [7]
Nukleon im Kern	^{12}C, ^{16}O(e,e'p)	Spektr. A & B oder BGO-Kristallkugel	Hohe Impulskomponenten oder Anregungsenergien im Kern, Ref. [8, 9, 10, 11]
	^{12}C(e,e'pp)	Spektr. A & Kristallkugel	NN-Korrelationen im Kern, Ref. [8]
Δ-Resonanz im Kern	^{3}He(e,e'$\pi^\pm$)	Spektr. A & B	Δ^{++} im Grundzustand von ^{3}He, Ref. [12]
	^{12}C(e,e'X)	Spektr. A & Kristallkugel	Zerfall der Δ-Resonanz im Kern, Ref. [8]

Tabelle 1.1: Erste Experimente an der 3-Spektrometeranlage

Die in Tab.1.1 aufgeführten Experimente umfassen nur einen Teil des Programms der A1-Kollaboration. Sie stellen einen Beginn dar und konzentrieren sich auf die Messung von fundamentalen Eigenschaften des Nukleons wie Formfaktoren und elektromagnetische Polarisierbarkeiten sowie der Pionproduktion am Proton an und in der Nähe der Schwelle, auf das Studiums des leichtesten Kerns, des Deuterons, und auf das Verhalten der Nukleonen bzw. der Δ-Resonanz in Kernen.

Die Messung der globalen Eigenschaften des Nukleons ist von besonderem Interesse, da daraus Erkenntnisse über die QCD im nicht-pertubativen Bereich gewonnen werden können. Der elektrische Formfaktor gibt Aufschluß über die Verteilung der Ladung, der magnetische über die der Ströme und magnetischen Momente im Nukleon und erlaubt damit Rückschlüsse auf den „confinement"-Radius der Quarks. Bisher war der magnetische Formfaktor des Neutrons nur auf $\pm 20\%$ bekannt. Die A1-Experimente haben den Fehler auf $\pm 1\%$ verringert. Die Messung der dynamischen elektromagnetischen Polarisierbarkeiten erlaubt den Test von Niederenergienäherungen der QCD [13]. Bisher gab es nur Messungen der Comptonstreuung *reeller Photonen* am Proton [14, 15, 16, 17] oder Neutron [18, 19] zur Eingrenzung des Wertes der magnetischen und elektrischen Polarisierbarkeit des Nukleons. An der Drei-Spektrometer-Anlage wurde vor kurzem das erste Experiment [6] zur Bestimmung zumindest eines Teils der zehn Generalisierten Polarisierbarkeiten des Nukleons [20] über die Comptonstreuung *virtueller Photonen* am Proton begonnen.

Der hohe MAMI-Strahlstrom mit 100 % Tastverhältnis in Verbindung mit einem Hochleistungs–Wasserstoffkryotarget (maximale Strombelastung $65\,\mu A$) ermöglichte neue Experimente zur Elektroproduktion von Pionen am Proton an und in der Nähe der Schwelle. Auch die Schwellenproduktion von Pionen am Nukleon erlaubt den Test von Niederenergienäherungen der QCD. Hierzu gibt es im Rahmen der Niederenergietheoreme der Stromalgebra [21] Berechnungen der s-Wellen–Streuamplitude [22, 23, 24, 25, 26]. Sie wurde auch im Rahmen der Chiralen Störungstheorie [27, 28] ausgerechnet [29, 30]. Für die Pionproduktion oberhalb der Schwelle wurden ebenfalls neue, effektive Theorien entwickelt [31], die mit unseren Experimenten getestet werden können.

Im Rahmen der kernphysikalischen Experimente an der Drei-Spektrometer-Anlage wurde der leichteste Kern, das Deuteron, einer Zerreißprobe ausgesetzt. Es wurden sehr hohe Impulskomponenten in diesem gebundenen Zwei-Nukleonen-System bis fast 1 GeV/c gemessen, um nicht-nukleonische Freiheitgrade im Kern, wie Isobaren(Δ)–Ströme und Mesonenaustauschströme, zu studieren.

Die Untersuchung der Rolle des ersten angeregten Zustands des Nukleons, der Δ–Resonanz, im Kern war Gegenstand der Messungen $^3He(e,e'\pi^\pm)$ und $^{12}C(e,e'X)$ mit $X = pp, p\pi^-$. In der ersten Messung sollte in longitudinaler Kinematik eine mögliche, kleine Δ^{++}–Komponente in der Grundzustandwellenfunktion des ^3He [32, 33] herauspräpariert werden, in den Messungen an ^{12}C sollte die Anregung, Progagation und der Zerfall der Δ–Resonanz in Vielteilchen-Endkanäle untersucht werden.

Eines der überraschendsten Ergebnisse kernspektroskopischer Experimente in den letzten Jahren war die Beobachtung, daß die aus (e,e'p)–Messungen an einer Vielzahl von Kernen von ^{12}C bis ^{208}Pb gewonnenen spektroskopischen Faktoren für Valenzorbitale weit unter den Vorhersagen des Einteilchenschalenmodells (IPSM) blieben [34, 35, 36]. Die gemessene Quasiteilchenstärke schöpft nur ca. 65 % der IPSM–Summenregel aus [37]. Die Einbeziehung langreichweitiger(RPA)–Korrelationen verringert die IPSM–Stärke nur um ca. 10 %. Dagegen ergaben neuere Kernmaterierechnungen (s. z.B. [38, 39, 40]), daß in der Tat, wenn realistische, an die Eigenschaften des Deuterons und die Nukleon-Nukleon–Streudaten angepaßte Nukleon-Nukleon-Potentiale, die dann insbesondere eine abstoßende Wechselwirkung bei kleinen Abständen enthalten, verwendet werden, eine Verminderung der IPSM–Stärke knapp unterhalb der Fermikante von ca. 35 % resultiert. Diese Entvölkerung von Niveaus unterhalb der Fermikante und die Verlagerung von spektroskopischer Stärke über die Fermikante hinweg zu hohen Impulsen hin ist in diesen Modellen kurzreichweitigen oder Tensorkorrelationen zuzuschreiben.

Die Ergebnisse der Rechnungen in unendlich ausgedehnter Kernmaterie werden für endliche Kerne bestätigt, z.B. durch Rechnungen, die sog. korrelierte Wellenfunktionen („correlated basis functions“ CBF) verwenden [41]. In Ref. [42] wird betont, daß kurzreichweitige Nukleon-Nukleon–Korrelationen hohe Impulskomponente schon im Grundzustand eines Kerns wie ^{16}O (vgl. [43]) erzeugen sollten.

Diese theoretischen Vorhersagen wurden in zwei Experimenten an der Spektrometeranlage überprüft. Dazu wurden hohe Impulskomponenten im Grundzustand und in den niedrig angeregten Zuständen der Restkernen ^{11}B und ^{15}N in den Reaktionen $^{12}C(e,e'p)^{11}B$ und $^{16}O(e,e'p)^{15}N$ gemessen (s. Kap. 3.1)

Andererseits vermutet man intuitiv, daß, trifft das virtuelle Photon ein korreliertes Nukleon-Nukleon–Paar, von dem z.B. ein Proton in einer (e,e'p)–Messung einen hohen „fehlenden“ Impuls aufweist (in der Stoßwellennäherung würde dies einem großen „inneren“ Impuls des Protons im Kern vor der Interaktion mit dem virtuellen Photon entsprechen), der andere, nicht beobachtete Partner ebenfalls einen hohen inneren Impuls besessen haben sollte — vorausgesetzt, das Nukleonenpaar ruhte vor der Interaktion mit dem virtuellen Photon im Kern. Diese Ereignisse wären in (e,e'p)–Messungen charakterisiert *sowohl* durch hohe fehlende Impulse („missing momenta“ p_m) *als auch* hohe fehlende Energien (“missing energies“ E_m). Das ist in der Tat ein Ergebnis der Kernmaterierechnungen [38, 39, 40] und wurde kürzlich für den Kern ^{16}O bestätigt [44]: die durch kurzreichweitige Korrelationen erzeugten hohen „missing momenta“ p_m sollten vor allem — allerdings nicht ausschließlich — mit hohen „missing energies“ E_m, also der Anregung des Kerns ins Kontinuum, verbunden sein.

Es wurde deshalb ein $^{12}C(e,e'p)$–Experiment durchgeführt, das wegen der Verwendung einer Kristallkugel zum Nachweis der emittierten Protonen in der Lage war, einen sehr großen Phasenraum in p_m und E_m zu erfassen (s. Kap. 3.2).

Trivialerweise ist die beste experimentelle Methode, Nukleon-Nukleon–Korrelationen zu untersuchen, die Beobachtung beider korrelierter Partner in einem Raumwinkel von 4π. Dies wurde mit der Messung der Reaktion $^{12}C(e,e'pp)$, in der die beiden Protonen wieder in der Kristallkugel nachgewiesen wurden, versucht (s. Kap. 3.2.3).

Allerdings sind nicht nur Nukleon-Nukleon–Korrelationen eine Komplikation in einer über das Einteilchen-Schalenmodell hinausgehenden Beschreibung des Kerns. Seine Antwort auf eine elektromagnetische Probe scheint ebenso komplex zu sein [45] wie die auf ein Pion [46, 47]. Deshalb wurden die Multihadron-Endkanäle im gesamten, MAMI zugänglichen Anregungsenergieintervall des Kerns von der Quasielastischen Streuung des virtuellen Photons am Proton bis zur Anregung der Δ–Resonanz im Kern in der Reaktion $^{12}C(e,e'X), X = Hadron(en)$ in 4π–Geometrie untersucht (s. Kap. 3.2).

Bevor auf diese Experimente eingegangen wird, soll der Aufbau und die Inbetriebnahme der Drei-Spektrometer-Anlage, die insgesamt einige Mann(Frau)–Jahrhunderte in Anspruch nahm, in Kapitel 2 beschrieben werden.

Kapitel 2

Drei–Spektrometer–Anlage

Ein Schwerpunkt des wissenschaftlichen Programms an MAMI ist die exklusive Messung der Elektroproduktion von Hadronen an Nukleonen und Kernen. Dazu wurde in den Jahren 1987 bis 1995 von der A1–Kollaboration eine Spektrometeranlage (s. Abb. 2.1), bestehend aus drei Magnetspektrometern (der Einfachheit halber A, B, C genannt), in einer ebenfalls neuen Experimentierhalle aufgebaut. Um Tripelkoinzidenmessungen des Typs A(e,e'x_1x_2) mit x_1, x_2 = p oder $\pi^\pm$ durchführen zu können, sind es drei senkrecht stehende Spektrometer, die um einen gemeinsamen Drehpunkt, dem Target, angeordnet sind. Um die Anregungszustände auch schwererer Restkerne aufzulösen und wegen der sehr kleinen Koinzidenzwirkungsquerschnitte müssen es zudem abbildende Spektrometer mit großer Impuls- und Raumwinkelakzeptanz sein.

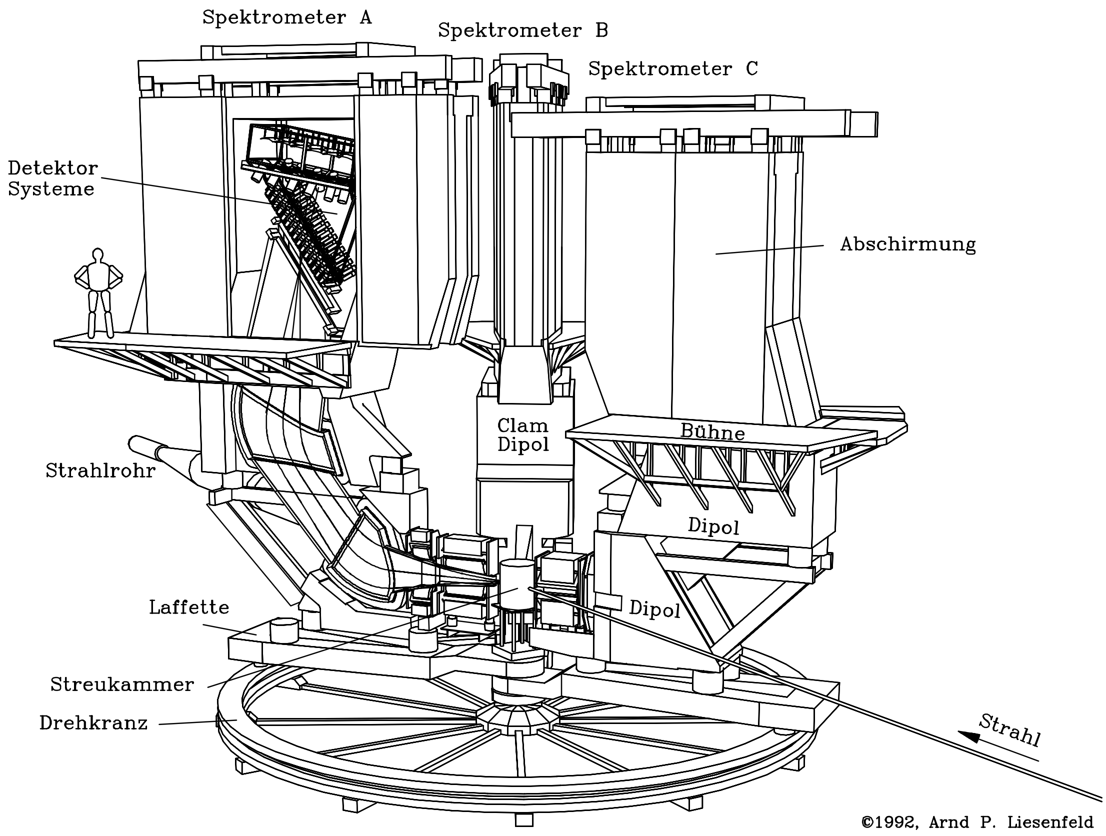

Abbildung 2.1: Drei–Spektrometer–Anlage an MAMI

Spektrometer		A	B	C
Farbsingulett		rot	blau	grün
Konfiguration		QSDD$^{a)}$	D$^{b)}$	QSDD$^{a)}$
Abbildungsverhalten				
dispersive Ebene		pt $\to$ pt	pt $\to$ pt	pt $\to$ pt
nicht–dispersive Ebene		$\parallel \to$ pt	pt $\to$ pt	$\parallel \to$ pt
Maximaler Impuls	[MeV/c]	735	870	551
Impuls der Referenzbahn	[MeV/c]	630	810	459
Impuls der Zentralbahn	[MeV/c]	660	810	490
Raumwinkel	[msr]	28	5.6	28
Streuwinkelbereich$^{c)}$				
minimaler Winkel	[°]	18	7	18
maximaler Winkel	[°]	160	62$^{d)}$	160
Impulsakzeptanz	[%]	20	15	25
Winkelakzeptanzen				
dispersive Ebene	[mrad]	±70	±70	±70
nicht–dispersive Ebene	[mrad]	±100	±20	±100
Langes–Target–Akzeptanz	[mm]	50	50	50
Winkel der Bildebene	[°]	45	47	45
Länge der Bildebene	[m]	1.80	1.80	1.60
Länge der Zentralbahn	[m]	10.75	12.03	8.53
Dispersion (Zentralbahn)	[cm/%]	5.77	8.22	4.52
Vergrößerung (Zentralbahn)		0.53	0.85	0.51
Dispersion / Vergrößerung	[cm/%]	10.83	9.64	8.81
Impulsauflösungsvermögen		$\leq 10^{-4}$	$\leq 10^{-4}$	$\leq 10^{-4}$
Winkelauflösung am Target	[mrad]	< 3	< 3	< 3
Ortsauflösung am Target	[mm]	≈ 5	≈ 1	≈ 5

$^{a)}$ Dipolmagnete mit homogenem Magnetfeld

$^{b)}$ "Clamshell"–Dipolmagnet

$^{c)}$ Winkelangaben in bezug auf den zentralen Spektrometerwinkel

$^{d)}$ Maximaler Streuwinkel für Spektrometer B links des Strahls: $-97°$

Tabelle 2.1: Teilchenoptische Eigenschaften der drei Magnetspektrometer.

Die Anlage wurde flexibel ausgelegt. Insbesondere wurden die Detektorsysteme so konzipiert, daß in jedem Spektrometer sowohl Elektronen als auch (gegebenfalls nach Umpolung der Magnete) Hadronen gemessen werden können. Dennoch wurden bei der Planung den einzelnen Spektrometern A, B und C folgende Hauptaufgaben zugewiesen (s. auch Tab 2.1).

- Die Trennung der longitudinalen und transversalen Beiträge zum Wirkungsquerschnitt der Reaktionen A(e,e'p) oder A(e,e'$\pi^{\pm}$) in einer sog. „Rosenbluth-Separation“ gelingt mit hoher Präzision nur, wenn der Polarisationsparameter $0 \leq \varepsilon \leq 1$ des virtuellen Photons in einem großen Bereich variiert wird. Dies ist gleichbedeutend mit einem großen Variationsbereich des Streuwinkels des Elektrons von unter 10° bis 160°. Da der Wirkungsquerschnitt eine stark abfallende Funktion des Streuwinkels ist, kann ein einzelnes Elektronenspektrometer den gesamten Winkelbereich nicht mehr optimal abdecken. Deshalb wurde für den Bereich kleiner Elektronenstreuwinkel das schlanke „Clamshell“–Spektrometer B entworfen, für den Rückwärtswinkelbereich Spektrometer C. Spektrometer B kann einen minimalen Winkel von 7° relativ zum auslaufenden Elektronenstrahl erreichen. Wegen der vergleichsweise hohen und stark zu größeren Streuwinkeln hin abfallenden Zählraten ist eine verhältnismäßig kleine horizontale Akzeptanz durchaus sinnvoll. Bezüglich der Impulsakzeptanz von 15 % und der vertikalen, sog. „out-of-plane“–Winkelakzeptanz von ±70 mrad ist Spektrometer B vergleichbar mit den beiden anderen Spektrometern. Der maximal selektierbare Teilchenimpuls ist mit 870 MeV/c größer als der Impuls des einlaufenden Elektronenstrahls. Dies ist besonders wichtig für die Messung von in zum Impulsübertrag paralleler Richtung emittierten Protonen oder Pionen („parallele Kinematik“ zur Unterdrückung der Interferenzterme im Wirkungsquerschnitt, s. Kap. 3).
- Spektrometer A dient in erster Linie dem Nachweis der in der Reaktion A(e,e'x) oder A(e,e'x_1x_2) emittierten Hadronen x. Der Maximalimpuls des Spektrometers beträgt 735 MeV/c. Dies entspricht z.B. einer maximalen kinetischen Protonenenergie von 254 MeV. Das Spektrometer besitzt sowohl eine große Raumwinkelakzeptanz von 28 msr als auch eine große Impulsakzeptanz von 20 %.
- Den rückwärtigen Winkelbereich der Spektrometeranlage deckt das Spektrometer C ab. Es weist Teilchen mit moderat hohen Impulsen bis maximal 550 MeV/c nach. Seine Impulsakzeptanz ist mit 25 % hoch, ebenso wie seine Raumwinkelakzeptanz (28 msr). Neben seiner Aufgabe als „Rückwärts“–Elektronenspektrometer dient Spektrometer C in Dreifach–Koinzidenzexperimenten vom Typ (e,e'pp) oder (e,e'p$\pi^{\pm}$) neben Spektrometer A dem Nachweis des zweiten emittierten Hadrons.

Obige Anforderungen waren mit Magneten alleine nicht mehr zu realisieren. Deshalb wurden die Fokalebenen aller Spektrometer mit Spurdetektoren ausgerüstet

(s. Kap. 2.2.1), mit denen zwei Orts– und zwei Winkelkoordinaten der impulsanalysierten Teilchen bestimmt werden. Diese Koordinaten werden dann dazu benutzt, die Teilchenbahnen durch die Magnetspektrometer zu rekonstruieren und Abbildungsfehler zu korrigieren.

Die Spektrometer besitzen ein Gesamtgewicht von ca. 1000 t. Jedes Spektrometer muß in einem weiten Winkelbereich sehr genau verfahren werden können. Sie gleiten deshalb auf einem 70 μm dünnen Ölfilm über eine 50·50 cm^2 dicke Stahlschiene und sind auf 0.01° positionierbar. Zur Messung transversaler Interferenzstrukturfunktionen ist Spektrometer B außerdem um ca. 1.5 m aus der Laborebene heraushebbar. Dabei muß es stets genau auf das Target zeigen. Die Lösung dieser Aufgabe war wegen des großen Gewichts des „Clamshell"–Magneten samt Abschirmhauses von ca. 340 t nicht einfach.

Die Spektrometeranlage weist noch eine Reihe weiterer Komponenten auf, deren Aufbau ebenfalls viel Zeit und Mühe gekostet hat. Einige wenige sollen kurz erwähnt werden:

- Zur Messung der Elektropionproduktion am Proton — in Zukunft auch am Neutron im Deuteron —, der Virtuellen Comptonstreuung, der quasielastischen Elektronenstreuung am Deuteron etc. wurde ein Hochleistungskryotarget entwickelt [48]. Es wird bei ca. 20 K betrieben, hat eine Dicke von 2 cm und widerstand vor kurzem ohne Blasenbildung einem über ca. 10 mm^2 gewedelten [49] Strahlstrom von 65 μA. Das entspricht einer Luminosität von $3{\cdot}10^{37}$ Nukleonen/cm^2/s.
- In der Messung der Reaktion ^{3}He(e,e$\pi^\pm$) (Suche nach einer Δ^{++}–Beimischung im Grundzustand von ^{3}He) wurde ein 15 bar–Hochdruck-Kryotarget betrieben.
- Der Strahlstrom wird in der Spektrometerhalle redundant in zwei Mikrowellen-Resonatoren durch Anregung der TM_{010}–Mode mit einer Genauigkeit von ±10 nA gemessen, ebenso die Strahllage auf ca. 0.1 mm [50, 51].
- Der bisher in die Spektrometerhalle geleitete Strahlstrom betrug maximal 116 μA. Fur diese hohen Dauerstrahlströme mußte ein spezieller Strahlfänger entwickelt werden [52].
- Es wurde ein Laser-Justiersystem zur Ausrichtung der Spektrometer und Targets installiert. Zur Präzisionsjustage wird jeweils ein 2(3)–Theodolitensystem aufgebaut.

u.v.a.m.

2.1 Magnete

Auf die teilchenoptischen Entwürfe (eine allgemeine Einführung ist in Ref. [53] zu finden) der drei Magnetspektrometer (s. Tab. 2.1) soll nur kurz eingegangen werden. In der Planung wurden die folgenden Prämissen gesetzt.

- Das gewünschte hohe Impulsauflösungsvermögen erfordert eine Punkt-zu-Punkt–Abbildung in der dispersiven (vertikalen) Richtung für alle drei Spektrometer A, B und C.
- Eines der Spektrometer sollte eine gute Target-Vertexauflösung aufweisen, um neben dünnen Festkörpertargets auch bis zu mindestens 5 cm ausgedehnte, flüssige (Wasserstoff-, Deuterium-, Wasser-) oder gasförmige (z.B. ^{3,4}He-) Targets verwenden zu können. Deshalb weist Spektrometer B auch in der nicht-dispersiven Richtung eine Punkt-zu-Punkt–Abbildung auf.
- Mindestens eines der Spektrometer sollte bei (Zwei- oder Dreifach-) Konzidenzmessungen ein gutes Winkelauflösungsvermögen bei gleichzeitig großer Streuwinkelakzeptanz aufweisen. Aus diesem Grund besitzen sowohl Spektrometer A als auch C in der nicht-dispersiven (horizontalen) Ebene Parallel-zu-Punkt–Abbildungseigenschaften.

Die teilchenoptischen Rechnungen wurden mit den Programmen TRANSPORT [54] und RAYTRACE [55, 56, 57] durchgeführt. Sie werden in [58, 59] im Detail beschrieben. TRANSPORT verwendet den Matrixformalismus in 1. und 2. Ordnung, in dem Monte-Carlo-Programm RAYTRACE werden die Teilchenbahnen durch numerische Integration der Bewegungsgleichung unter Verwendung der gemessenen Magnetfelder berechnet, was natürlich aufwendiger ist.

Die Magnete selbst wurden mit Hilfe des Programmes POISSON [60], das die Maxwell-Gleichungen der Magnetostatik in zwei Dimensionen löst, sowie an kritischen Stelle, an denen die Feldstärke in den Bereich der Sättigung zu gelangen drohte, mit dem dreidimensionalen Programm PROFI [61] entworfen.

Alle Magnetteile der drei Spektrometer — also die Polschuhe und Rückflußjoche der Quadrupole, Sextupole, homogenen Dipole und des inhomogenen „Clamshell“-Dipols — wurden nach unseren Plänen von den „Vereinigten Schmiedewerken GmbH“, VSG, in Hattingen aus Magnetstahl gebaut (geschmiedeter ZSH-Spezialstahl für die Polschuhe und Stahlguß GS-ZSH-Extra für die Rückflußjoche [62]). Die Vakuumkammern, Spulen und Netzgeräte lieferte die Fa. Danfysik, Dänemark. Die Kollimatoren, Vakuumschieber, Spektrometeraustrittsfenster (s. Kap. 2.1.3) sowie die je ca. 110 t schweren Detektorabschirmungen auf den Spektrometern wurden im Hause entworfen und gebaut. Nach dem Zusammenbau in Hattingen wurden die Felder der Einzelmagnete vermessen (s. [63, 64]), mit Schwertransportern nach Mainz geliefert, sofort in der noch im Bau befindlichen

Spektrometerhalle aufgestellt, mit den Detektorabschirmhäusern versehen und schließlich in den Jahren 1992 bis 1995 in Betrieb genommen.

2.1.1 „Clamshell“-Spektrometer B

Um zur Messung der Interferenzstrukturfunktionen eines der Magnetspektrometer aus der Laborebene herausheben zu können, wurde das doppelfokussierende Spektrometer B als kompaktes "Clamshell"–Spektrometer konzpipiert. Die Polschuhe des inhomogenen Dipolmagneten sind wie bei einer Muschel nach außen hin mit einem Winkel von 3.495° geöffnet. Die Feldlinien verlaufen zwischen den Polschuhen kreisförmig um die Schnittachse beider Polschuhebenen. Das magnetische Induktionsfeld B nimmt radial nach außen, proportional zum Abstand r von dieser Achse gemäß $B(r) \propto 1/r$ ab. Wählt man bei dieser Art von Spektrometern die Driftstrecke zwischen Target und Magnet-Eintrittskante bzw. -Austrittskante und Bildebene etwa gleich groß, so erreicht man zusätzlich zur ausgezeichneten Vertexauflösung auch noch eine gute Winkelauflösung in der nicht-dispersiven Ebene (in unserem Fall der Streuwinkel- oder Laborebene). Abbildung 2.2 zeigt einen Schnitt in Richtung der Symmetrieebene des Spektrometers.

Die Polschuhe des Spektrometers B sind (wie die der anderen Dipole von Spektrometer A und C) über ihre gesamte Fläche eben mit einer Toleranz von 30 μm. Ihre inneren Oberflächen wurden vernickelt, da sie, zusammen mit umlaufenden Wänden aus austenitischem Stahl, die Vakuumkammer bilden. Der Polschuhabstand wird durch nichtmagnetische Abstandshalter aus Titan auf 50 μm genau definiert. Er beträgt 20 cm entlang der 1.5 T–Feldlinie (vergl. Abb. 2.2). Die Polschuhe wurden mit dreigeteilten Gewindebolzen aus austenitischem und Magnetstahl zu einem Polschuhpaket verschraubt und an einer Seite am Rückflußjoch befestigt.

Die Anforderung an die Feldhomogenität auch im Randbereich der Polschuhe wurde zu $\delta B/B = \pm 2 \cdot 10^{-4}$ festgelegt. Um dies zu gewährleisten, wurden die Polschuhe zum einen um 1.25 Polschuhabstände über die von den nachzuweisenden Teilchen beanspruchte, vertikale Winkelakzeptanz hinaus im Magneten vergrößert, zum anderen an ihren Außenkanten mit sog. „Shims“ aus Magnetstahl ausgestattet.

Das Rückflußjoch wurde so dimensioniert, daß die Querschnittsfläche senkrecht zu den magnetischen Flußlinien an jeder Stelle mindestens gleich der Polschuhfläche ist. Das Seitenjoch des Spektrometers B wurde in Höhe des auslaufenden Strahlrohrs keilförmig eingeschnitten und unterhalb dieses Einschnittes von 60 cm Dicke auf 25 cm reduziert, um zu Streuwinkeln von 7° gelangen zu können.

Wegen der hohen Anforderungen an die Homogenität des Magnetfeldes zwischen den Polschuhen wurde zwischen Joch und Polschuh ein zusätzlicher Luftspalt,

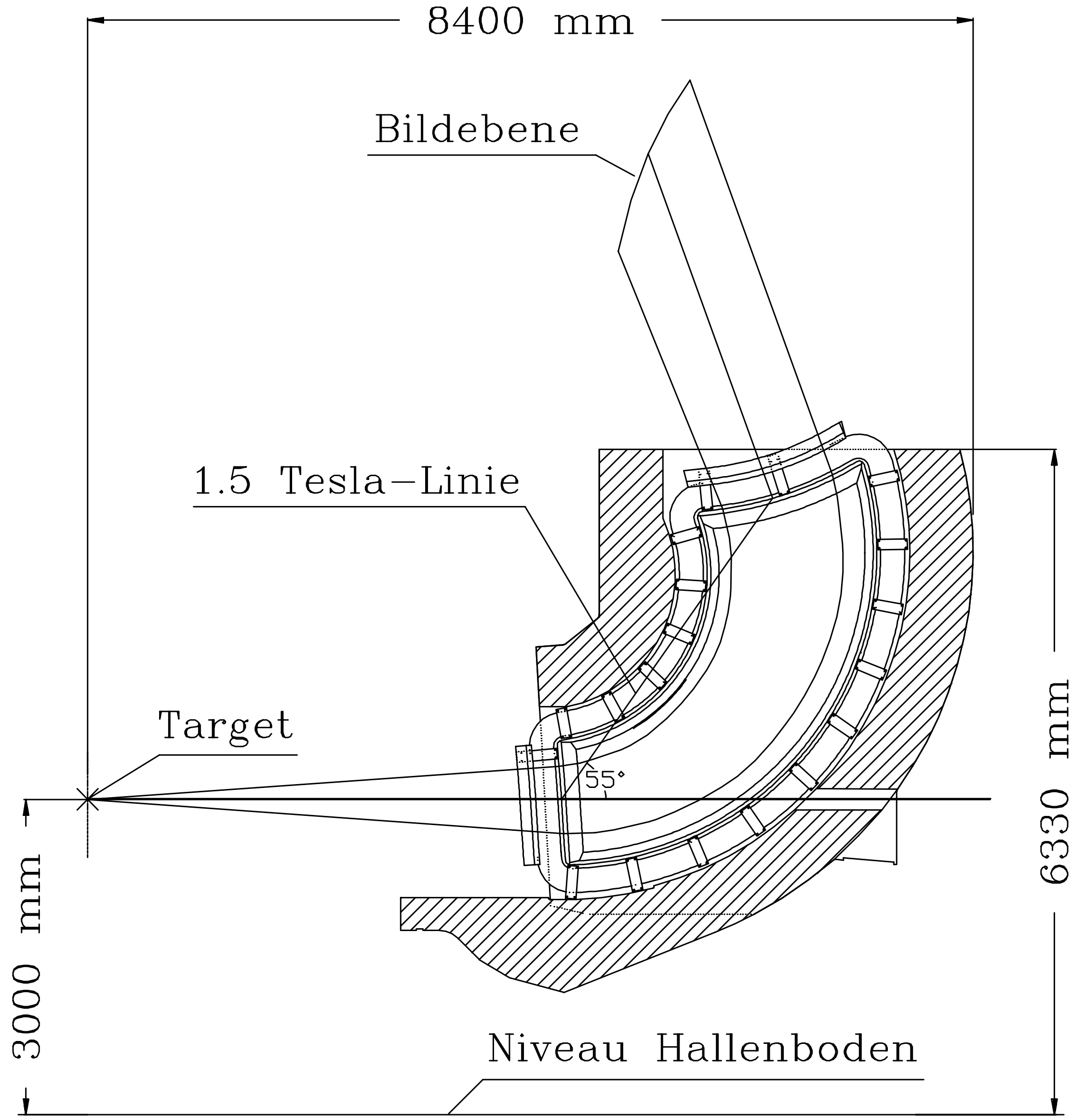

Abbildung 2.2: Vertikaler Schnitt durch das „Clamshell“-Spektrometer B mit max. Impuls 870 MeV/c, Impulsakzeptanz 15 %, Raumwinkel 5.6 msr. Neben der 1.5 T–Magnetfeldlinie sind die Teilchenbahnen mit den beiden größten, voll erfaßten „out-of-plane“–Winkeln eingezeichnet. Diese beiden Randbahnen bestimmen die Polschuhbreite des inhomogenen Dipolmagneten. Der Abstand der Polschule bei der 1.5 T–Linie beträgt 20 cm.

ein sog. „Purcell–Filter“ [65], eingefügt, der zudem zum Ausgleich der auf das Polschuhpaket wirkenden magnetischen Kräfte evakuiert oder unter Druck gesetzt werden kann.

Der Platz für die (normalleitenden) Erregerspulen des Magnets ist so bemessen, daß bei maximaler Erregung eine Stromdichte von ca. 5 A/mm^2 nicht überschritten wird. Die Spulen sind aus einlagigen Teilspulen, die elektrisch hintereinander und kühlungstechnisch parallel geschaltet wurden, zusammengesetzt.

Der Magnet wird am Ein- und Austritt, außerhalb der Spulen und den gebogenen Polschuhkanten in etwa folgend, von direkt am Joch befestigten Feldklammern begrenzt. Sie stellen für die Feldlinien im Randbereich einen magnetischen Kurzschluß dar und begrenzen so das Randfeld. Dabei wurde das Kantenprofil der Polschuhe (im Ein– und Austrittsbereich des Spektrometers ein „Rogowski–Profil“ [66]) sowie die Form der Feldklammern so gestaltet, daß die effektiven Feldgrenzen mit den Polschuhkanten zusammenfallen.

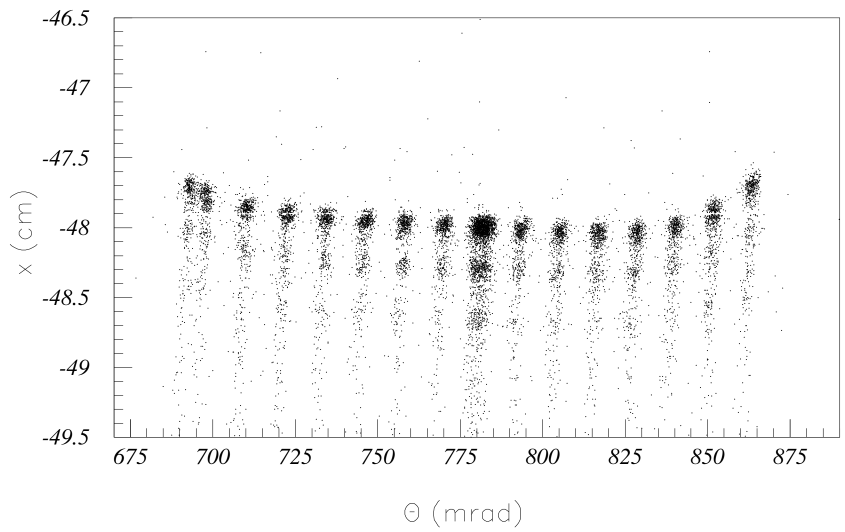

Abbildung 2.3: Abbild elastisch an ^{181}Ta und durch einen Lochkollimator vor Spektr. B gestreuter Elektronen in der $(x - \Theta)$–Bildebene bei E_0=495 MeV und Streuwinkel 28°. Es wurde selektiert die mittlere Lochkollimatorreihe mit $\Phi = 0°$ und Impulsablage $\delta = -4\,\%$ relativ zur Referenzbahn — hier schneidet die x-Ebene des Spurdetektors die Fokalebene.

Die Fokalebene des Spektrometers B ist in der dispersiven x-Richtung verhältismäßig stark gekrümmt. Die sog. „Hardware“-Impulsauflösung des Spektrometers beträgt bei vollem Raumwinkel ca. $6 \cdot 10^{-3}$. In Abb. 2.3 wird der günstigste Fall dargestellt, für den die x1-Ebene des Spurdetektors gerade die Fokalebene schneidet. Hier ist die Impulsauflösung ca. $3 \cdot 10^{-3}$. Allerdings kann

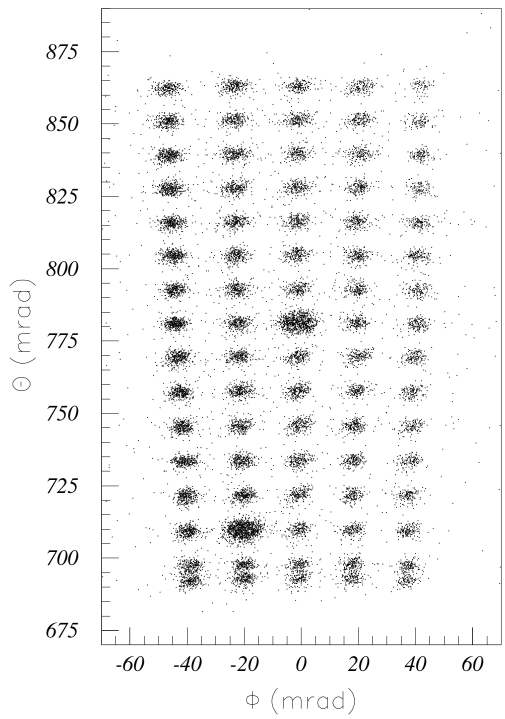

Abbildung 2.4: Abbild des Lochkollimators Spektr. B im Fokalebenen-Spurdetektor für die elastische Reaktion $^{181}Ta(e,e')$, $E_0 = 495\ MeV$. Der Kollimator hat die Maße: Durchmesser Bohrungen $8\,mm$, Positionsgenauigkeit $0.1\,mm$, Genauigkeit Justage $0.2\,mm$, damit Winkelfehler $34\,\mu rad$ bei Abstand Target — Kollimator $2.945\,m$.

mit dem Bahnrückverfolgungsalgorithmus (s. Kap. 2.4) unter Verwendung der Orts- und Winkelinformationen, die der Fokalebenen-Spurdetektor (s. Kap. 2.2) liefert, die Impulsauflösung des Spektrometers B um fast zwei Größenordungen verbessert werden. Abb. 2.4 zeigt die Abbildung eines Lochkollimators vor dem Spektrometer. Auch hier sind noch Verzerrungen in der Bildebene, vor allem in der Streuwinkelkoordinate Φ als Funktion der „Out-of-plane“–Koordinate Θ, zu erkennen, die aber ebenfalls sehr gut korrigierbar sind.

2.1.2 QSDD–Spektrometer A und C

Die beiden Spektrometer A und C sind gleichartig aufgebaut (s. Abb. 2.5 und 2.6). Spektrometer C ist der um einen Faktor 11/14 kleinere Bruder von A. Die nötige Dispersion (s. Tab. 2.1) wird jeweils von den beiden homogenen Dipolen AD1 und AD2 sowie CD1 und CD2 aufgebracht. Sie werden mit maximalen Feldstärken von 1.5 T (Spektr. A) bzw. 1.4 T (Spektr. C) betrieben. Die große

Streuwinkelakzeptanz wird durch das Vorsetzen eines in der nicht-dispersiven y–Richtung fokusierenden Quadrupols erreicht. Zur Reduzierung der Polschuhabstände (20 cm in AD1 und AD2, 16 cm in CD1 und CD2) wurde ein Zwischenbild in der nicht–dispersiven Ebene im Bereich des Eintritts in den zweiten Dipolmagneten eingeführt. Die sphärischen Abberationen (Abbildungsfehler 2. Ordnung, s. Kap. 2.4) werden hauptsächlich mit einem direkt vor den ersten Dipol gesetzten Sextupolmagneten korrigiert.

Zur Erzeugung weiterer Quadrupol- und Sextupolstärke wurden die Ein- und Austrittskanten der Dipole gekrümmt gebaut und relativ zur Referenz-Teilchenbahn (vergl. Abb. 2.5 und 2.6) gedreht. Insbesondere ist

- der Winkel der Referenzbahn zur Austrittkante des ersten Dipolmagneten AD1 bzw. CD1 sowie zur Eintrittkante der Dipole AD2 bzw. CD2 positiv. Das erzeugt zusätzliche Quadrupolstärke Q_y in der nicht-dispersiven Ebene.
- der Winkel der Referenzbahn am Eintritt zum ersten Dipolmagneten AD1 bzw. CD1 sowie am Austritt der Dipole AD2 und CD2 negativ. Dies wirkt defokussierend in x-Richtung und erhöht damit die Dispersion der Spektrometer.
- Die Ein– und Austrittskurven der Polschuhe der Dipolmagneten sind Kurven höherer Ordnung. Die konvexen Eintrittkanten der Dipole AD1 und AC1 erzeugen zusätzliche Sextupolstärke zur Kompensation der sphärischen Abberationen, ebenso wie die konkaven Austrittskanten der Dipole AD2 und CD2. Diese haben auch noch Beimischungen von Oktupolkomponenten.

Mit diesen Maßnahmen gelang es auch, die Fokalebenen der QSDD–Spektrometer flach zu gestalten und ca. 45° zur Teilchenbahn zu drehen. Dies ist erforderlich, um vertikale Driftkammern hoher Ortsauflösung als Spurdetektoren in der Bildebene einsetzen zu können (s. Kap. 2.2).

Die mit diesem aufwendigen Design erreichte „Hardware“–Impulsauflösung der Spektrometer A und C beträgt für den vollen Raumwinkel und über die gesamte Fokalebene ca. $\delta p/p = 3 \cdot 10^{-3}$ (s. Abb. 2.7). Sie wird mit der Methode der Bahnrückrechnung von der Bildebene zum Target unter Verwendung der Fokalebenen-Spurdetektordaten (s. Kap. 2.2 und 2.4) um einen Faktor von ca. 30 (begrenzt durch die Kleinwinkelstreuung in den Folien der Spektrometervakuumfenster, in der Luft und im Gas und den Folien in den Driftkammern) verbessert. Die Abb. 2.8 zeigt, daß die verbleibenden sphärischen Abberationen in der Bildebene verhältnismäßig klein sind. Sie sind, ebenfalls mit Hilfe der Fokalebenen–Spurdetektoren, fast vollständig zum Verschwinden zu bringen.

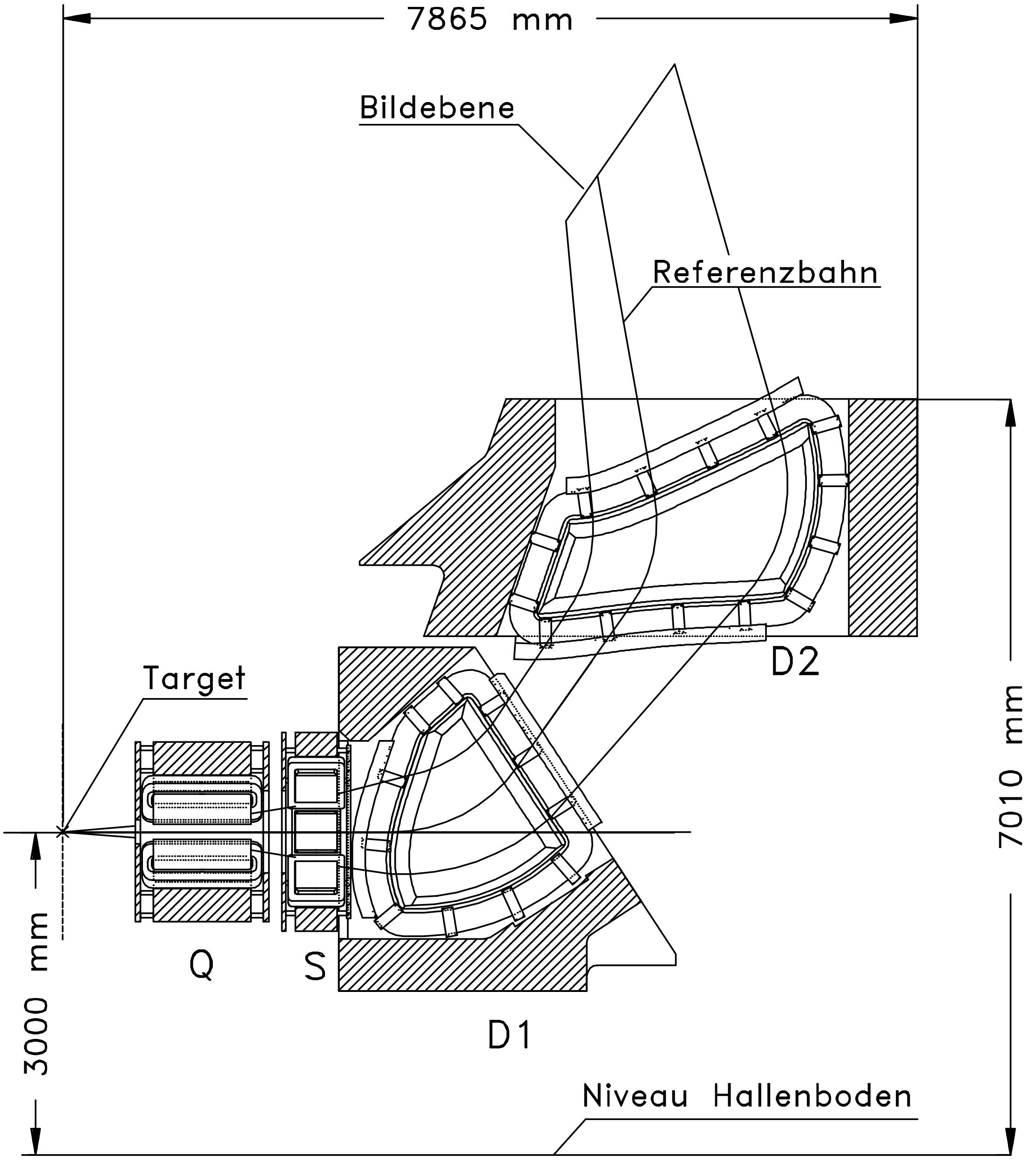

Abbildung 2.5: Vertikaler Schnitt durch das QSDD–Spektrometer A mit maximalem Impuls 735 MeV/c, Impulsakzeptanz 20 % und Raumwinkel 28 msr

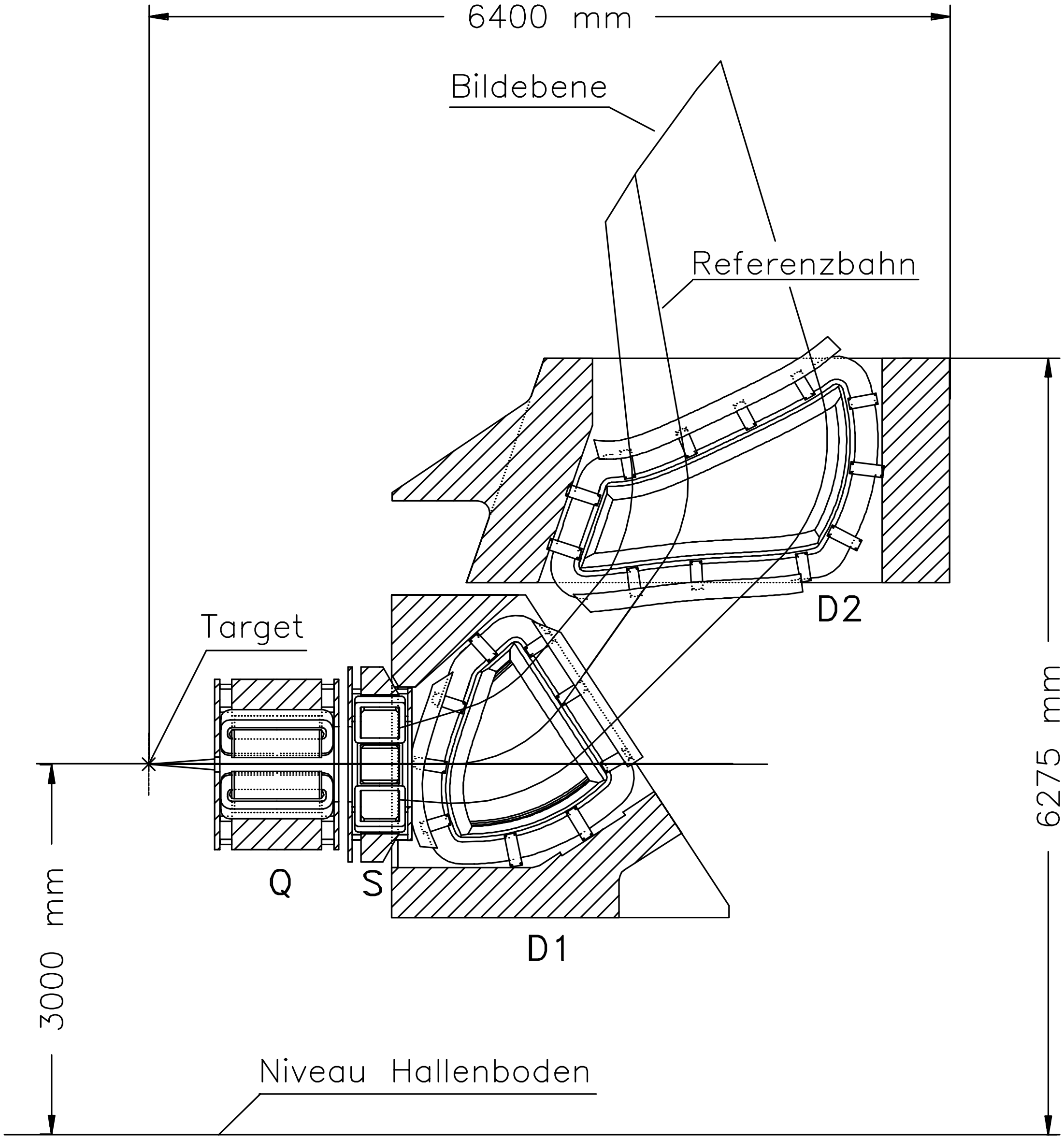

Abbildung 2.6: Vertikaler Schnitt durch das QSDD–Spektrometer C mit maximalem Impuls 551 MeV/c, Impulsakzeptanz 25 % und Raumwinkel 28 msr. Spektrometer C ist eine geometrisch um den Faktor 11/14 verkleinerte Version von Spektrometer A.

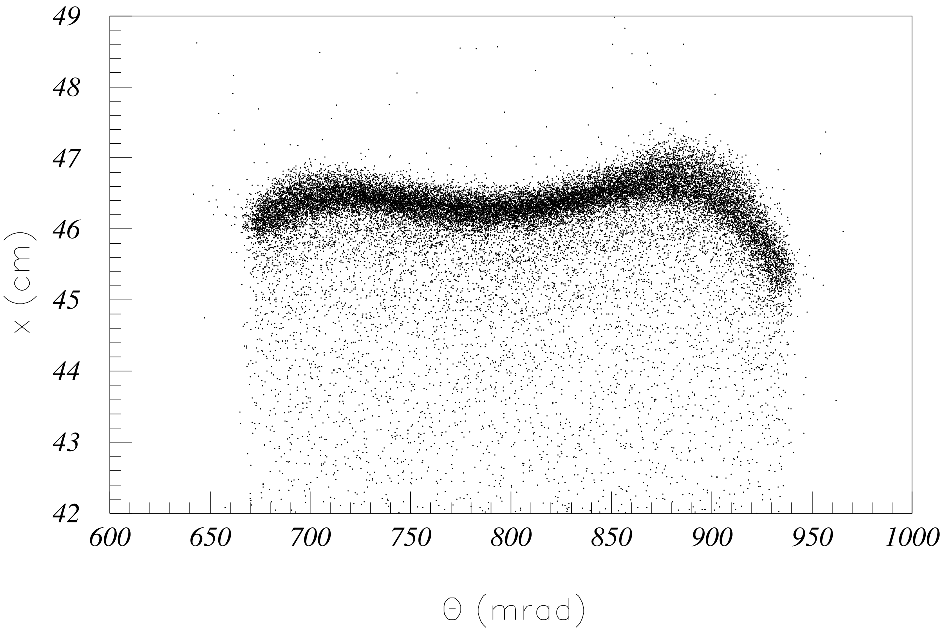

Abbildung 2.7: $(x - \Theta)$–Verteilung in der Fokalebene von Spektr. A für die elastische Reaktion $^{181}Ta(e, e')$ bei vollem Raumwinkel von 28 msr

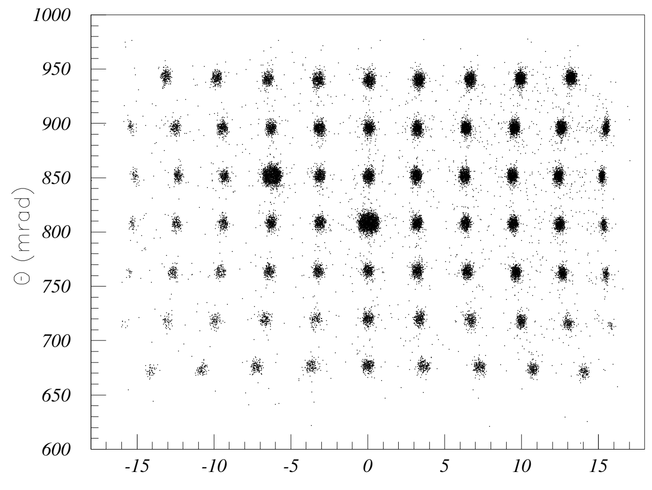

Abbildung 2.8: Abbild des Lochkollimators vor Spektr. A in der $(\Theta - y)$–Bildebene

2.1.3 Spektrometer–Austrittsfenster

In einer Reihe von Experimenten sollen niederenergetische Teilchen in den Spektrometern nachgewiesen werden. Als Beispiel sei die Messung der π^0–Produktion am Proton angeführt. Das in der Reaktion H(e,e'p)π^0 emittierte Rückstoßproton besitzt an der Produktionsschwelle und für kleine Viererimpulsüberträge einen Impuls von nur ca. 200 MeV/c. Die Messung seines Impulses bzw. seiner Emissionswinkel wird also durch Energieverlust–„straggling“ und Kleinwinkelstreuung in den Folien auf seinem Weg zur Fokalebene beeinträchtigt werden. Sie müssen deshalb so dünn wie möglich sein. Während die Spektrometer–Eintrittsfolien wegen ihrer kleine Fläche von nur ca. 100 cm^2 aus dünner Kaptonfolie hergestellt werden können — wenn das Spektrometer nicht sowieso mit der Streukammer über eine Vakuumverbindung verkoppelt wird —, stellen die großflächigen Spektrometer-Austrittsfenster ein Problem dar. Immerhin drückt die Atmosphäre mit einer Kraft von $2.8\,t$ (Spektrometer B) bzw. $9.6\,t$ (Spektrometer A) auf die Spektrometeraustrittsfläche.

Es gibt verschiedene Lösungsmöglichkeiten für dieses Problem. Man kann z.B. durch den Einsatz von Niederdruck (ca. 300 mbar)–Driftkammern die Foliendicke zu verkleinern suchen [67, 68]. Dann braucht man allerdings 2 Fenster pro Spektrometer und muß die 1472 Driftzellensignale aus der Niederdruckkammer herausführen: eine formidable Aufgabe. Wir haben uns deshalb entschlossen, zu versuchen, die Spektrometer– Austrittsfensterdicke durch Entwicklung einer Kevlargelegefolie mit kleiner Massenbelegung und doch guten Vakuumeigenschaften zu verringern.

Die Zugfestigkeit eines Kevlarfadens beträgt laut Hersteller $F_R \approx 42\,N \doteq 4.3\,kp$. Die über den Luftdruck P auf einen Faden der Bogenlänge b in einem Fadengelege der Dichte N (Anzahl Fäden pro Länge) ausgeübte Kraft F beträgt $F = (P/N)b$. Die Bogenlänge b ergibt sich aus dem Spektrometer–Austrittsfensterradius R und der Breite der Fensteröffnung s (vgl. Abb. 2.9) zu $b = 2 \cdot asin(\frac{s}{2R}) \cdot R$.

Für Spektrometer A mit $N = 1600\,m^{-1}$, $R = 0.38\,m$, $s = 0.4\,m$ und unter Luftdruck $P = 10^5\,Pa$ ergibt sich für die Kraft auf einen Faden $F \approx 26\,N$. Der Maximaldruck, dem das Fadengelege gerade noch standhalten würde, beträgt $P_{max} = 1.59 \cdot 10^5\,Pa$, also etwa $1.6\,bar$.

Die Charakteristika der drei Spektrometeraustrittsfensterflansche sind in Tabelle 2.2 aufgeführt. Alle Austrittsfenster wurden vor dem Einbau mit einer Druckdifferenz von 1.3 bar mindestens einen Tag lang belastet. Anschließend wurde jeweils ein Lecktest durchgeführt. Er ergab für das Austrittsfenster A nach 31 Stunden erstmaligem Pumpen eine Leckrate von $R_{vl} = 8.83 \cdot 10^{-3}\ \frac{mbar \cdot l}{s}$, für Austrittsfenster B nach 24 Stunden $R_{vl} = 1.573 \cdot 10^{-3}\ \frac{mbar \cdot l}{s}$. Für das Austrittsfenster von Spektrometer C wurde nach etwa 3–wöchigem Auspumpen ein Wert

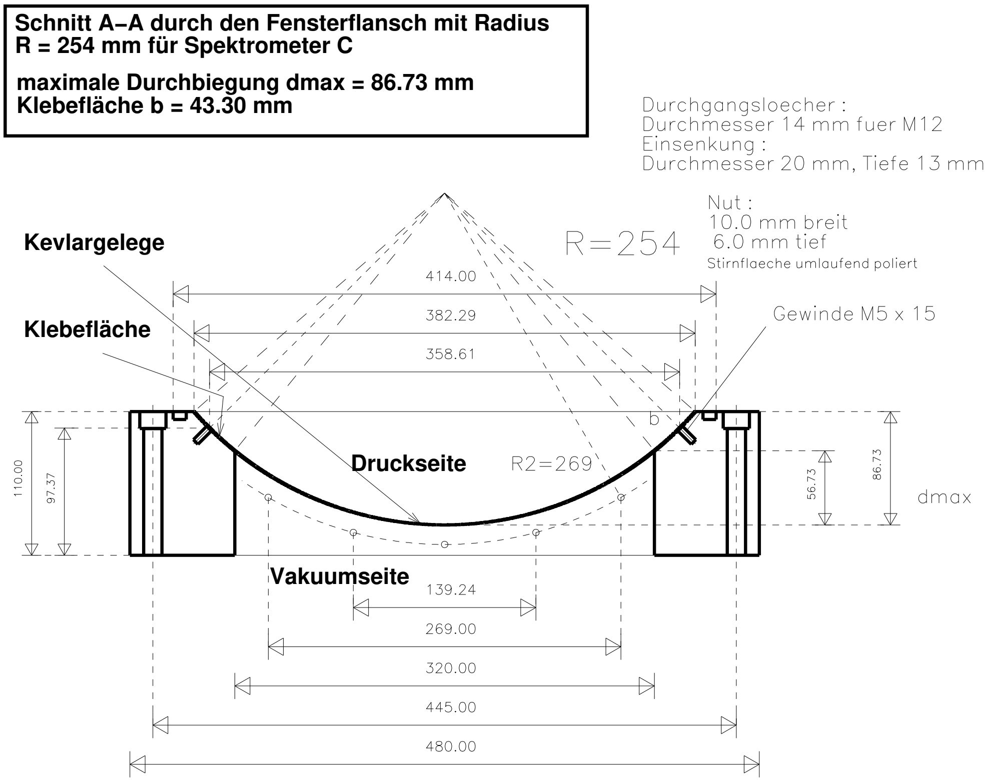

Abbildung 2.9: Schnitt durch den Austrittsfensterflansch des Spektrometers C. Das bogenförmig von der Trommel der Wickelapparatur abgeschnittene Kevlargelege wird auf die beiden schmalen Bogensegmente b des Flanschs geklebt und mit gummiunterlegten Aluminiumleisten zusätzlich fixiert.

Spek–tro–meter	Flansch-dicke [mm]	Innenbreite des Flanschs [mm]	Radius des Kreisbogens [mm]	maximale Durchbiegung [mm]	Klebe-bogen [mm]	Gelege-dichte [m^{-1}]
A	110	405	380	88.45	51.0	1600
B	60	120	300	17.13	36.3	1600
C	110	320	254	86.73	53.9	1333

Tabelle 2.2: Daten der Spektrometer–Austrittsfensterflansche

Komponente	σ $[\frac{mg}{cm^2}]$	Anteil [%]	ρ_V $[\frac{g}{cm^3}]$	ρ_V · Anteil $[\frac{g}{cm^3}]$	Gewichts–anteil [%]
Kevlarfasern	3.53	32.35	1.45	0.47	36.81
Mylarfolie	1.74	15.96	1.45	0.23	18.13
Kleber	5.63	51.69	1.11	0.57	45.06
Gesamt	10.90	100	–	1.27	100

Tabelle 2.3: Zusammmensetzung der Spektrometer–Austrittsfensterfolien A und B

Komponente	σ $[\frac{mg}{cm^2}]$	Anteil [%]	ρ_V $[\frac{g}{cm^3}]$	ρ_V · Anteil $[\frac{g}{cm^3}]$	Gewichts–anteil [%]
Kevlarfasern	2.96	40.53	1.45	0.59	44.22
Mylarfolie	1.74	23.82	1.45	0.35	26.00
Kleber	2.60	35.65	1.11	0.40	29.78
Gesamt	7.30	100	–	1.34	100

Tabelle 2.4: Zusammmensetzung der Spektrometer–Austrittsfensterfolie C. Die Kevlarfaden-Gelegedichte beträgt für diese Folie $N = 1333\,m^{-1}$

von $R_{vl} = 9.784 \cdot 10^{-5}\ \frac{mbar \cdot l}{s}$ gemessen. Der Enddruck liegt in allen Spektrometern zwischen $10^{-6}\,mbar$ und $10^{-5}\,mbar$.

Wie in Tabelle 2.2 aufgeführt, wurde für Spektrometer A und B jeweils die gleiche Gelegedichte von $N_F = 16\,cm^{-1}$ gewählt. Das entspricht einem mittleren Abstand der Fäden von $\overline{d} = 0.625\,mm$. Mit der Volumendichte von Kevlar $\rho_v = 1.45\ \frac{g}{cm^3}$ ergibt sich die Querschnittsfläche eines Fadens zu $A_F = 0.015\,mm^2$. Die Flächendichte des Kevlargeleges beträgt somit $\sigma^{Kevlar} = \rho^{Kevlar} \cdot A_F \cdot N_F = 3.526\ \frac{mg}{cm^2}$. Die der gesamten Folie wurde gemessen und beträgt $\sigma^{Gelege} = 10.9\ \frac{mg}{cm^2}$. Tabelle 2.3 zeigt die Zusammensetzung der Gelege für die Spektrometer A und B. Die mittlere Dicke des Geleges beträgt $\frac{\sigma^{Gelege}}{\rho^{Gelege}} = 85.83\,\mu m$. Mit $\rho^{Kapton} = 1.42\ \frac{g}{cm^3}$ entspricht das einer Kaptonfolie der Dicke $\frac{\sigma^{Gelege}}{\rho^{Kapton}} = \mathbf{76.8\,\mu m}$.

Der Hauptanteil der Massenbelegung der Fenster A und B wird durch den Kleber verursacht. Dieser Anteil wurde bei der Herstellung des Geleges für das „Rückwärtsspektrometer" C, das auch Pionen und niederenergetische Protonen nachweisen soll, um 45 % reduziert (vgl. Tab. 2.4 und 2.3). Es ergibt sich eine mittlere Dicke des Austrittsfensters C von $\overline{d_C} = 54.5\,\mu m$. Eine Kaptonfolie gleicher Massenbelegung hätte eine Dicke von $d_{Kapton} = \mathbf{51.4\,\mu m}$. Im Vergleich zu

Spektrometeraustrittsfenster anderer Labors bedeutet dies — bei Berücksichtigung der Breite der Fenster — eine Verringerung der relativen Dicke um ca. eine Größenordnung.

2.2 Detektorsysteme

Die Detektorsysteme in den Fokalebenen der Spektrometer sollen den Reaktionspartner identifizieren, die Impulsauflösung der Spektrometer um ein bis zwei Größenordnungen verbessern, eine sog. „software“-Korrektur der Abbildungsfehler 2. Ordnung (insbesondere der sphärischen Abberationen) ermöglichen, damit eine Messung des Emissionswinkels der Teilchen im Target mit einer Auflösung von $< 3\ mrad$ erreichbar machen sowie den Reaktionsvertex in einem ausgedehnten Target auf $1 - 2\ mm$ festlegen. Die Detektorsysteme der drei Spektrometer sind gleichartig aufgebaut. Sie bestehen jeweils aus einem Spurdetektor sowie einem Triggerdetektorsystem (s. Abb. 2.10).

Die angestrebte Impulsauflösung der Spektrometer von $\delta p/p \leq 10^{-4}$, ihre große Impulsakzeptanz und der große Raumwinkel lassen sich zu annehmbaren Kosten nicht mehr durch das abbildende System selbst, sondern nur noch durch eine genaue Vermessung der Teilchenspur in der Fokalebene und anschließende Rückrechnung der Bahn durch die Magneten zum Target erzielen. Damit fällt den positionsempfindlichen Detektoren in der Fokalebene eine entscheidende Rolle zu. Sie müssen Ortsauflösungen von unter $100\ \mu m$ und Winkelauflösungen von $\leq 1\ mrad$ erreichen. Berücksichtigt man weiterhin, daß die Fokalebenen über 2 m lang, um ca. 45° zur Horizontale geneigt sind und die Divergenz der Teilchenbahnen in der Fokalebene mit ca. 24° sehr groß ist, so kommen als Spurdetektoren nur die verhältnismäßig kostengünstigen Vertikale Driftkammern in Frage. Jedes der Spektrometer ist mit 4 dieser Kammern mit sensitiven Flächen von $< 41 * 235\ cm^2$ ausgerüstet.

Die Teilchenidentifikation erfolgt durch sukzessive Energieverlustmessungen in den beiden Szintillatorebenen. Sie diskriminieren auch gegen den Neutronenuntergrund im Abschirmhaus und, zusammen mit dem Szintillatorpaket eines anderen Spektrometers, gegen zufällige Koinzidenzen. Weiterhin liefern sie das START-Signal für die Driftzeitmessung in den Drahtkammern. Minimal ionisierende Teilchen werden mithilfe der Čerenkovdetektoren nachgewiesen: Elektronen direkt, Pionen im Vetobetrieb. Alle Triggerdetektoren werden mit einem N_2-Laser-Monitorsystem überwacht.

2.2.1 Fokalebenen-Spurdetektoren

Die Fokalebenen-Spurdetektoren der drei Spektrometer sind gleichartig aufgebaut. Sie bestehen jeweils aus 4 Vertikalen Driftkammern. Das Prinzip der

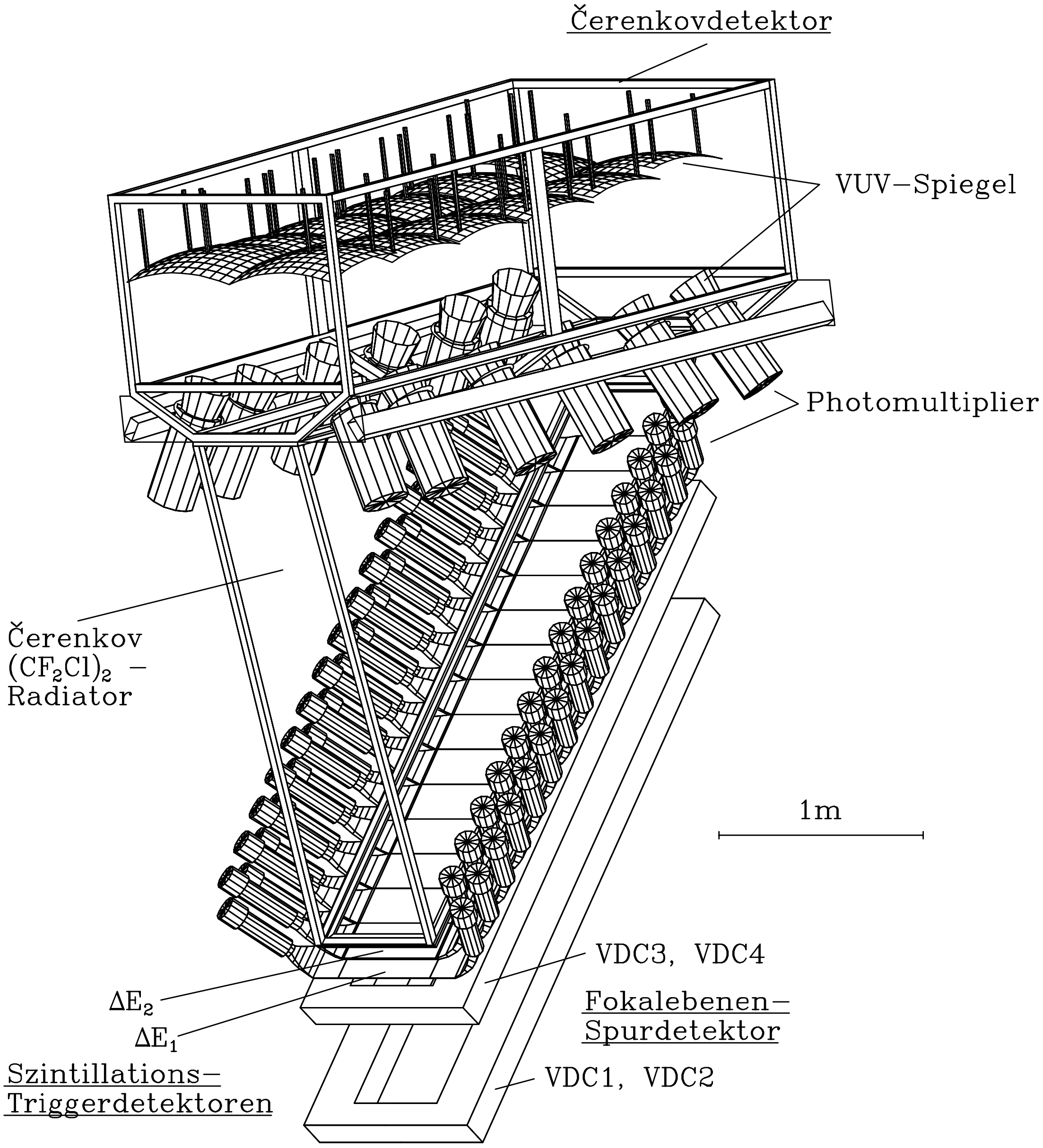

Abbildung 2.10: Die Spektrometer-Detektorsysteme am Beispiel des Detektoraufbaus auf Spektrometer A

Driftzeit- und damit Ortsmessung einer Vertikalen Driftkammer wird in Abb. 2.11 angegeben (s. auch [69, 70]).

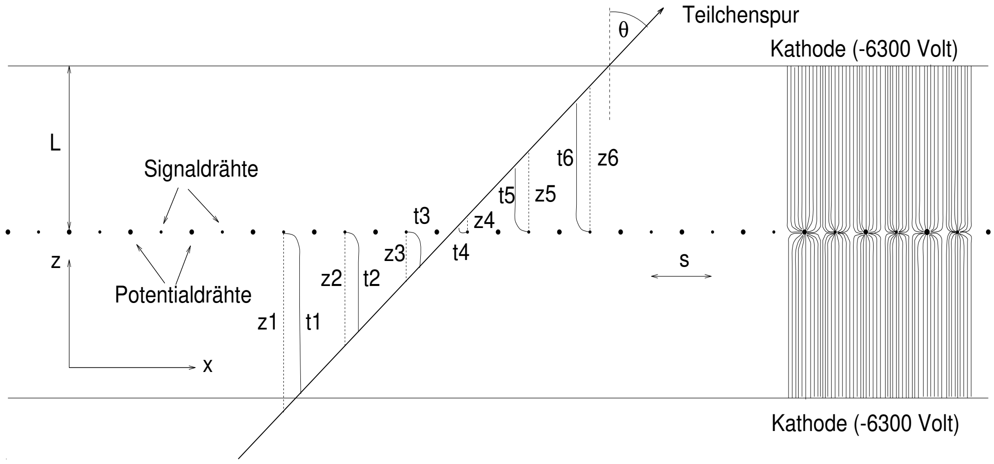

Abbildung 2.11: Arbeitsweise einer Vertikalen Driftkammer. Die Drahtebene besteht abwechselnd aus nicht ausgelesenen Potentialdrähten der Dicke 50 μm und Signaldrähten der Dicke 15 μm im Abstand von $s = 5\ mm$. Alle Drähte liegen auf Erdpotential, an den Kathoden liegt eine Spannung von -6200 bis -6700 Volt an. Die kürzeste Driftstrecke der von dem ionisierenden Primärteilchen ausgelösten Elektronen steht senkrecht auf der Drahtebene, die kürzesten Driftzeiten t_i entstehen entlang der eingezeichneten gekrümmten Driftwege. Die gestrichelten Linien zeigen die korrigierten, vertikalen Abstände z_i der Teilchenspur in der Mitte der Driftzellen. Am rechten Rand sind für einige Zellen die Feldlinien eingezeichnet.

Alle Driftkammern wurden in einem eigens dafür eingerichteten Detektorlabor ($250\,\mathrm{m}^2$ Fläche) mit Drahtwickelmaschine, Drahtpositionsmeßmaschine, Reinraum, Gasversorgungs- und Datenauslesesystemen als Prototypen entwickelt und endgültig aufgebaut. Das Detektorlabor stellte auch die Infrastruktur für die Entwicklung des Protonenpolarimeters für Spektrometer A, bestehend aus 4 Horizontalen Driftkammern, sowie für die Entwicklung und den Aufbau der Triggerdetektoren (Szintillationsdetektoren, Gas-Čerenkovdetektoren) mithilfe von Laserpositionseichungssystemen, für den Aufbau von Streukammern, für die Entwicklung der Spektrometer-Vakuumaustrittsfenster etc. zur Verfügung.

Die Draht-, Kathodenfolien- und Gasabschlußfolienrahmen der Driftkammern bestehen aus dem hochisolierenden und festen Glasfasermaterial GFK 4411W und wurden nach unseren Plänen von der Fa. STESALIT/ Schweiz angefertigt. Die Signal- und Potentialdrähte wurden auf einer dafür aufgebauten Maschine (ca. $2 \cdot 3\ m^2$ lichte Fläche) gewickelt, auf Drahtübernahmerahmen geklebt, mit 50 cm langen Feinpositionierungskämmen, deren Kerben mit einer Genauigkeit von $\pm 10\mu m$ gefertigt wurden, auf die Driftkammerrahmen übertragen und dort festgelötet.

Die Ortsauflösung der vertikalen Driftkammern wird unter anderem von der Genauigkeit bestimmt, mit der die Positionen der Signal- und Potentialdrähte bekannt sind. Da ein Kamm herstellungsbedingt nur etwa ein Fünftel der Länge eines Driftkammerrahmens besitzt, muß die die Kämme tragende Halteplatte mindestens viermal umgesetzt werden, um eine Driftkammerebene vollständig zu bestücken. Nicht alle auftretenden Positionierungsfehler können mit dieser aktiven Positionierungsmethode vermieden werden. Deshalb wurde eine Meßmaschine aufgebaut [71], die die nachträgliche Vermessung der Drahtpositionen mit einer Genauigkeit von ca. $1\,\mu m$ innerhalb weniger Millimeter und $10\,\mu m$ über die ganze Länge ($2.35\,m$ bei den Driftkammern des Spektrometers B) mithilfe eines Drahterkennungsdetektors bestehend aus einer Laserdiode (Wellenlänge 670 nm) mit Fokusieroptik (Strahldurchmesser $28\,\mu m$) und einem Phototransistor als Empfänger sowie mittels eines Präzisions-Glasmaßstabes ermöglicht. Die so ermittelten Drahtpositionen können dann in den Algorithmus zur Rekonstruktion der Teilchenbahnen eingebunden werden.

Die 4 Vertikalen Driftkammern sind zu 2 Paketen à 2 Kammern zusammengefaßt. Ein Beispiel einer Doppeldriftkammer zeigt Abb. 2.12. Die beiden Einzelkammern besitzen eine gemeinsame Hochspannungskathode. Die y-Koordinate kann wegen der großen Länge der Kammern (ca. 2.5 m) nicht direkt bestimmt werden. Es wird ihre Projektion auf die s-Drahtrichtung gemessen.

Die beiden Doppeldriftkammern wiederum sind im Abstand von $d = 20\,cm$ auf einem umlaufenden Abstandshalter, dessen Driftkammer-Montageflächen parallel und plangefräßt sind, angebracht. Mit diesem Aufbau läßt sich die Winkelauflösung einer einzelnen Vertikalen Driftkammer, die ca. 4 mrad beträgt [70], um eine Größenordnung verbessern. Das Prinzip der Spurmessung in den Fokalebenen der Spektrometer zeigt Abb. 2.13. Der Driftkammeraufnahmekasten ist gasdicht gebaut und kann zur Minimierung der Vielfachstreuung bei der Messung niederenergetischer Pionen, Protonen, Deuteronen, etc. mit Helium gefüllt werden. Das Heliumgas diffundiert durch die Gasabschlußfolien in die Driftkammern — allerdings ohne ihr Auflösungsvermögen zu beeinträchtigen [73].

Der Aufbau der Driftkammern für Spektrometer A wurde im Herbst 1992 beendet. Die 4 Driftkammern für Spektrometer B wurden im Juni 1993 in Betrieb genommen, der Einbau der Driftkammern von Spektrometer C erfolgte im Januar 1995. Die Tabelle 2.5 zeigt zusammenfassend die sensitiven Flächen der 12 Driftkammern der Spektrometer A, B und C sowie die Anzahl der ausgelesenen Kanäle.

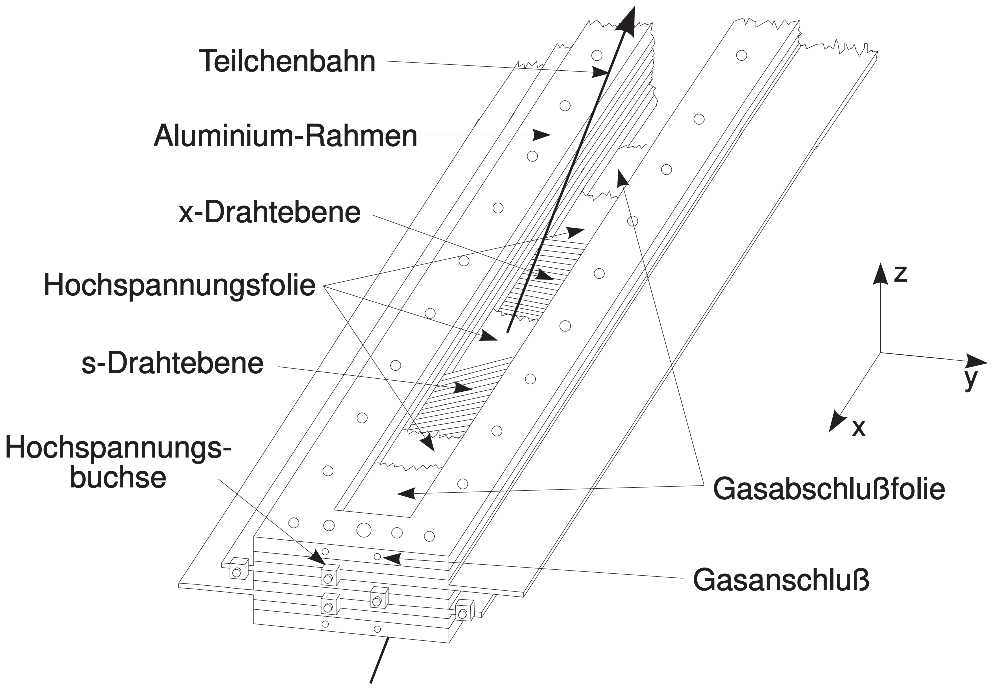

Abbildung 2.12: Aufsicht auf eine Vertikale Doppeldriftkammer des Spektrometers B. Die dispersive Koordinate x wird direkt gemessen, die nicht-dispersive y-Koordinate muß aus der s-Koordinate berechnet werden. Die s-Drähte spannen mit den x-Drähten einen Winkel von $\Gamma = 40°$ auf.

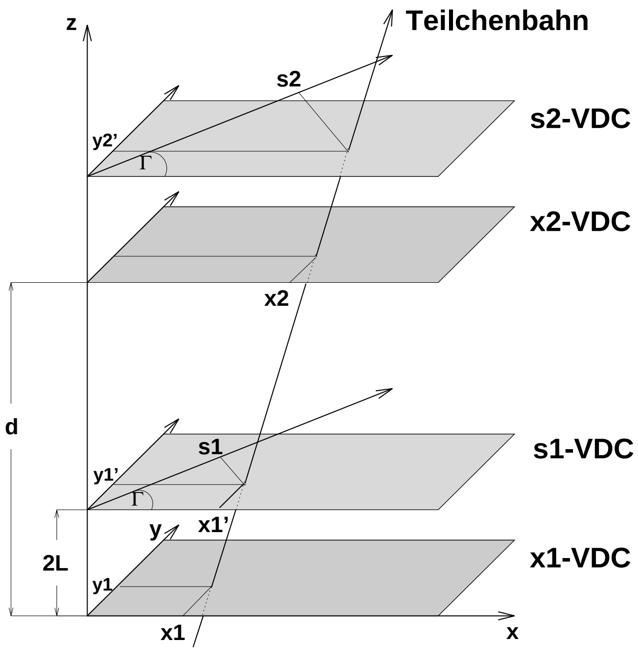

Abbildung 2.13: Prinzip der 3–dimensionalen Messung der Teilchenbahn durch die Fokalebene unter Verwendung von 4 Vertikalen Driftkammern

Spektrometer	Innenmaß		Anzahl Auslesekanäle pro Ebene			
	Breite [mm]	Länge [mm]	X1	S1	X2	S2
A	405	2220	400	320	416	336
B	120	2350	368	336	400	368
C	340	2320	400	320	416	336

Tabelle 2.5: Abmessungen der sensitiven Flächen der Driftkammern A, B und C sowie Anzahl der ausgelesenen Kanäle (1472 pro Spurdetektor, 4416 insgesamt)

2.2.1.1 Vertikale Driftkammern B

Aufgrund der unterschiedlichen Abbildungseigenschaften des „clamshell"- Spektrometers B im Vergleich zu den QSDD-Spektrometern A und C sind die VDCs–B mit einer Innenbreite von 12 cm schmal gegenüber den VDCs–A mit 40.5 cm und den VDCs–C mit 34 cm, jedoch mit einer Innenlänge von 2.35 m die längsten. Abb. 2.14 gibt die Lage der Spurdetektoren im Abschirmhaus wieder. Das Driftkammerpaket B ist analog zu den VDCs–A und VDCs–C am unteren Ende auf einer Linearführungsschiene gelagert und liegt am oberen Ende auf einem Punkt auf einer Rollkugel auf. Die höhenverstellbare und seitlich kippbare Dreipunktlagerung erlaubt eine optimale Positionierung des Driftkammerpakets in der Fokalebene.

Die Kammern werden mit einem Gasgemisch aus je 1 Teil Argon und 1 Teil Isobutan betrieben. Um Lecks an der Driftkammer rasch zu erkennen, wurde am tiefsten Punkt im Inneren des Abschirmhauses eine Gassonde installiert, die bei einer Konzentration von $\geq$ 20% der unteren Zündgrenze von Isobutan Alarm auslöst. Zur Unterdrückung des sog. „aging", einer Alterung der Drähte aufgrund von Ablagerungen auf ihrer Oberfläche, wird ein Teil des Argons durch Äthanol geführt bevor es mit Isobutan gemischt wird. Die Betriebsspannung der Kammern liegt bei -6500 Volt für Elektronen und bei -6200 Volt für stärker ionisierende Teilchen, z.B. Protonen. Die Einstellung von Hochspannung und Schwelle der Vorverstärkerkarten erfolgt ferngesteuert über das Rechnernetz vom Meßraum aus. Ebenso werden die Gasflüsse, die Ströme und Spannungen der Driftkammer–Hochspannung und der Vorverstärkerkarten angezeigt.

Abbildung 2.15 zeigt typische Rohspektren von Driftzeit, Multiplizität und Drahttrefferhäufigkeit für eine der Kammerebenen. Außerdem ist ein Ebenentreffer–Spektrum dargestellt. Alle Spektren entsprechen den Designvorgaben, insbesondere werden nahezu immer mindestens 3 Drähte einer Ebene ange-

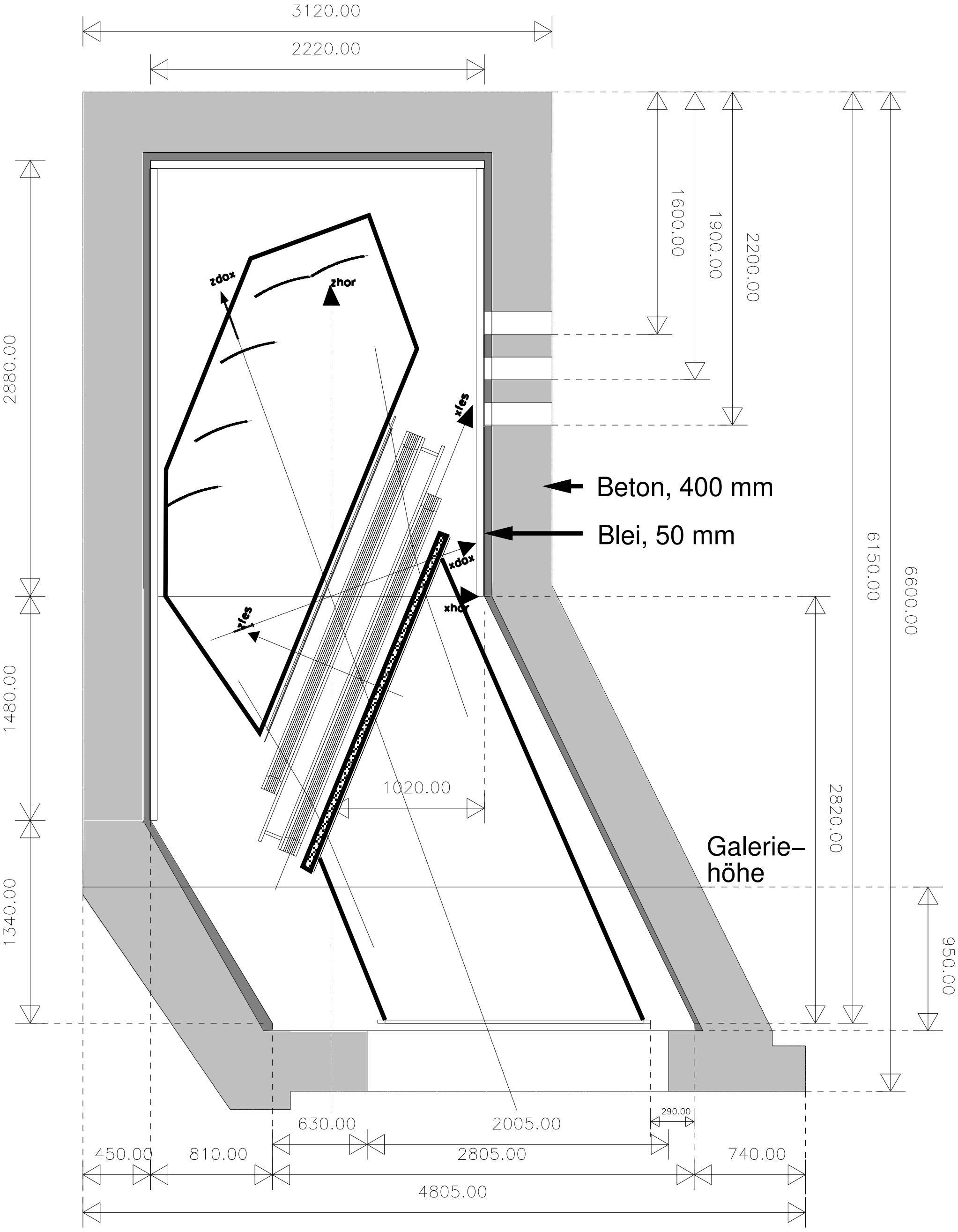

Abbildung 2.14: Die Driftkammern von Spektrometer B im Abschirmhaus. Die erste Driftkammer liegt in der Fokalebene (x-Achse „xfes“) des Spektrometers. Der Neigungswinkel der Kammern beträgt 77.7^0 zur Horizontalen. Dargestellt sind auch die Vakuumtüte, die das Spektrometervakuum zur Minimierung der Kleinwinkelstreuung bis zur Fokalebene führt, sowie das Vakuumaustrittsfenster vor und die Plastikszintillatoren hinter den Driftkammern, schließlich der Gas-Čerenkov–Detektor mit seinen VUV-Spiegeln. Die zur Bestimmung der Größenmaße der Detektoren mit „raytrace“ berechneten Strahlenvelopen erscheinen am oberen und unteren Ende der Driftkammern.

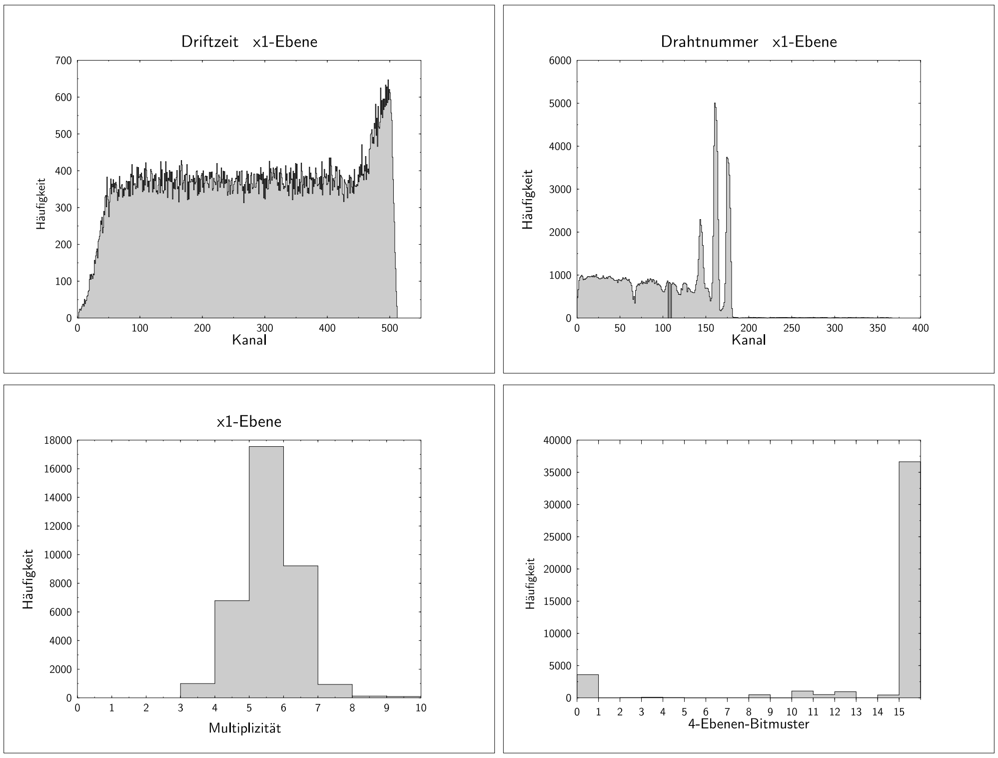

Abbildung 2.15: Online–Driftzeit–, –Drahttreffer- und –Multiplizitäts–Spektrum der ersten Drahtebene x1 der Driftkammer B sowie ein sog. Ebenentreffer-Spektrum aller 4 Driftkammern (s. Text). Im Drahtnummer–Spektrum sind die elastische Linie und zwei angeregte Zustände von ^{12}C zu erkennen.

sprochen. Beim Ebenentreffer–Spektrum werden die pro Ereignis angesprochenen Ebenen in der Reihenfolge (x1-s1-x2-s2) in 4 Bits kodiert. Haben zum Beispiel die x1-, x2- und s2-Ebene, nicht aber die s1–Ebene angesprochen, so ergibt sich das Bitmuster 1011, was der Dezimalzahl 11 entspricht. Eine 15 bedeutet, daß alle Ebenen angesprochen wurden. Die Häufigkeiten beim Wert Null des Ebenenhäufigkeits–Spektrums stammen von neutralen Teilchen (n, γ), die nur den Szintillator, nicht aber die Kammern ansprechen.

Die Einzeldraht–Ansprechwahrscheinlichkeit ε wird wie folgt bestimmt. Es wird die Tatsache ausgenutzt, daß bei einen Teilchendurchgang immer mindestens 3 bis 10 benachbarte Drähte angesprochen haben. Benutzt man die beiden äußersten Drähte mit den jeweils längsten Driftzeiten als „Triggerdetektoren“, so müssen auch alle dazwischen liegenden Drähte jeweils ein Signal geliefert haben. Die Wahrscheinlichkeit $p(n,m)$ dafür, daß m von n Drähten ein Signal geliefert haben, wird durch eine Binomialverteilung mit dem Parameter ε beschrieben:

$$p(n,m) = \binom{n}{m} \varepsilon^m (1-\varepsilon)^{n-m} \tag{2.1}$$

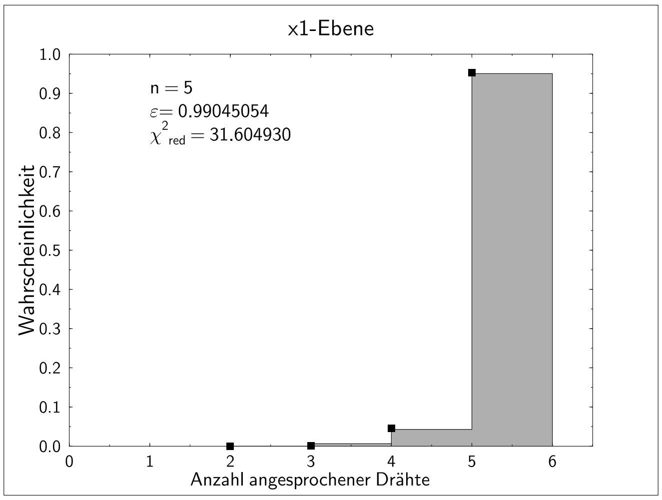

Abbildung 2.16: Wahrscheinlichkeit $p(n,m)$ für das Ansprechen einer Anzahl von m Drähten in der x1–Ebene von VDC–B bei einer Sollanzahl von $n = 5$ angesprochenen Drähten. Die Werte des grau unterlegten Histogramms stellen die Meßwerte dar, die schwarzen Quadrate gehören zu einer Binomialverteilung, die an diese Meßwerte angepaßt wurde. ε ist die Einzeldraht–Ansprechwahrscheinlichkeit.

x1-Drahtebene			s1-Drahtebene		
n	ε	χ^2_{red}	n	ε	χ^2_{red}
5	0.99045	31.604930	4	0.99992	0.509475
x2-Drahtebene			s2-Drahtebene		
n	ε	χ^2_{red}	n	ε	χ^2_{red}
5	0.99395	3.189025	4	0.98954	11.160184

Tabelle 2.6: Einzeldraht–Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ für die 4 Drahtebenen der Driftkammern von Spektrometer B

Die Einzeldraht–Ansprechwahrscheinlichkeit ε hängt von der angelegten Kathodenspannung und der Schwelle der Vorverstärker/Diskriminatorkarten ab.

Abbildung 2.16 zeigt die Zahl der tatsächlich angesprochenen Drähte m bei einer Solldrahtzahl von $n = 5$ für die x1–Ebene. Die schwarzen Quadrate stellen die Funktionswerte einer durch χ^2–Minimierung an die Meßdaten angepaßten Binomialverteilung dar. Tabelle 2.6 zeigt die nach der gleichen Methode bestimmten Ansprechwahrscheinlichkeiten für die übrigen Drahtebenen. Die Einzeldraht–Ansprechwahrscheinlichkeit liegt zwischen 99 % für die s2–Ebene und 99.99 % für die s1–Drahtebene. Die Gesamt–Nachweiswahrscheinlichkeit einer Spur durch die 4 Driftkammern ist nahezu 1. Sie wird kaum kleiner, wenn eine oder sogar zwei Ebenen ausfallen — allerdings werden dann die Auflösungen schlechter.

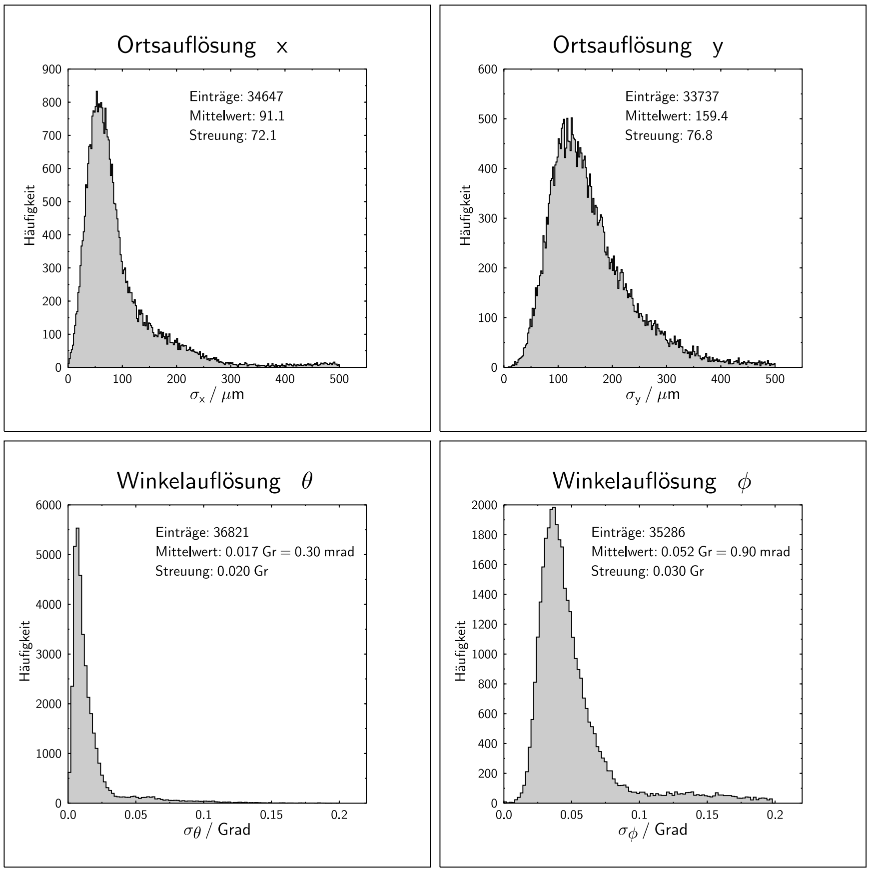

Abbildung 2.17: Häufigkeitsverteilungen der Standardabweichungen σ der bei vollem Raumwinkel von 5.6 msr und über die gesamte Fokalebene mit dem Spurdetektor gemessenen Orts– und Winkelkoordinaten x, y, Θ und Φ der Teilchenbahn in Spektrometer B

Fokalebenenkoordinate	x	y	Θ	Φ
Fehler				
Mittelwert	91μm	159μm	0.30mrad	0.90mrad
wahrscheinlichster Wert	50μm	97μm	0.19mrad	0.60mrad
Targetkoordinate	Impuls	Vertex	out-of-plane Winkel	Streuwinkel

Tabelle 2.7: Orts– und Winkelauflösungen des Fokalebenen-Spurdetektors von Spektrometer B. Es sind die zwei Momente Mittelwert und wahrscheinlichster Wert angegeben. In der letzten Zeile steht die Targetkoordinate, die in erster Ordnung der Koordinate in der Bildebene entspricht.

Die routinemäßig erreichten Orts- und Winkelauflösungen des Spurdetektors B bei Verwendung aller 4 Driftkammern zeigen Abbildung 2.17 und Tabelle 2.7 (vgl. [74]).

2.2.1.2 Vertikale Driftkammern A

Die Driftkammern A sind mit Innenflächen von $40.5 \cdot 222\,\mathrm{cm}^2$ die größten der drei Spektrometer A, B und C. Mit ihnen wurden Ende 1992 die ersten Experimente an der Spektrometeranlage begonnen (s. Kap. 3). Sie haben sich als sehr zuverläßlich erwiesen — obwohl wir mit ihnen in den letzten beiden Jahren, insbesondere bei den Messungen hoher Impulskomponenten im Deuteron bzw. in ^{16}O, der Vorwärtsproduktion von Pionen am ^{3}He sowie der Messung der Virtuellen Comptonstreuung am Proton, nicht immer sanft umgingen. Einige der Betriebsparameter wurden in dieser Zeit optimiert. Es stellte sich heraus, daß die anfänglich angelegte Kathodenspannung von -7 kV nicht nötig war. Sie konnte auf -6.4 kV herabgesetzt werden, ohne daß sich die Orts- und Winkelauflösungen (s. Abb. 2.18) sowie die Spur-Nachweiswahrscheinlichkeit verschlechterten. Auf diese Weise konnten die Betriebssicherheit und die maximal zulässigen Zählraten des Spurdetektors deutlich erhöht werden. Der Spurdetektor verkraftet ohne Verschlechterung seiner Kenndaten Raten von ca. 300 kHz Elektronen und 150 kHz Protonen.

Die Einzeldraht-Nachweiswahrscheinlichkeit der Driftkammern A wurde in [75],[72] untersucht. Für ε wurde ein Wert von über 99 % bestimmt. Das allein ist schon ein gutes Ergebnis. Für die Spurberechnung stehen unter Verwendung beider Doppeldriftkammern sogar im Mittel für die x-Ebenen 5 und für die s-Ebenen 4, also $(2 \times 5) + (2 \times 4) = 18$ Stützstellen zur Verfügung, womit auch für die Kammern A eine Spur-Nachweiswahrscheinlichkeit von nahezu 100 % erreicht wird.

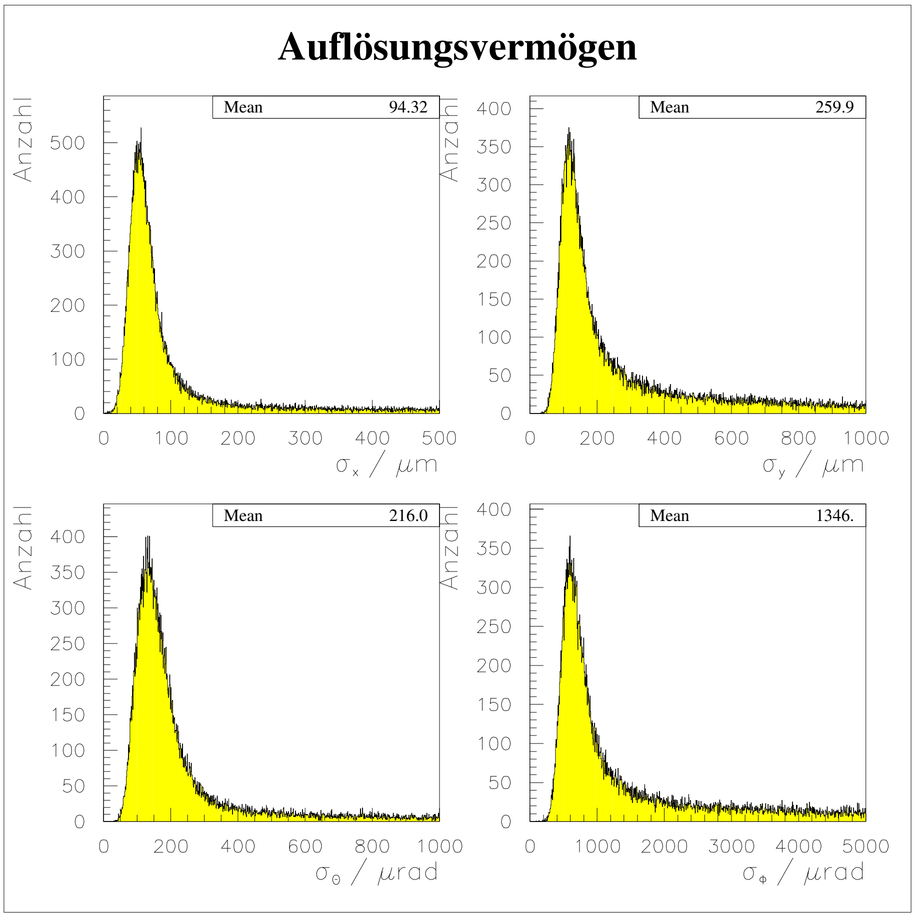

Abbildung 2.18: Auflösungsvermögen des Spurdetektors Spektrometer A bei voller Winkel- und Impulsakzeptanz. Gezeigt werden die Verteilungen der Fehler in der Bestimmung der Fokalebenenkoordinaten x, y, Θ und Φ.

Fokalebenenkoordinate	x	y	Θ	Φ
Fehler				
Mittelwert	94μm	260μm	216μrad	1.35mrad
wahrscheinlichster Wert	53μm	120μm	135μrad	0.62mrad
Targetkoordinate	Impuls	Streuwinkel	out-of-plane Winkel	Vertex

Tabelle 2.8: Auflösungen des Fokalebenen-Spurdetektors von Spektrometer A. Es werden die zwei Momente Mittelwert und wahrscheinlichster Wert der Fehlerhäufigkeitsverteilungen angegeben. In der letzten Zeile steht die Targetkoordinate, die in erster Ordnung der Koordinate in der Bildebene entspricht.

Fokalebenenkoordinate	x	y	Θ	Φ
Fehler				
Mittelwert	186 μm	466 μm	373 μrad	1.54 mrad
wahrscheinlichster Wert	72 μm	152 μm	135μrad	0.62 mrad
Targetkoordinate	Impuls	Streuwinkel	out-of-plane Winkel	Vertex

Tabelle 2.9: Auflösungen des Spurdetektors von Spektrometer C, gemessen über die gesamte Fokalebene

In Tabelle 2.8 sind die Ergebnisse der Messungen der Orts- und Winkelauflösungen des Fokalebenen-Spurdetektors nochmals zusammengefaßt. Die erzielte Ortsauflösung in der dispersiven Koordinate x von $\sigma_X = 94\,\mu m$ entspricht einer intrinsischen Impulsauflösung von 2×10^{-5} (FWHM) .

2.2.1.3 Vertikale Driftkammern C

Im Januar 1995 wurde der Fokalebenen-Spurdetektor C, der wie die der übrigen Spektrometer aus 2 Doppeldriftkammern besteht (s. [76, 77]), deren Drahtebenen jeweils einen Winkel von 40° zueinander bilden, ins Abschirmhaus des Spektrometers C eingebaut. Die Kammergeometrie wurde wieder so ausgelegt, daß pro Ebene immer mindestens 3 Signaldrähte angesprochen werden. Dieses Konzept ermöglicht eine Gesamt–Ansprechwahrscheinlichkeit von 99.99%. In Abb. 2.19 sind die vor kurzem gemessenen Fokalebenen-Koordinaten für die Reaktion $^{12}C(e, e')$ dargestellt. Für die globalen, über die ganze Fokalebene integrierten Orts- und Winkelauflösungen der 4 VDCs–C ergaben sich die in Tab. 2.9 dargestellten Werte. Dieser erste Test der Driftkammern in Spektrometer C ergab, daß die erzielten Orts- und Winkelauflösungen sowie die Nachweiswahrscheinlichkeit die Anforderungen, die bei der Konstruktion der Driftkammer zugrunde gelegt wurden, nur knapp erfüllen. Es ist jedoch zu erwarten, daß sich obige erste Testergebnisse im Laufe der nächsten Monate noch verbessern lassen und die Auflösungswerte der Driftkammern der Spektrometer A und B erreicht werden.

2.2.2 Triggerdetektoren

Die Szintillationsdetektoren und Gas-Čerenkov-Detektoren bilden zusammen die Triggerdetektorsysteme der Spektrometer.

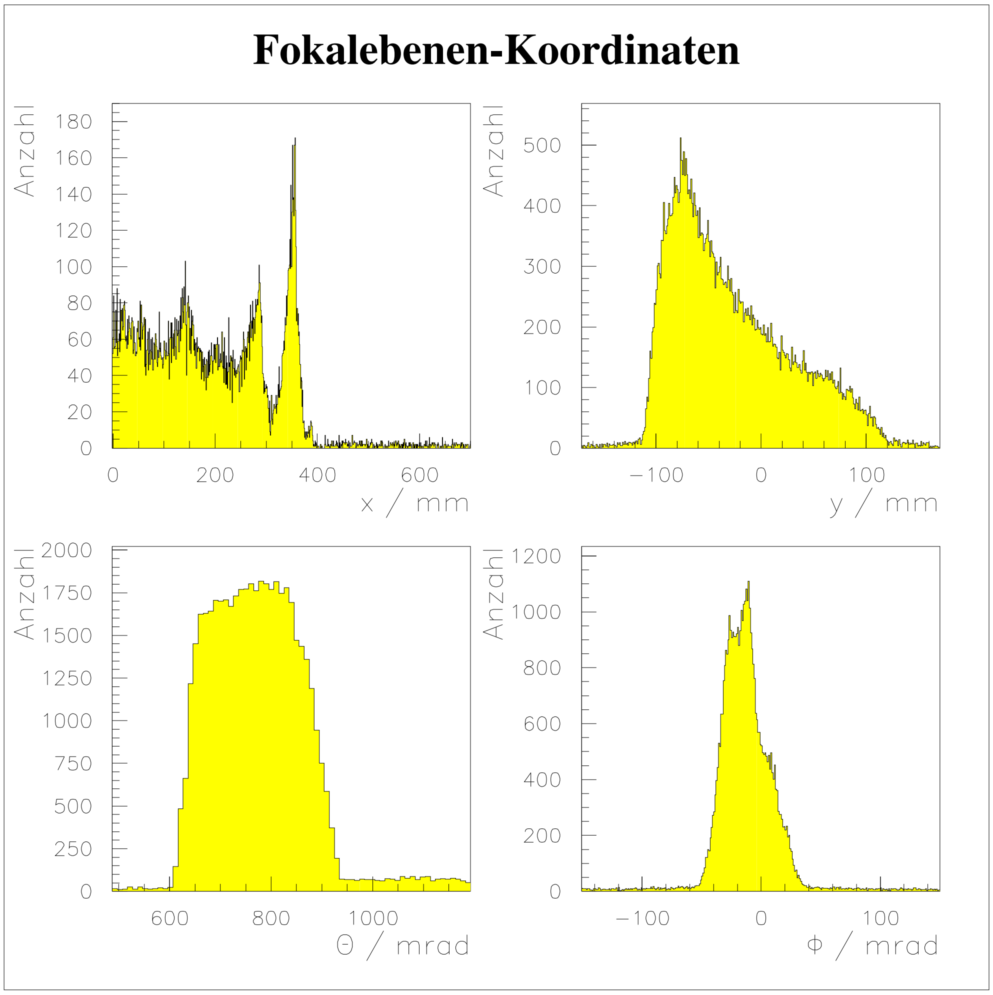

Abbildung 2.19: Erste Rohspektren der Fokalebenen-Koordinaten von Spektrometer C. Aufgenommen wurde die Reaktion $^{12}C(e,e')$ bei einer Elektronenenergie von 360 MeV und einem Streuwinkel von 40°.

2.2.2.1 Szintillationsdetektoren

Die Aufgabe der Szintillationsdetektoren ist die Zeitbestimmung eines Teilchendurchgangs sowie die Unterscheidung von Protonen und Pionen aufgrund ihrer unterschiedlichen spezifischen Energieverluste im Szintillatormaterial. Sie liefern auch das START-Signal für die Bestimmung der Driftzeiten in den Spurdetektoren.

Die Szintillationsdetektoren aller drei Spektrometer bestehen aus je zwei großflächigen, übereinanderliegenden Ebenen aus Plastikszintillatormaterial (Abb. 2.20, s. auch [78, 79, 80]), wobei die obere Ebene durch die Wahl eines schnellen Szintillatormaterials und schneller Photomultiplier bezüglich der Zeitauflösung optimiert wurde. Diese Ebene wird deshalb auch als „Time of

	Spek. A	Spek. B	Spek.C
Segmente ToF / ΔE	15/15	14/14	15/15
Segmentmaße ToF [mm]	450 $\times$ 160 $\times$ 10	140 $\times$ 160 $\times$ 10	450 $\times$ 160 $\times$ 10
Segmentmaße ΔE [mm]	450 $\times$ 160 $\times$ 3	140 $\times$ 160 $\times$ 3	450 $\times$ 160 $\times$ 3
Material ToF	NE Pilot U	NE Pilot U	NE Pilot U
Material ΔE	NE 102 A	NE 102 A	NE 102 A
Photomultiplier ToF	Philips XP4222B	Philips XP4222B	Philips XP4222B
Photomultiplier ΔE	Philips XP2262B	Philips XP2262B	Philips XP2262B

Tabelle 2.10: Die Daten der Szintillationsdetektoren im Überblick

Flight“ oder kurz ToF-Ebene bezeichnet. Zusammen mit der möglichst dünn ausgeführten unteren Ebene, ΔE-Ebene genannt, wird die Teilchendiskriminati- on zwischen Pionen und Protonen durch Messung der spezifischen Energieverluste in beiden Ebenen (ΔE_1-ΔE_2-Verfahren) durchgeführt.

Beide Ebenen sind segmentiert aufgebaut, wobei die Stoßstellen zweier Segmente lichtundurchlässig ausgeführt sind. Jedes dieser Segmente wird an beiden Seiten über Lichtleiter und Photomultiplier ausgelesen. Die Ausnahme bildet die ΔE-Ebene von Spektrometer B, wo aufgrund der schmalen Bauweise dieses Spektrometers die beidseitige Auslese der ΔE-Ebene nicht nötig ist und wegen des geringen Platzes im Abschirmhaus auch schwer zu realisieren gewesen wäre. Tabelle 2.10 zeigt die wesentlichen technischen Daten der Szintillationsdetektoren.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektoren wurde mit Hilfe der Drei–Detektor–Methode in Experimenten mit elastisch an ^{12}C gestreuten Elektronen ermittelt. Das Magnetfeld der Spektrometer wurde bei diesen Messungen variiert, sodaß die elastische Linie über die gesamte Szintillatorebene geschoben wurde. Die zu vermessende Szintillatorebene wurde zur Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit nicht in die Triggerbedingung aufgenommen, sondern sie lief frei mit. Als Auswertebedingung wurden dann Ereignisse herangezogen, die valide Signale in Detektoren vor und hinter der jeweiligen Ebene hervorgerufen hatten. Schnitte auf physikalisch sinnvolle Trajektorien innerhalb der Spektrometerakzeptanz wurden mit Hilfe der Driftkammern durchgeführt. Die folgende Tabelle zeigt die Ergebnisse.

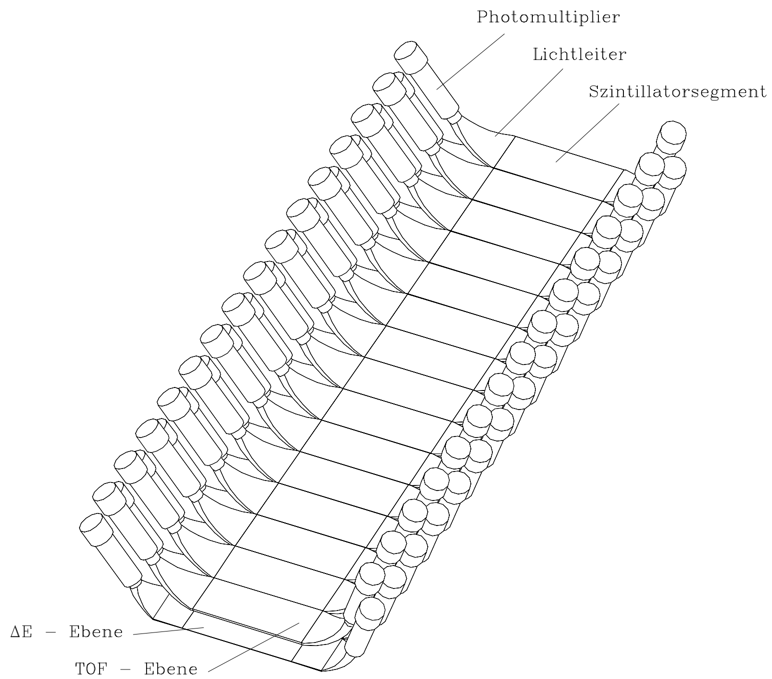

Abbildung 2.20: Aufbau des Szintillationsdetektors von Spektrometer A. Deutlich zu sehen ist die Unterteilung beider Szintillatorebenen in 15 Segmente und der Versatz der beiden Ebenen um eine halbe Segmentbreite, also 8 cm.

Spektrometer	*dE-Ebene*	*ToF-Ebene*
	Nachweiswahrscheinlichkeit	
Spektrometer A	$99.75\% \pm 0.01\%$	$99.78\% \pm 0.06\%$
Spektrometer B	$99.70\% \pm 0.01\%$	$99.48\% \pm 0.5\%$

Die Gesamtzeitauflösung der Dreispektrometeranlage ist wesentlich von der intrinsischen Zeitauflösung der einzelnen Triggerdetektoren abhängig. Sie wurde zu $\sigma = 255\ ps$ bestimmt. Dabei wurden „Software"-Korrekturen für den Teilchendurchtrittsort im Szintillatorsegment aufgrund der unterschiedlichen Signallaufzeiten zum Photomultiplier durchgeführt und die „Offsets" der einzelnen Segmente ausgeglichen (Abb. 2.21). Dies ist notwendig, da aufgrund unterschiedlicher Versorgungsspannungen die Signaldurchlaufszeit der Photomultiplier um bis zu einer Nanosekunde variert. Außerdem werden dadurch eventuelle Unterschiede in Kabellängen herauskorrigiert.

Die Bestimmung der Trennungseffizienz Protonen/minimal ionisierende Teilchen des Detektorsystems von Spektrometer A erfolgte in einem Koinzidenzexperi-

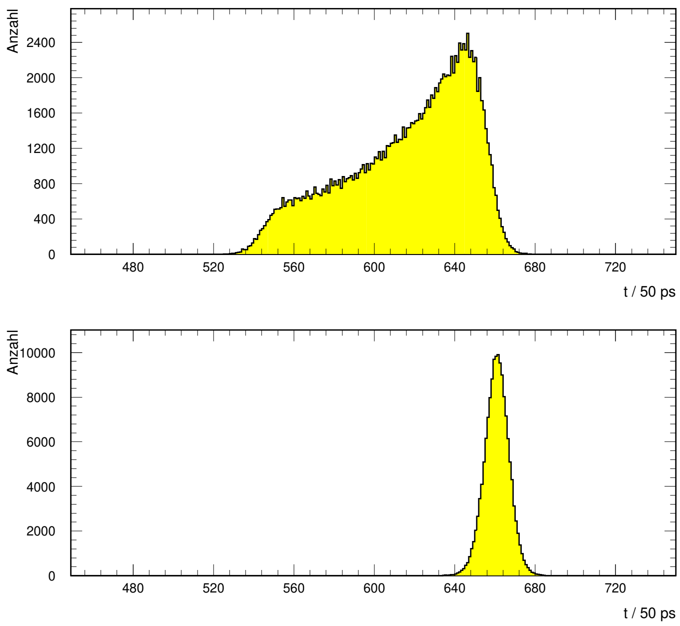

Abbildung 2.21: Zeitauflösung Spektrometer A, Rohspektrum (oben) und laufzeitkoorigiertes Zeitspektrum (unten)

ment, bei dem in Spektrometer A Rückstoßprotonen aus der elastischen Elektronenstreuung an einem CH_2-Target nachgewiesen wurden. Ihr Impuls lag zwischen 360 und 510 MeV/c. Eindeutige Identifikationsgrundlage war der Schnitt auf den Koinzidenzpeak des Zeitspektrums zwischen einem Bleiglaszähler, der die gestreuten Elektronen nachwies und dem Triggerdetektor. Dadurch konnten die Protonen praktisch untergrundfrei isoliert werden. Am Pulshöhenrohspektrum wurden zwei Korrekturen durchgeführt: eine ortsabhängige Korrektur, die die weglängenabhängige Abschwächung des Szintillationslichtes zum Photomultiplier ausgleicht, sowie eine zweite, die die unterschiedliche Primärionisation durch unterschiedliche Durchtrittswinkel der Teilchen berücksichtigt. Mit diesen Korrekturen konnte das in Abb. 2.22 gezeigte Spektrum erstellt werden. Es enthält per constructionem die gleiche Zahl an Protonen und minimal ionisierenden Teilchen. Durch Schnitte in diesem Spektrum (Kanal 1300 für dE, Kanal 1400 für ToF) wurde sodann ermittelt, wieviele Teilchen richtig erkannt wurden. Im Falle der Protonen (im Spektrum oberhalb der Schnittgrenze) wurden $99.41 \pm 0.28\%$ richtig identifiziert, im Falle der minimal ionisierenden Teilchen (unterhalb der Schnittgrenzen) betrug diese Zahl $99.97 \pm 0.29\%$.

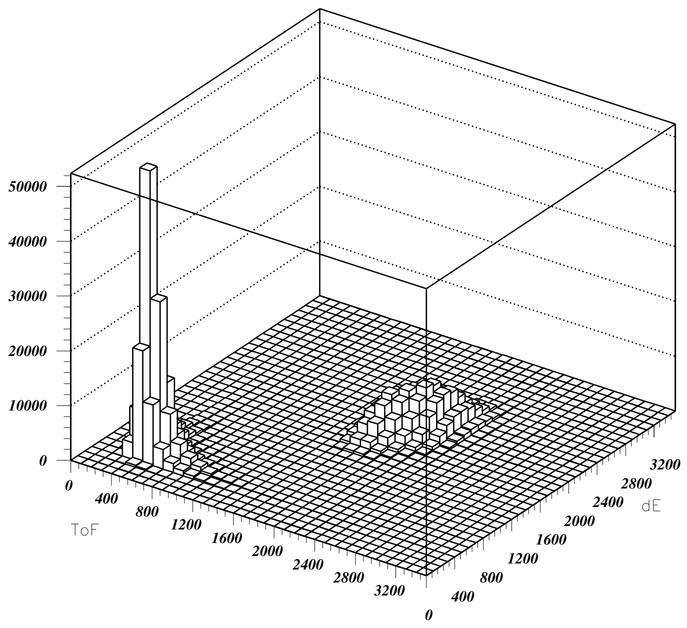

Abbildung 2.22: Links: Pulshöhenverteilung minimal-ionisierender Teilchen, rechts: das gleiche für Protonen

In den ersten Koinzidenzexperimenten wurde die Gesamtzeitauflösung der Koinzidenzanordnung vermessen. Die Auswertung erfordert Korrekturen bezüglich der oben beschriebenen Durchtrittsorte und Signalamplituden. Weiterhin müssen die unterschiedlichen Flugstrecken und die unterschiedlichen Impulse der Teilchen im Spektrometer kompensiert werden. Die Korrelation der Weglängen mit der Zeit wird mit Hilfe eines χ^2-Fits an einen großen Datensatz unterschiedlicher Auftrefforte und -winkel durchgeführt. Als Variablen gehen dabei die mit dem Spurdetektor gemessenen Fokalebenenkoordinaten x, y, Θ und Φ ein. Mit Hilfe dieser Korrekturfunktion konnte eine Zeitauflösung von $\sigma < 500\,ps$ erreicht werden (s. [79], vgl. Kap. 3).

2.2.2.2 Čerenkov–Detektoren

Die Čerenkov–Detektoren für Spektrometer A und B wurden 1993/94, für Spektrometer C vor einigen Tagen in Betrieb genommen. Bedingt durch die räumliche Enge in den Abschirmhäusern der Spektrometer, insbesondere in nicht–dispersiver Richtung, mußten die Designparameter der Detektoren wie z.B. die Winkelstellungen der Spiegel oder die Anordnung der Photomultiplier mit Hilfe eines Simulationsprogrammes [81] solange variiert werden, bis der daraus resultierende Entwurf des Radiatorkastens, der sphärischen Spiegel mit Halterungen und der Photomultiplier samt Gehäusen in das jeweilige Abschirmhaus paßte und auch nicht mit den darunter montierten Szintillations–Trigger–Detektoren kollidierte.

Die Čerenkov–Detektoren für Spektrometer A und C haben den gleichen Aufbau: Die im Radiator erzeugten Čerenkov–Photonen werden von 2×6 sphärischen Spiegeln, der „Spiegelebene“, seitlich aus dem Radiator hinaus auf je einen Lichtsammeltrichter, einen sog. „Hinterberger–Winston–Funnel“ reflektiert. Am Ausgang des Lichtsammeltrichters ist der Photomultiplier montiert. Für Spektrometer B wurde eine „Treppenlösung“ für die Spiegelanordnung gewählt mit insgesamt 5 sphärischen Spiegeln, die das Čerenkov–Licht direkt auf den Photomultiplier reflektieren (s. Abb. 2.14). Die engen Platzverhältnisse in Abschirmhaus von Spektrometer B führen zu einer unvermeidlichen Einschränkung der vom Čerenkov–Detektor B überdeckten Impulsakzeptanz von $\Delta p/p = 15\%$ auf 13.8%.

In den Čerenkov–Detektoren kommen zwei Spiegelformen zum Einsatz. Die sphärischen Hauptspiegel (40 cm $\times$ 50 cm, Krümmungsradius 80 cm) und die Lichtsammeltrichterspiegel (Öffnungsradius 9.2 cm, Akzeptanzwinkel 36°) vor den Photomultiplier. Zur Überprüfung der Qualität der Spiegel wurde eine Apparatur aufgebaut, die das Reflexionsvermögen bei 265 nm vermißt. Knapp unterhalb dieser Wellenlänge befindet sich die kurzwellige Abschneidekante des Gesamtsystems aus Radiator, Spiegel, Photomultiplier. Die Abschneidekante wird bestimmt durch die Transmission des Photomultiplierfensters aus UV–Borsilicat, das bei 240 nm eine Transmission von 50 % hat. Als Lichtquelle für die Messung diente eine Wasserstoff-Blitzlampe, deren Wellenlängenspektrum mit Hilfe eines Interferenzfilters vor dem Photomultiplier auf 265 nm (10 nm FWHM) begrenzt wurde. Die Spiegel wurden relativ zu einem Monitorspiegel mit bekanntem Reflexionsvermögen vermessen.

Für das Reflexionsvermögen der sphärischen Spiegel ergaben sich im Mittel Werte zwischen 70 und 83 %, für die Lichtsammeltrichter zwischen 92 und 96 %. Die Werte für die Lichtsammertrichter liegen innerhalb eines 2 %–Intervalls um den jeweiligen Mittelwert. Bei einigen sphärischen Spiegel ergaben sich stellenweise Werte von nur 54 % Reflexionsvermögen. Diese Spiegel waren trotzdem noch verwendbar. Sie wurden so eingebaut, daß ihre „blinden Flecken“ geometrisch nicht ausgeleuchtet werden konnten. Auf diese Weise konnte das geforderte Reflexionsvermögen von mindestens 70 % über die gesamte Fokalebene erhalten werden. Die Lichtsammeltrichter haben durchweg ein besseres Reflexionsvermögen, da sie viel schneller aluminisiert werden konnten als die sphärischen Spiegel: die Bedampfungsquelle lag bei ihnen in der Symmetrieachse der Spiegelfläche.

Der Čerenkov–Detektor wird sukzessive mit dem Radiatorgas Freon114 ($C\,Cl\,F_2$–$C\,Cl\,F_2$) über ein Gassystem gefüllt gefüllt bis eine Endkonzentration $> 99\,\%$ erreicht ist. Da das Gesamtgasvolumen aller Čerenkov–Detektoren mehrere m^3 beträgt, wurde ein geschlossener Kreislauf mit Rückgewinnung des Freon114 bei einer Temperatur von -50° Celsius aufgebaut. Zur Vermeidung eines zu großen Unterschiedes zwischen dem Druck im Detektor und dem Atmosphärendruck wird der Zufluß zum jeweiligen Detektor über Drucksensoren und einem Magnetventil geregelt.

Die Inbetriebnahme des Čerenkov–Detektors des Spektrometers A erfolgte im Januar 1993. Abbildung 2.23 zeigt ein typisches Pulshöhenspektrum des Detektors für einfallende Elektronen. Der deutlich ausgeprägte Peak ermöglicht die Diskrimination von Elektronen einerseits und Pionen oder Protonen andererseits mit hoher Verläßlichkeit.

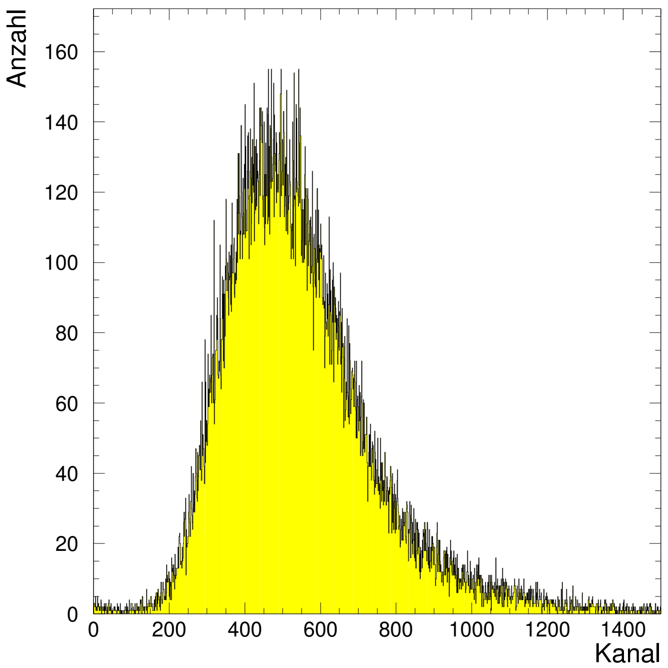

Abbildung 2.23: Typisches Photomultiplier-Pulshöhenspektrum des Čerenkov–Detektors von Spektrometer A für Elektronen der Energie 495 MeV

Die Effizienz des Elektronennachweises wurde mit elastischer Elektronenstreuung an ^{12}C mit Hilfe der sog. „Drei–Detektor–Methode“ ermittelt. Der „Hardware“–Trigger wurde so programmiert, daß nur bei einem koinzidenten Ansprechen der Szintillations–Detektoren vor (ToF–Ebene des Szintillations–Trigger–Detektors) und hinter („Top–Detektor“, ein großflächiger Plastikszintillationsdetektor) dem

Čerenkov–Detektor ein Ereignis registriert wurde. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen über die gesamte Akzeptanz des Spektrometers A wurde zu $99.91 \pm 0.87\,\%$ (statistischer Fehler) bestimmt.

Der Čerenkov–Detektor in Spektrometer B wurde im Dezember 1993 erstmals in Betrieb genommen. Die Ausführung des Top–Detektors gestaltete sich dort schwieriger, da die Teilchenbahnen aus dem Spektrometer im Mittel einen Winkel von ca. $20\,°$ (vgl. Spektrometer A $10\,°$) zur Vertikalen haben. Der Top–Detektor ist aus diesem Grunde aus zwei Szintillatorebenen aufgebaut, eine an der vorderen Abschirmhauswand, die andere daran anschließend über dem Čerenkov–Detektor.

Der Čerenkov–Detektor für Spektrometer C wurde am 25.4.1995 erfolgreich in Betrieb genommen und geeeicht.

2.2.3 Laser–Monitorsystem

Zur Überwachung der Triggerdetektoren der Drei–Spektrometer–Anlage an MAMI wurde ein Monitorsystem entwickelt. Damit ist es möglich, alle Szintillations- und Čerenkov–Detektoren einschließlich der gesamten nachgeschalteten Elektronik, Koinzidenzlogik und Datenaufnahme sowohl vor den Strahlzeiten einzustellen, als auch während des Strahlbetriebs zu überprüfen. Das Monitorsystem besteht im wesentlichen aus einer zentralen, gepulsten Lichtquelle für ultraviolettes Licht und einem Lichtleit– und –verteilsystem, das alle Detektorsysteme der Spektrometeranlage mit den nötigen Kalibriersignalen versorgt.

Als Lichtquelle wird ein Stickstofflaser[1] verwendet, der Lichtpulse mit 3 ns Halbwertsbreite und mit der Wellenlänge $\lambda = 337$ nm erzeugt. Dieses Licht wird in ein Faserbündel aus 12 kurzen (ca. 35 cm) HCS[2]–Quarzglasfasern eingestrahlt. Jede Faser dieses Primärbündels ist an ihrem detektorseitigen Ende mit einem handelsüblichen F-SMA–Stecker versehen. Damit wird das Licht über eine F-SMA–Schraubkupplung in jeweils eine 40 m lange PCS[3]–Faser eingekoppelt. Die PCS–Fasern sind an beiden Enden ebenfalls mit F-SMA–Steckern versehen, so daß ein einfacher Austausch möglich ist. Jede der PCS–Fasern beleuchtet ihrerseits ein Faserbündel aus bis zu 25 je 4 m langen HCS–Fasern. Diese leiten das Licht dann zu den einzelnen Detektorelementen. Für die Einkopplung in die Szintillatoren wurde ein System aus Steckern und Fassungen angefertigt, das sowohl eine genaue Repositionierbarkeit als auch eine sichere Fixierung der Lichtleitfaser am Szintillator ermöglicht [82]. In den Szintillationszählern regt das UV–Licht die Wellenlängenschieberkomponente an, während bei den Čerenkov–Detektoren das UV–Licht direkt auf die Photokathoden der Photomultiplier gelangt.

[1] Kartuschenlaser LSC VSL-337 der Fa. Starna
[2] HCS: hard cladded silica
[3] PCS: plastic cladded silica

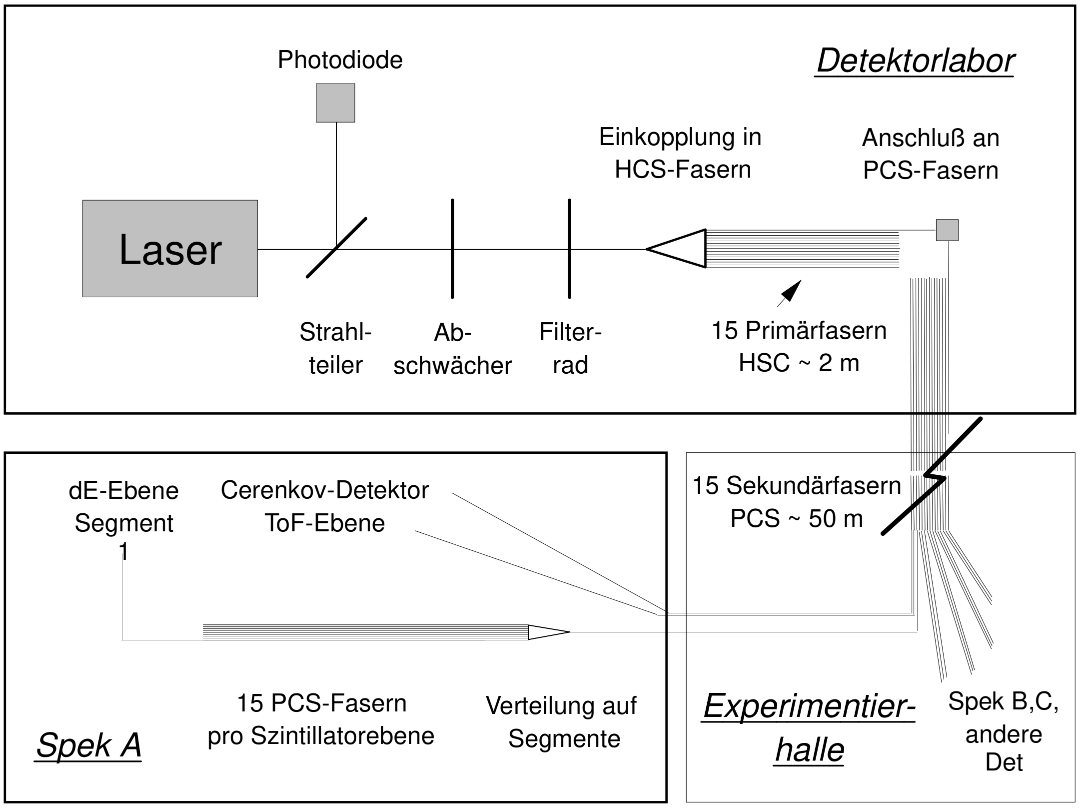

Abbildung 2.24: Übersicht Laser-Monitorsystem

Aufgrund der hohen Ausgangsleistung des verwendeten Lasers von 40kW im Puls konnte auf eine teure, fokussierende UV–Optik zur Ankopplung an die Lichtleitfasern verzichtet werden. Das System ist so flexibel ausgelegt, daß auch zusätzliche Detektoren an den Laser angeschlossen und in die Überwachung einbezogen werden können.

Die Gesamtanordnung des Lasers, der Abschwächer und der primären Kopplung wurde auf einer Aluminium–Grundplatte aufgebaut und in einer lichtdichten Kiste in einem Nebenraum des Detektorlabors untergebracht. Diese ist auch während des Experimentierbetriebs für Wartungsarbeiten zugänglich. Die Erfahrungen aus über zwei Jahren Betrieb zeigen aber, daß Wartung während des Strahlbetriebs praktisch nicht erforderlich ist. Der Laser selbst ist als Kartuschenlaser ausgelegt, eine Kartusche kann innerhalb kurzer Zeit ausgetauscht werden. Die Lebensdauer der Kartuschen beträgt nominal ca. 20 Mio. Pulse, wir haben vom Juni 1993 bis heute etwa 12.5 Mio. Laserpulse verwendet. Die Lichtleitfasern wurden in Leerrohren verlegt, so daß sie ebenfalls bei Bedarf getauscht werden können. Sämtliche Lichtleitfasern wurden als Meterware bezogen und von uns konfektioniert bzw. zu Faserbündeln verarbeitet.

2.3 Datenerfassung

Im folgenden wird kurz die Digitalisierung der Driftzeiten, der Szintillations- und Čerenkov–Detektorsignale geschildert und die Koinzidenzlogik, die Datenauslese über „frontend"–Rechner und die Experimentsteuerung und -kontrolle vorgestellt.

2.3.1 Elektronik

Die detektornahe elektronische Datenerfassung besteht aus der Digitalisierungselektronik für die Driftzeiten, Signalamplituden der Szintillations- und Čerenkov–Detektoren und für die Koinzidenzzeit sowie aus der Triggerlogik und dem „Eventbuilder".

2.3.1.1 Digitalisierung

Zur Digitalisierung der Driftzeiten der Spurdetektoren von Spektrometer A und B wird das LeCroy–LRS4290–System verwendet. Es besteht aus 2×23 TDC–Modulen mit je 2×16 Kanälen, die in 2 CAMAC–Crates untergebracht sind. Je zwei Vorverstärker/Diskriminator–Karten LRS2735DC werden von einem LRS4291B/100–Modul ausgelesen. Der Meßbereich der TDCs reicht von 0 bis 384 ns, sodaß sich bei einer Datenbreite von 9 Bit eine digitale Auflösung von 0.75 ns ergibt (bei einer maximalen Driftzeit von ca. 230 ns über 12 mm entspricht dies 39 μm). Die Auslese der Daten erfolgt über einen "Dedicated CAMAC–Crate Controller" LRS4998, wobei nur diejenigen TDCs, in denen eine Datenkonversion stattgefunden hatte, ausgelesen werden. Der Controller kann über CAMAC–Befehle programmiert werden und automatische Test– und Eichprozeduren durchzuführen. Die TDC-Informationen werden zu dem Interface LRS4299 geführt und in einem $4k \times 32$ Bit Speicher abgelegt.

Die TDCs werden im COMMON–STOP Modus betrieben. Das um ca. 0.5 μs verzögerte STOP–Signal liefert in der Regel die ToF–Szintillatorebene (bei „singles"–Messungen) oder das Interspektrometer–Koinzidenzsignal. Der Start der TDCs erfolgt durch die Driftkammersignale. Der Vorteil des COMMON–STOP Modus ist, daß nicht alle 1472 über ECL–Flachbandkabel laufende Signale des Spurdetektors einzeln verzögert werden müssen. Außerdem können während der Verzögerungszeit logische Bedingungen, wie etwa die Interspektrometer–Koinzidenz, ausgewertet und zur Anwendung gebracht werden.

Zur Messung der Driftzeiten im Spurdetektor des Spektrometers C wurde am Institut ein neuartiges, modulares VME–TDC–System mit einem ASIC-Chip TDC2001 (Datenbreite 16 Bit, digitale Zeitauflösung 50 ps) entwickelt (s. [84, 85]). Ein VME–Subsystem besteht aus mehreren TDC-Modulen mit je 8

TDC-Chips pro Modul und einem schnellen Auslesesystem. In einem VME–Überrahmen können bis zu 16 TDC-Module betrieben werden, so daß man pro Überrahmen maximal 512 Kanäle zur Verfügung hat. Zur Kalibration der TDCs gibt es präzise (Start-Stop)–Pulsgeneratoren auf der Basis eines digitalen „Synthesizers“ oder eines Quarzoszillators, die auf einem eigenen Modul untergebracht sind. Die Steuerung des gesamten Systems erfolgt mit einem Transputer (T800 der Fa. Inmos), der ebenfalls als eigenständiges Modul im Überrahmen integriert ist. Durch die schnelle Kommunikationsmöglichkeit der Transputer über serielle Hardware-Link-Verbindungen können mehrere Subsysteme miteinander verkettet und mit einem BBKV2-Modul (BusBrückenKopf), das sich im VME-„Master-Crate“ des Spektrometers C befindet, verbunden werden. Bei der Datennahme liest das BBKV2 die vier Überrahmen auf Spektrometer C aus und liefert die Daten an das Datenerfassungsystem MECDAS [86] ab.

Die Koinzidenzzeiten werden mit 8 Kanal, 11 Bit CAMAC–Modulen LRS2228 digitalisiert. Während die geringere Anzahl von Photomultipliersignalen der Szintillations- und Čerenkov–Detektoren auf Spektromter B ebenfalls im CAMAC–Standard mit den 10 Bit breiten, ladungsempfindlichen LRS2249A ADCs konvertiert wird, werden auf Spektormeter A und C dafür die 96 Kanal, 15 Bit LRS1885F Fastbus–ADCs verwendet.

2.3.1.2 Koinzidenzelektronik und „Eventbuilder“

Die Datenerfassung für die Dreispektrometeranlage beruht auf folgendem Konzept:

- Getrenntes Identifizieren der Teilchen auf den einzelnen Spektrometern,
- Zusammenführen der Information in einer zentralen Koinzidenzlogik,
- Erkennen und Kennzeichnen zusammengehöriger Ereignisse und
- Datenauslese auf den jeweiligen Spektrometern.

Der Vorteil dieser Methode liegt in der Steigerung der maximal möglichen Ereignisrate um den Faktor der eingesetzten und unabhängig arbeitenden Datenerfassungsrechner („Frontends“). Diese Unabhängigkeit erfordert aber dann den Einsatz eines sogenannten „Eventbuilders“, der die getrennt erfaßten Daten korrekt kennzeichnet und wieder zusammenführt. Er besteht aus einer Hardwarekomponente und entsprechenden Programmen.

Die Triggerelektronik auf den einzelnen Spektrometern ist gleichartig aufgebaut und wird in Abb. 2.25 am Beispiel des Spektrometers A gezeigt. Im allgemeinen wird das Ansprechen von mindestens einem Segment der beiden Szintillationsdetektoren (dE und ToF) gefordert. Je nach Teilchenart kann durch Umprogrammieren der (lokalen) Triggerlogik (PLU A usw.) die Koinzidenzbedingung auch

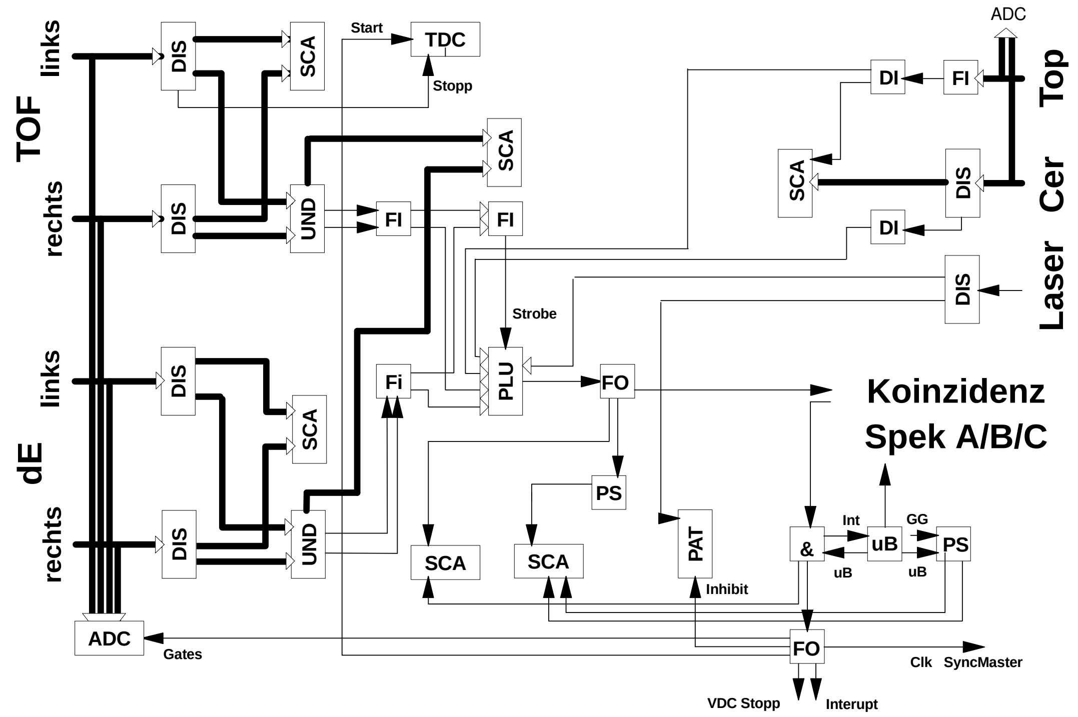

Abbildung 2.25: Die Spektrometer–Triggerelektronik (hier für Spektrometer A). Legende: dE, TOF, Top, Cer: Photomultipliersignale der Detektoren, ADC, TDC: Analog bzw. Time To Digital Converter, FI/FO: Fan In/Fan Out, SCA: Scaler, DIS, DI: Diskriminator, PS: Prescaler (Untersetzer), uB: microBusy, PLU: Programable Logic Unit

ein Vetosignal des Čerenkovdetektors oder auch gerade das Nichtvorhandensein eines solchen Signals berücksichtigen. Zähler registrieren die Anzahl von Photomultipliersignalen, Segmenttreffern und erkannten Teilchen. Die vom Photomultiplier gelieferten Signale werden über Verzögerungsleitungen ADCs zugeführt, die nur im Falle einer korrekten Koinzidenzbedingung zwischen beiden Spektrometern ausgelesen werden.

Das so generierte Identifikationssignal auf den Spektrometern wird einer zentralen Logik (Coinc-PLU) zugeführt. Sie besteht aus einer sogenannten Memory-Lookup-Table und läßt sich frei programmieren. Ein aus maximal acht Signalen bestehendes Eingangsmuster wird als Adresse einer Speicherzelle interpretiert, in der das zu jenem Tupel gehörende Ausgangsbitmuster (ebenfalls acht Signale) als Speicherinhalt programmiert wurde und das bei Anlegen eines „Strobe"-Signals auf die acht Ausgänge der Einheit gegeben wird. Diese Ausgänge dienen nun der eigentlichen Interuptgenerierung auf den jeweiligen lokalen Datenerfassungsrechnern. Durch Einsatz dieser Triggerlogik wird erreicht, daß durch Umprogrammieren beliebige Koinzidenz/Antikoinzidenzbedingungen möglich sind.

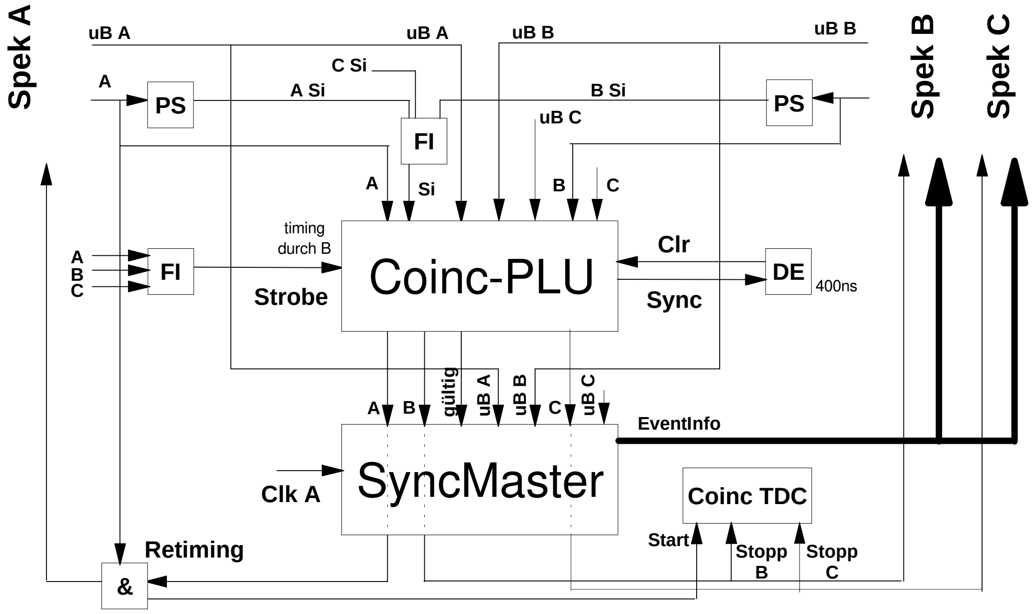

Abbildung 2.26: Schematische Darstellung der Koinzidenzlogik. Legende: PS: Prescaler (Untersetzer), FI: FanIn, DE: Verzögerung, Clk, Strobe: Takt, Coinc-PLU: zentrale Logik, Coinc TDC: Koinzidenzzeitmessung, EventInfo: Eventnummer und -typ

Ebenfalls berücksichtigt werden hierbei frei mitlaufende Einarmereignisse, die in jedem gewünschten Verhältnis (mittels eines programmierbaren Untersetzers) den Koinzidenzereignissen beigemischt werden können. Abbildung 2.26 zeigt schematisch die zentrale Koinzidenzlogik. Die mit uB (Micro-Busy) bezeichneten Eingangsleitungen dienen der Verriegelung des jeweiligen Spektrometers während des Ablaufs der Datenverarbeitung.

Das von der zentralen Koinzidenzlogik erzeugte Triggermuster dient der Kennzeichnung und Nummerierung der Ereignisse für das spätere Zusammenführen der zunächst getrennt erfaßten Daten. Diese Aufgabe wird von dem sogenannten Eventbuilder übernommen, der speziell für die Dreispektrometeranlage konzipiert [79, 86] und im Hause gebaut wurde. Er basiert auf einem programmierbaren Logikbaustein mit 48 Ein-/Ausgabekanälen vom Typ ispLSI 1024 der Firma Lattice Semiconductor Corporation. Alle Ereignisse, bei denen die „Coinc-PLU“ für mindestens ein Spektrometer ein Interuptsignal generiert hat, werden mit einer fortlaufenden Nummer gekennzeichnet. Sie wird allen drei Spektrometern mittels eines Flachbandkabels als 13-Bit-Information zugeführt und enthält darüber hinaus in den höchstwertigen Bits die Information über die Art des jeweiligen Ereignisses. Die auf dem sogenannten „Host-Rechner" laufende Eventbuildersoftware reagiert auf Eventtyp und -nummer und faßt die getrennt einlaufenden Informationen zu einem fortlaufenden Datenstrom zusammen. Selten ($< 10^{-5}$) auftretende Zuordnungsfehler können durch eingebaute Routinen abgefangen werden und der Datenstrom kann durch die Nummerierung sofort wieder resynchronisiert werden. Der Eventbuilder kann in einem „Master-" oder „Slave-" Modus betrieben werden.

Über die Aufgabe der Ereignissynchronisation hinaus hat der Eventbuilder die Aufgabe, die jeweilige Totzeit der verschiedenen Koinzidenzkombinationen (A, B, C, AB, AC, BC, ABC) zu messen und der Datenerfassung bereitzustellen. Grundlage für diese Zeitmessung ist das „Micro-Busy" (uB) Signal der Frontendrechner, das einen internen Timer steuert, dessen Ausgangspulse auf einem 24-Bit-Zähler der CAMAC-Datenauslese zugeführt werden.

2.3.2 Datenauslese

Die Experimentdatenerfassung und -archivierung an der Dreispektrometeranlage erfolgt mit einem verteilten Rechnersystem, das aus VMEbus-Systemen gebildet wird. Auf jedem der Spektrometer befindet sich ein solches Master-Slave-Multiprozessorsystem, das aus jeweils einer E6-CPU (Motorolla 68030 Prozessor) der Fa. ELTEC/Mainz als Master, einer E5-CPU (Motorolla 68020 Prozessor) als Slave sowie diversen Interfacekarten für CAMAC, Fastbus und Digitale Ein-/Ausgänge besteht.

Während der echtzeitfähige Slave-Rechner ohne Betriebssystem für die schnelle Datenaufnahme bestimmt ist, verpackt und verschickt der unter dem Betriebssystem UNIX laufende Master-Rechner die aufgenommen Daten über eine Ethernet-Verbindung zum Host-Rechner. Darüber hinaus ist er verantwortlich für die Steuerung und Überwachung der angeschlossenen Geräte.

Zur rechnergestützten Experimentsteuerung und Überwachung sowie zur Datenerfassung wird das System MECDAS[4] [86, 87, 88] eingesetzt. Es besteht aus einer Reihe von ineinandergreifenden Softwarepaketen zur Bedienung von Geräten, der Diagnose und Kontrolle von Zuständen, der Datenerfassung sowie der Online-Datenanalyse. Ebenfalls verwendet wird das Online–Analyseprogramm CINDY [72].

Die Datenerfassung auf den experimentnahen Rechnern erfolgt durch Abarbeiten von MECDAS-Routinen, die anhand einer logischen und technischen Beschreibung des Experimentsaufbaus automatisch generiert werden. Die logische Beschreibung gliedert sich hierarchisch von Spektrometern bis zu den elementaren Detektorkomponenten und enthält im tiefsten Strukturelement die physikalischen

[4] Mainz Experiment Control and Data Acquisition System

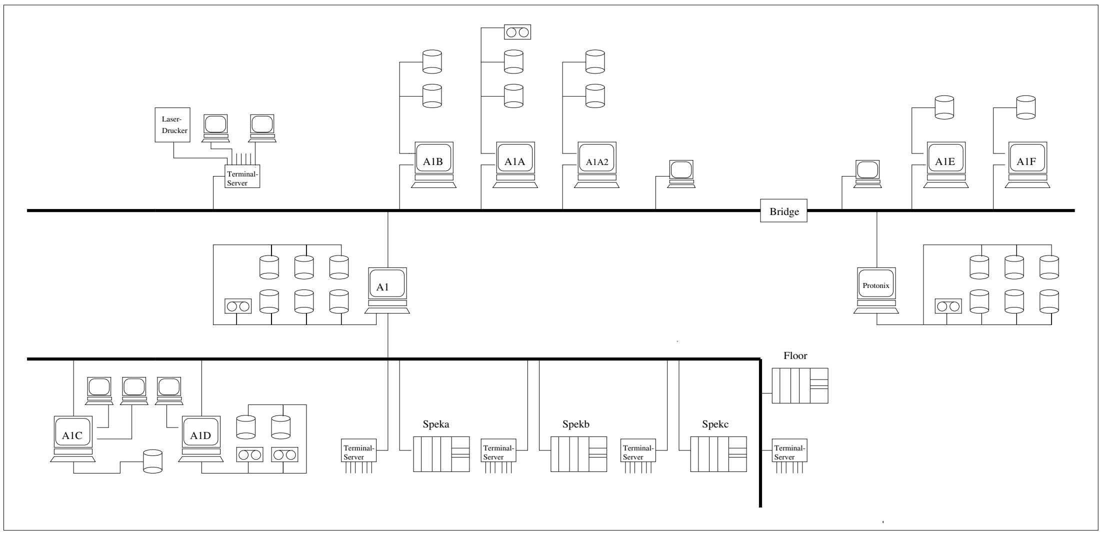

Abbildung 2.27: Schematische Darstellung des A1–Rechnersystems

Meßgrößen wie Energieverluste, Zählerstände oder Zeitinformationen. Die technische Beschreibung erfaßt die auszulesenden Elektronikkomponenten bezüglich ihres Typs, der Adressierung mit absoluter Positionsangabe sowie der erforderlichen Funktionsaufrufe. Logische und technische Beschreibung werden mittels einer Zuordnungstabelle verknüpft.

Die gesamte Experimentkonfiguration wird beim Start eines Experimentes den eigentlichen Experimentdaten beigemischt und kann zur späteren Auswertung ausgepackt werden. Somit ist keine weitergehende Protokollführung bezüglich der Struktur der abgespeicherten Daten nötig.

2.3.3 Experimentsteuerung und -überwachung

Die Experimentsteuerung und -überwachung umfaßt das Einstellen wichtiger Betriebsparameter (wie Magnetfelder, Diskriminatorschwellen und logischer Verknüpfungen) sowie die Kontrolle und das Protokollieren dieser und weiterer Größen, die für das Experiment von Bedeutung sind (z.B. Strahlstrom, Strahlmonitortemperaturen, Alarmsignale, etc.). Während die Einstellung der komplexen Betriebskonfiguration (Hochspannungen, Logik, Schwellen, Untersetzungsverhältnisse etc.) im allgemeinen durch vorbereitete Ablaufdateien („shell-scripts“) an Textbildschirmen erfolgt, kann die Kontrolle der Experimentparameter auf einer graphischen Oberfläche („Xopdisp“) [89, 90] verfolgt werden. Alarme (z.B. Überschreiten von Sollwerten) werden auf separaten Monitoren akustisch und optisch angezeigt und teilweise automatisch im Experimentprotokoll vermerkt.

2.4 Abbildungseigenschaften der Spektrometer

Die Spektrometer A, B und C wurden in den Jahren 1992 bis 1995 in einer Reihe von Strahlzeiten in Betrieb genommen und geeicht. Auf die Abbildungseigenschaften der Spektrometer A und B soll in diesem Abschnitt kurz eingegangen werden. Mit der Eichung des Spektrometers C wurde in den letzten Wochen begonnen. Die Daten werden z.Z. noch ausgewertet.

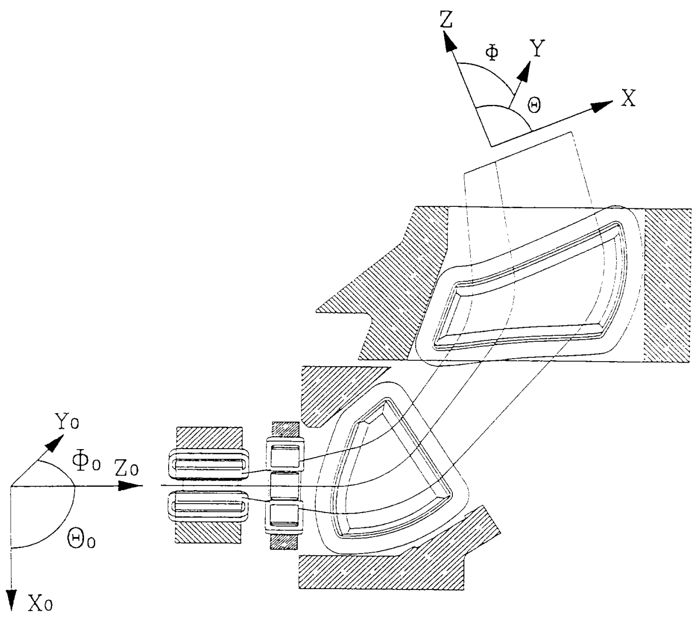

Abbildung 2.28: Target– und Detektorkoordinatensysteme bezogen auf die Teilchensollbahn („Referenzstrahl“) am Beispiel des Spektrometers A. Es ist $\vec{X_0} = (X_0, \theta_0, Y_0, \Phi_0, Z_0, \delta)$ der Targetkoordinatenvektor, $\vec{X} = (X, \theta, Y, \Phi)$ der Detektorkoordinatenvektor und δ die relative Impulsabweichung vom Sollimpuls. Die Spurdetektor–x–Achse wurde in die Bildebene gelegt.

Die Abbildung vom Targetsystem in das Fokalebenen-Detektorsystem läßt sich mit den Definitionen $\vec{X_0} = (X_0, \theta_0, Y_0, \Phi_0, Z_0, \delta)$ und $\vec{X} = (X, \theta, Y, \Phi)$ darstellen als

$$q = \sum_{ijklmn} < q \mid X_0^i\ \theta_0^j\ Y_0^k\ \Phi_0^l\ Z_0^m\ \delta^n > \ \cdot X_0^i\ \theta_0^j\ Y_0^k\ \Phi_0^l\ Z_0^m\ \delta^n \qquad (2.2)$$

mit $i,\ j,\ k,\ l,\ m,\ n \in N_0, \quad q \in \{X, \theta, Y, \Phi\}$ und $\delta \equiv (p - p_{soll})/p_{soll}$ relative Impulsabweichung vom Sollimpuls.

Unter Verwendung der Mittelebenensymmetrie der Spektrometer ergibt sich in erster Ordnung

$$\vec{X} = \widetilde{M} \cdot \vec{X_0} \tag{2.3}$$

mit der Transfermatrix

$$\widetilde{M} \;=\; \left(\begin{array}{cc|cc|cc} <X|X_0> & <X|\theta_0> & 0 & 0 & <X|Z_0> & <X|\delta> \\ <\theta|X_0> & <\theta|\theta_0> & 0 & 0 & <\theta|Z_0> & <\theta|\delta> \\ \hline 0 & 0 & <Y|Y_0> & <Y|\Phi_0> & <Y|Z_0> & 0 \\ 0 & 0 & <\Phi|Y_0> & <\Phi|\Phi_0> & <\Phi|Z_0> & 0 \end{array}\right).$$

Im Rahmen der Teilchenbahnrückrechnung soll der mit dem Fokalebenen-Spurdetektor gemessene Koordinatenvektor $\vec{\mathrm{X}}$ in das Targetkoordinatensystem $\vec{X_0}$ abgebildet werden (vgl. Abb 2.28), also die Umkehrabbildung

$$Q_0 = \sum_{ijkl} < Q_0 \mid X^i\ \theta^j\ Y^k\ \Phi^l > \cdot\ X^i\ \theta^j\ Y^k\ \Phi^l \tag{2.4}$$

gefunden werden. Hierbei wurde schon berücksichtigt, daß der Fokalebenen-Spurdetektor nur 4 Koordinaten mißt und damit 2 der 6 Komponenten des Targetkoordinatenvektors $\vec{X_0}$ nicht durch Rückrechnung gewonnen werden können. Es sind dies die Koordinaten X_0 und Z_0, die durch Messung der Strahllage am Ort des Targets bestimmt werden.

Die Koeffizienten der Rückrechenmatrix werden durch Messungen mit Lochkollimatoren vor den Spektrometern bei verschiedenen Impulsablagen δ experimentell bestimmt. Nach Festlegung der maximal zu berücksichtigenden Ordnung i, j, k und l in Gleichung (2.4) werden sie mit dem Verfahren der „Householder–Transformation“ iterativ bestimmt.

2.4.1 Spektrometer B

2.4.1.1 Impuls

Die Abbildung 2.29 zeigt ein zweidimensionales Spektrum Impuls gegen Streuwinkel der Reaktion ^{181}Ta(e,e'), Elektron–Einschußenenergie $E_0 = 495\,MeV$, Streuwinkel $\Theta_e = 28^o$, aufgenommen mit Spektrometer B bei vollem Raumwinkel $\Delta\Omega = 5.6\,msr$, rückstoß- und mit Hilfe der Rückrechenmatrix abberationskorrigiert. Die Impulsauflösung ist mit 56 keV/c oder $\delta p/p = 1.1 \cdot 10^{-4}$ ausgezeichnet. Die ersten angeregten Zustände von ^{181}Ta bei 136 und 301 keV können leicht getrennt werden.

Wenn man die einzelnen Beiträge zur Impulsauflösung abschätzt zu

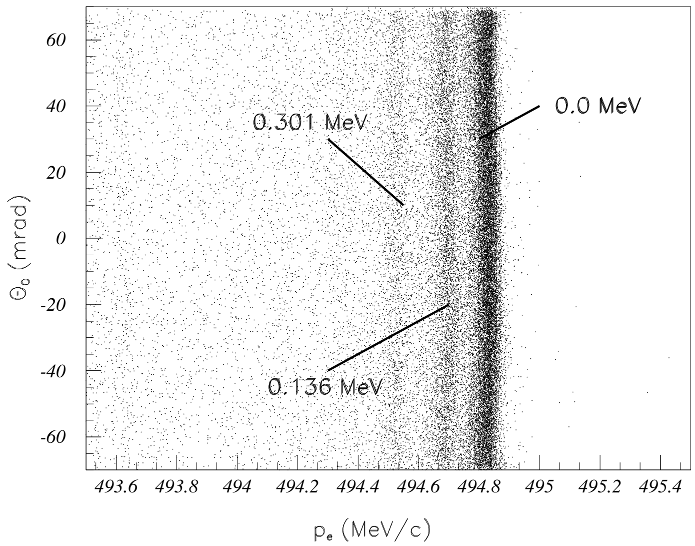

Abbildung 2.29: Zweidimensionales Spektrum Streuwinkel Θ_0 gegen Impuls p_e für den Grundzustand und die ersten angeregten Zustände in ^{181}Ta, gemessen mit Spektr. B in der Reaktion ^{181}Ta(e,e'), $E_0 = 495\,MeV$, $\Theta_e = 28^o$ bei vollem Raumwinkel $\Delta\Omega = 5.6\,msr$ an der Fokalebenenposition $\delta = 4\,\%$

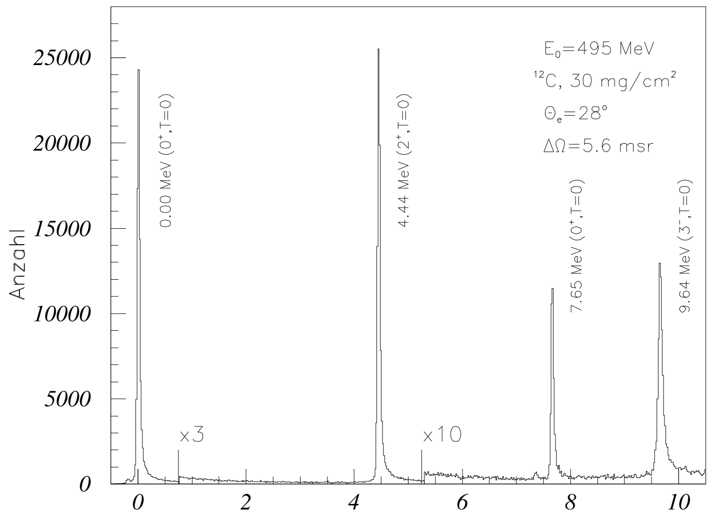

Abbildung 2.30: Anregungsspektrum von ^{12}C, gemessen mit Spektr. B bei einer Elektroneneinschußenergie von $E_0 = 495\,MeV$ und einem Streuwinkel von $\Theta_e = 28^o$

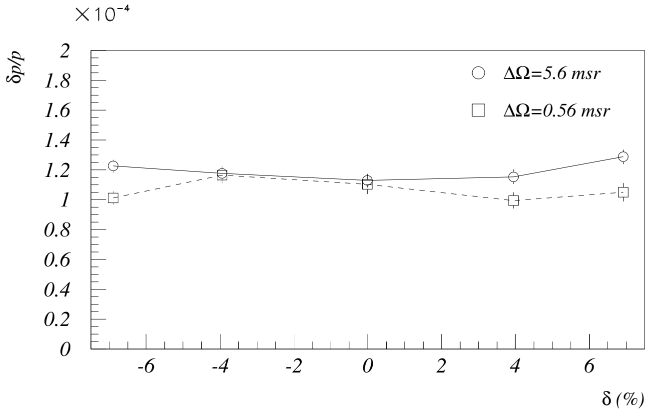

Abbildung 2.31: Impulsauflösung über die gesamte Fokalebene des Spektrometers B, gemessen in der Reaktion ^{181}Ta(e,e'), $E_0 = 495\,MeV$, $\Theta_e = 28^o$ bei vollem ($5.6\,msr$) und eingeschränktem ($0.56\,msr$) Raumwinkel

- 45 keV/c von der Energieunschärfe des MAMI-Strahls und von der Strahlfleckgröße
- 18 keV/c vom Energieverlust-„Straggling“ in der 60 mg/cm^2 dicken ^{181}Ta–Folie
- 2 keV/c von der Unsicherheit in der Rückstoßkorrektur (im Falle des schweren ^{181}Ta–Kerns sehr klein)

dann verbleiben lediglich 28 keV aufgrund von Abberationen, die nicht korrigiert werden konnten.

Abb. 2.30 zeigt ein auf Abbildungsfehler und Rückstoß korrigiertes Spektrum der Reaktion ^{12}C(e,e'), $E_0 = 495\,MeV$, $\Theta_e = 28^o$, aufgenommen mit vollem Raumwinkel $\Delta\Omega = 5.6\,msr$. Wieder ist die Energieauflösung mit $\delta E = 51\,keV$ bzw. die Impulsauflösung mit $\delta p/p = 1 \cdot 10^{-4}$ ausgezeichnet.

Abb. 2.31 gibt einen Eindruck von der Güte der Korrektur der Abberationen mithilfe des Rückrechenverfahrens. Es zeigt sich, daß die Impulsauflösung über die gesamte Fokalebene nur schwach vom Raumwinkel abhängt. Lediglich am ihrem oberen und unteren Rand ist eine Verkleinerung der Linienbreite um ca. 20% bei Einschränkung des Raumwinkels — und damit Verringerung der Abberationen — von 5.6 msr auf 0.56 msr zu beobachten.

2.4.1.2 Winkel

Die Abbildung 2.32 zeigt die rückgerechneten Targetkoordinaten und Auflösungen für Elektronen, die unter dem Streuwinkel Φ_0 und dem „Out-of-plane“–Winkel θ_0 in der Reaktion ^{181}Ta(e,e') durch den Lochkollimator des Spektro-

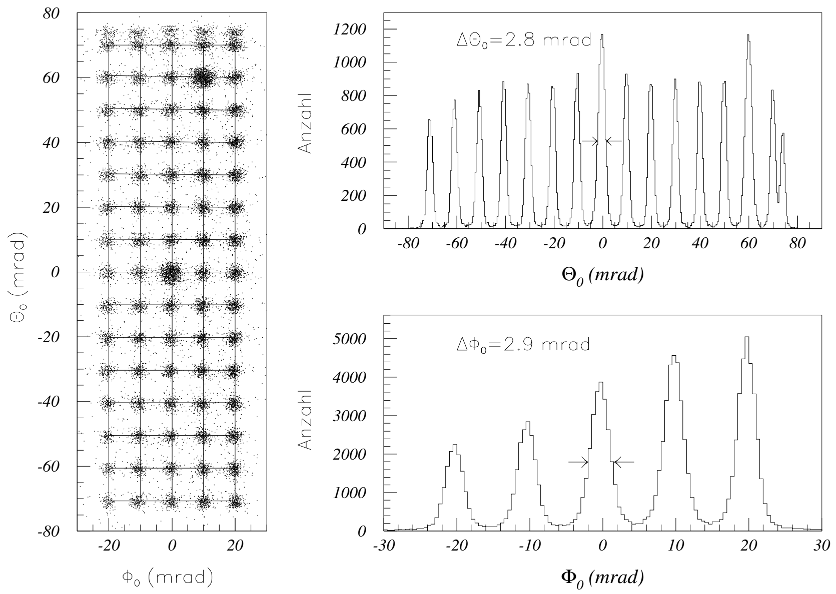

Abbildung 2.32: Auf das Target rückgerechnetes Abbild des Lochkollimators von Spektr. B, gemessen mit elastisch unter dem Winkel $\Theta_e = 28^o$ an ^{181}Ta gestreuten Elektronen, Einschußenergie $E_0 = 495\,MeV$

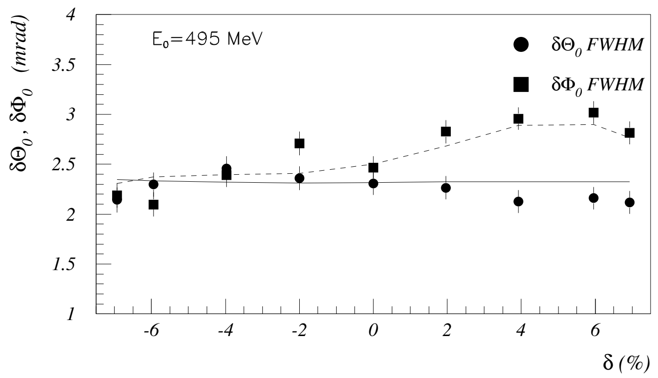

Abbildung 2.33: Halbwertsbreite Winkelauflösungen Spektr. B, gemessen über die gesamte Fokalebene. Die gestrichelte bzw. durchgezogene Linie wurde unter Berücksichtigung der Kleinwinkelstreuung in den Folien und der Auflösung des Fokalebenen–Spurdetektors berechnet.

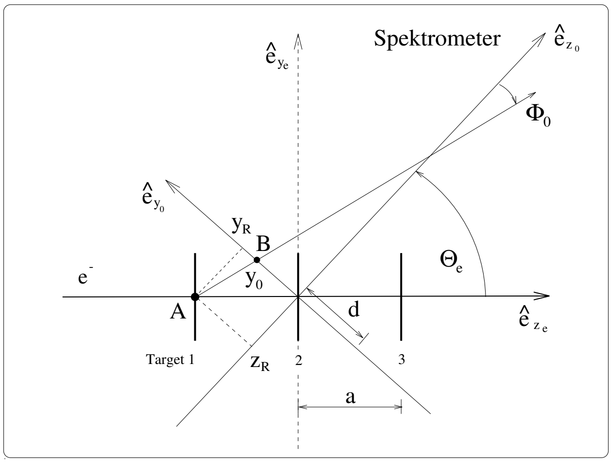

Abbildung 2.34: Targetkoordinaten und -winkel für einen Stapel aus drei dünnen ^{181}Ta–Folien

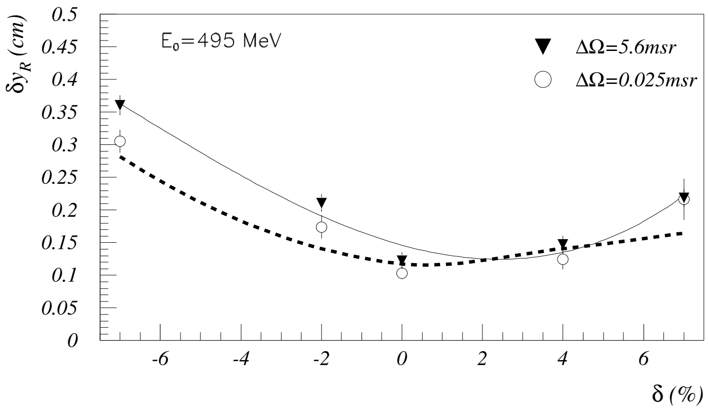

Abbildung 2.35: Vertexauflösung (FWHM) als Funktion der Impulsabweichung δ vom Sollstrahl bei voller (5.6 msr) und eingeschränkter (0.56 msr) Raumwinkelakzeptanz des Spektrometers B. Die durchgezogene Kurve stellt eine Polynomanpassung an die Daten für $\Delta\Omega = 5.6\,msr$ dar, die gestrichelte eine aus den bekannten Auflösungen des Fokalebenen–Spurdetektors berechnete.

meters B gestreut wurden. Ein Vergleich mit Abb. 2.4 zeigt, daß die Abbildungsfehler fast vollständig korrigiert werden konnten. Berücksichtigt man den Beitrag in Höhe von $1.6\,mrad$, der von der Winkelakzeptanz der Kollimatorlöcher stammt, so ergeben sich Winkelauflösungen von $\delta\Theta_0 = (2.3 \pm 0.1)\,mrad$ und $\delta\Phi_0 = (2.4 \pm 0.1)\,mrad$ (FWHM). Sie sind nur schwach von der Position in der Fokalebene abhängig und, wie Abb. 2.33 zeigt, im wesentlichen bestimmt durch die Kleinwinkelstreuung im Target und den Folien vor und hinter den Magneten sowie die Winkelauflösungen des Spurdetektors.

2.4.1.3 Vertex

Werden ausgedehnte Flüssig- oder Gastargets verwendet, so muß der Reaktionsvertex bekannt sein. Die Ortsauflösung am Target wurde mit dem in Abb 2.34 beschriebenen Aufbau bestehend aus drei, im Abstand von 4.3 cm hintereinander in Strahlrichtung montierten dünnen ^{181}Ta–Folien gemessen. Die aus diesen Messungen bestimmte Vertexauflösung zeigt Abb. 2.35. Die beste Auflösung wird mit 1.3 mm bei der Impulsabweichung $\delta = 0\%$ erzielt. Im Gegensatz zur Situation an den Rändern der Fokalebene schneidet hier die $(\langle y|\Phi_0\rangle = 0)$—Bildebene die Detektorebene. Der Winkel Φ wird also zur Rekonstruktion von y_0 nicht benötigt, sein Meßfehler geht nicht in die Auflösung δy_R ein. Der Vergleich der Meßpunkte bei voller und stark eingeschränkter Raumwinkelakzeptanz zeigt, daß bei negativen Werten von δ noch nicht korrigierte Aberrationen auftreten.

2.4.2 Spektrometer A

Wie erwähnt, weisen die QSDD–Spektrometer A und C zwar wie Spektrometer B in der dispersiven „out-of-plane“–Koordinate Θ wegen der angestrebten guten Impulsauflösung eine (Punkt–zu–Punkt)–Abbildung auf, in der nicht-dispersiven Φ_0– bzw. y–Koordinate jedoch eine (parallel-zu-Punkt)–Abbildung. Dies hat zur Konsequenz, daß die Streuwinkelauflösung per constructionem sehr gut sein wird, die Vertexauflösung allerdings schlechter als für Spektrometer B. Da die Spektrometer A oder C aber in der Regel in Koinzidenz mit Spektrometer B betrieben werden, ist dies eine sinnvolle Aufgabenteilung.

2.4.2.1 Impuls

Wie die Abbildung 2.36 zeigt, ist in der Tat die mit der Bahnrückrechnungsmethode bestimmte Impulsauflösung des Spektrometers A mit der des Spektrometers B ($\delta p/p \approx 10^{-4}$) vergleichbar. Sie beträgt 78 keV/c bzw. $\delta p/p = 1.6 \cdot 10^{-4}$ und setzt sich zusammen aus

- ca. 50 keV/c von der Energieunschärfe des Elektronenstrahls

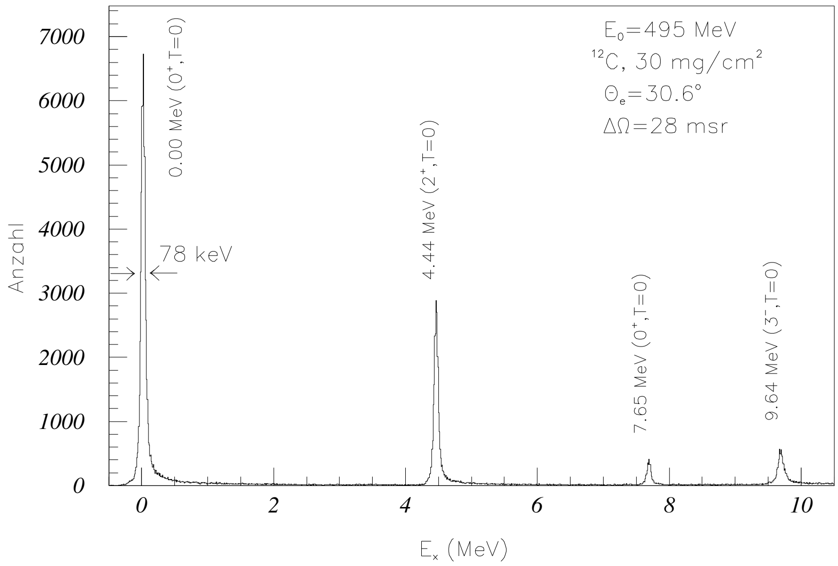

Abbildung 2.36: Ausschnitt aus dem Anregungsspektrum von ^{12}C, gemessen in der Reaktion ^{12}C(e,e'), $E_0 = 495\,MeV$, $\Theta_0 = 30.6°$ mit vollem Raumwinkel $\Delta\Omega_{Spektr.\ A} = 28\,msr$.

- ca. $20\,keV/c$ vom Beitrag der Strahlfleckgröße (typisch $0.5\,mm$, aber hier nicht gemessen)
- ca. $20\,keV/c$ vom Energieverlust–„Straggling“ im $30\,\mathrm{mg/cm^2}$ dicken ^{12}C–Target
- ca. 30 keV/c Unsicherheit bei der Durchführung der kinematischen Rückstoßkorrekturen

Damit verbleibt ein Beitrag von ca. 43 keV, der vor allem von nicht korrigierten Spektrometeraberrationen stammt.

2.4.2.2 Winkel

In der Abbildung 2.37 sind die über die Spektrometerakzeptanz gemittelten Winkelauflösungen als Funktion der Impulsabweichung δ vom Sollstrahl dargestellt. Sie enthalten Beiträge, die von der Strahlfleckgröße, der Meßgenauigkeit des Detektorsystems und der Winkelauflösung des Magnetspektrometers stammen. Der Beitrag der Winkelakzeptanz der Kollimatorlöcher wurde quadratisch subtrahiert.

Θ_0 am Targetort (Abb. 2.37, oben) wird in erster Ordnung durch die Messung von Θ in der Bildebene bestimmt. Die Meßgenauigkeit von Θ hängt u.a. von der Kleinwinkelstreuung in den Spektrometerfenstern, in der Luft, in den Folien

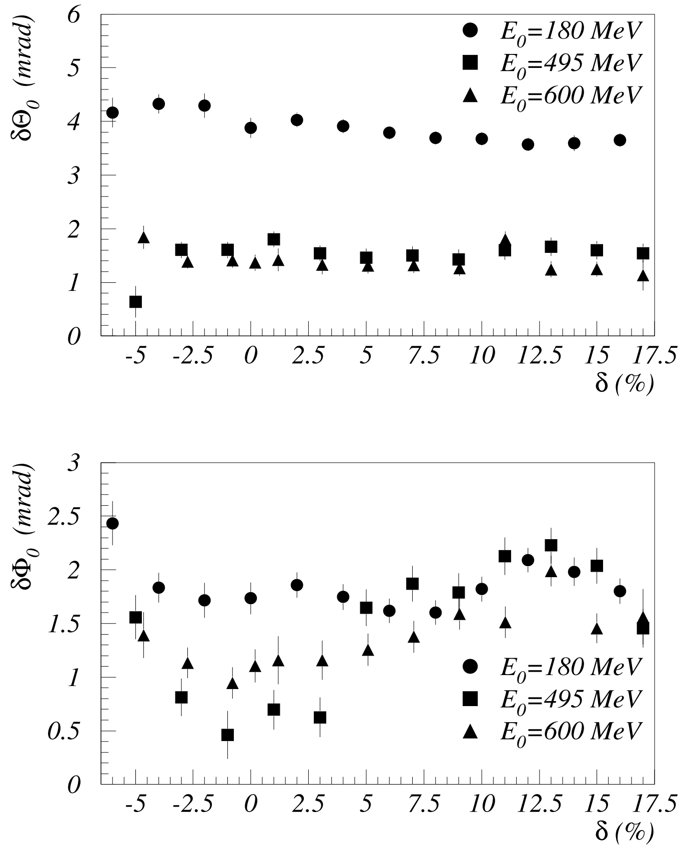

Abbildung 2.37: Winkelauflösungen (FWHM) am Ort des Targets, gemessen mit einem 77–Lochkollimator vor Spektr. A für verschiedene Einschußenergien E_0 als Funktion der Impulsabweichung δ vom Referenzstrahl

und im Gas des Spurdetektors usw. ab und ist daher energieabhängig. Dies zeigt sich deutlich im Unterschied der Auflösungen $\delta\Theta_0$ bei $E_0 = 180\,MeV$ und $E_0 = 495\,MeV$ bzw. $600\,MeV$.

Φ_0 am Targetort wird in erster Ordnung durch die Fokalebenen–Koordinate y bestimmt, die sehr genau gemessen wird (vgl. Kap 2.2). Φ_0 ist daher genauer bestimmbar als Θ_0, wie die Abb 2.37, unten auch zeigt. Wie gewichtig die Strahlfleckgröße in die Winkelauflösung eingeht, ist an dem Sprung in den Auflösungen für $E_0 = 495\,MeV$ zu sehen: die Daten wurden unter sonst gleichen Bedingungen in zwei verschiedenen Strahlzeiten aufgenommen.

2.4.2.3 Vertex

Die Vertexauflösung der QSDD-Magnetspektrometer wird in erster Linie über das Matrixelement $\langle y_0|\Phi\rangle$ durch die Φ–Winkelauflösung in der Fokalebene —

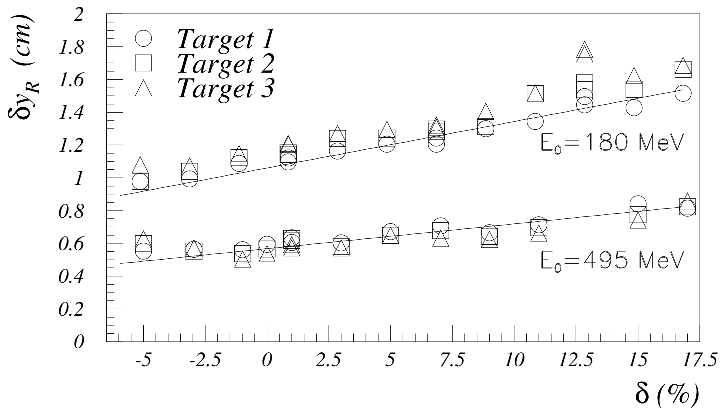

Abbildung 2.38: Vertexauflösung von Spektr. A, gemessen bei zwei verschiedene Einschußenergien $E_0 = 180\,\mathrm{MeV}$ und 495 MeV über die ganze Fokalebene

und damit bei niedrigen Energien vor allem durch die Kleinwinkelstreuung in den Materialien zwischen Target und Spurdetektor — begrenzt. Sie wird für Spektrometer A in Abb. 2.38 als Funktion der Impulsabweichung δ bei zwei verschiedenen Einschußenergien $E_0 = 180\,\mathrm{MeV}$ und 495 MeV gezeigt. Die Verschlechterung der Ortsauflösung mit größerem δ geht auf die Abhängigkeit des Matrixelements $\langle y_0|\Phi\rangle$ von δ zurück, wie die berechneten, durchgezogenen Linien belegen.

Kapitel 3

Erste Experimente

Nach der Fertigstellung und Eichung des ersten Spektrometers wurde Ende 1992 sofort mit der Durchführung des ersten Experiments, in dem Spektrometer A in Koinzidenz mit einem 4π–Detektor betrieben wurde, begonnen. Ende 1993 folgten die ersten Koinzidenzexperimente mit den Spektrometern A und B. Untersucht werden sollte in diesen Experimenten das Verhalten des (angeregten) Nukleons im Kern. In der vorliegenden Arbeit wird auf folgende Aspekte eingegangen:

- *Mögliche Veränderungen des Nukleons im Kern* („swollen nucleon“, auch diskutiert im Zusammenhang mit dem EMC–Effekt [91, 92, 93, 94]):

  Die an NIKHEF, Amsterdam in der exklusiven Reaktion $^{12}C(e,e'p)^{11}B$ in paralleler (Impuls p des emittierten Protons größer als der Dreier-Impulsübertrag q durch das virtuelle Photon) und antiparalleler ($p < q$) Kinematik gemessenen Impulsverteilungen des Protons wurden in [95] als Hinweis auf unterschiedliche transversale Formfaktoren des freien bzw. im Kern gebundenen Protons gedeutet. Diese Messung wurde an der Drei-Spektrometer-Anlage wiederholt (s. Kap. 3.1.1).

- *Studium kurzreichweitiger Nukleon-Nukleon-Korrelationen (SRC) im Kern* über die Messung von Impuls- und Energieverteilungen:

  In zahlreichen Experimenten wurde beobachtet, daß die Quasiteilchenstärke unterhalb der Fermikante um ca. 35 % kleiner ist als nach der Summenregel des Einteilchen-Schalenmodells erwartet (s. z.B. [34, 37]). Rechnungen unter Verwendung realistischer Nukleon-Nukleon-Potentiale deuten darauf hin, daß die unter der Fermikante fehlende Stärke zu hohen Impulsen bzw. ins Kontinuum verschoben wird (s. z.B. [39, 40, 44]). Zur experimentellen Überprüfung dieser theoretischen Vorhersagen wurden zwei (e,e'p)–Messungen an ^{12}C und ^{16}O durchgeführt.

  - In der exklusiven Reaktion $^{16}O(e,e'p)^{15}N$ wurden mit Spektrometer B und A in Koinzidenz die distordierten Spektralfunktionen für die ersten angeregten Zustände in ^{16}O bis zu sehr hohen inneren Impulsen („missing momenta“) gemessen (s. Kap. 3.1.2).
  - In der Reaktion $^{12}C(e,e'p)$ mit Spektrometer A und einem 4π–Detektor in Koinzidenz wurden die exklusiven Wirkungsquerschnitte für die Emission von in der 1p-Schale gebundenen Protonen sowie semi-exklusive Wir-

kungsquerschnitte für die Anregung von Zuständen weit im Kontinuum („missing energies“ von über 200 MeV) gemessen (s. Kap. 3.2.1).

- *Direkte Untersuchung der Zwei- und Mehrteilchenemisssion*:

  Die direkte Beobachtung von photoinduzierten Zwei-Nukleonen-Emissionsprozessen ist in besonderer Weise geeignet, Informationen über die Zwei-Loch-Spektralfunktion und damit auch über kurzreichweitige Nukleon-Nukleon–Korrelationen im Kern zu gewinnen.

  Theoretisch wurde dies schon sehr früh erkannt [96, 97, 98, 99, 100, 101]. Die Kernwellenfunktion wurde in diesen Arbeiten in einer faktorisierter Form als Produkt aus einer Slaterdeterminante und einer Paarkorrelationsfunktion vom Jastrow-Typ [102] angesetzt. Neuere Formulierungen gehen über diesen einfachen Produktansatz, zumindest in einer spezifischen Kinematik, hinaus (s. z.B. [103, 104, 105]).

  In praxi ist die Beobachtung (korrelierter?) Nukleonen nicht so einfach. Die von reellen Photonen induzierte Zwei-Nukleonenemission (γ,NN) wurde in einer Reihe von Experimenten, auch an MAMI, untersucht [106, 107, 108, 109, 110]. Da das reelle Photon transversalen Charakter hat, koppelt es allerdings vornehmlich an die Isobarenströme (IC) und Mesonenaustauschströme (MEC) im Kern an. Kurzreichweitige Nukleon-Nukleon-Korrelationen tragen, insbesondere im (γ, pn)–Kanal, nur wenig zum Wirkungsquerschnitt bei [104, 111].

  Dies ist anders in (e,e'NN)–Reaktionen. Hier sollte ein substantieller Anteil im longitudinalen Wirkungsquerschnitt auf SRC zurück gehen. Besonders geeignet erscheint der (e,e'pp)–Kanal, da hier in erster Ordnung die Mesonenaustauschströme irrelevant sind (das virtuelle Photon kann nicht an ein π^0 ankoppeln) und neben den kurzreichweitigen Nukleon-Nukleon–Korrelationen nur noch die Isobarenströme berücksichtigt werden müssen [104, 105].

  Die $(e, e'NN)$–Experimente sind noch schwieriger und deshalb rarer als ihre (γ, NN)–Brüder. Es ist bisher nur ein einziges, an NIKHEF bei verhältismäßig kleiner Einschußenergie, kleinem Tastverhältnis und koinzidentem Raumwinkel durchgeführtes Pilotexperiment $^{12}C(e, e'pp)$ veröffentlicht [112]. Da diese Reaktion ideal zur Untersuchung von Nukleon-Nukleon–Korrelationen geeignet scheint, wurde sie vor kurzem an MAMI in 4π–Geometrie gemessen (s. Kap. 3.2.3).

3.1 Impulsverteilungen des Nukleons im Kern

Bevor auf die Experimente eingegangen wird, sollen die in (e,e'p)- oder (e,e'pp)–Reaktionen wichtigen Größen wie kinematische Variablen, Wirkungsquerschnitte, Strukturfunktionen und Spektralfunktionen kurz beschrieben werden.

Kinematik

Die Abbildung 3.1 verdeutlicht die in der Reaktion $A(e, e'p)(A-1)$ in einer einfachen Beschreibung auftretenden kinematischen Variablen. Dabei gelten die folgenden Näherungen:

- In der ersten Bornschen Näherung wird nur ein virtuelles Photon mit Dreier-Impuls $\vec{q}$ und Energie ω ausgetauscht. Wegen der schwachen Kopplung des elektromagnetischen Feldes (Kopplungskonstante $\alpha = 1/137$) an den Kern ist dies zumindest für leichte Kerne wie ^{12}C oder ^{16}O eine gute Näherung.
- Die Wechselwirkung des virtuellen Photons mit dem Nukleon wird in Stoßwellennäherung mit ebenen Wellen beschrieben („Plane Wave Impulse Approximation“, PWIA). Diese Näherung ist selbst für die leichtesten Kerne nicht mehr gut genug und wird hier nur der Anschaulichkeit halber verwendet. Sie wird in der quantitativen Beschreibung der (e,e'p)–Experimente in Kap. 3.1.1 und 3.1.2 fallengelassen.

Aufgrund der Energie- und Impulserhaltung lassen sich die in der Reaktion „fehlenden “ Impulse p_m („missing momenta“) und Energien E_m („missing energies“) schreiben als

$$\vec{p}_m = \vec{q} - \vec{p'} = (\vec{e} - \vec{e'}) - \vec{p'} \tag{3.1}$$

und

$$E_m = E_0 - E_{e'} - T_p - T_{A-1} = \omega - T_p - T_{A-1} \tag{3.2}$$

mit den Impulsen aus Abb. 3.1 und den Bezeichnungen E_0 und $E_{e'}$ für die Anfangs- bzw. Endenergie des Elektrons, T_p für die kinetische Energie des auslaufenden Protons, T_{A-1} für die Rückstoßenergie des Restkerns, die wegen $\vec{p}_m = \vec{p}_{A-1}$ aus Gleichung 3.1 berechnet werden kann.

Analog gilt für Zwei-Nukleonen-Emissionsprozesse (e,e'pp)

$$\vec{p}_m = \vec{q} - \vec{p'} - \vec{p''} = (\vec{e} - \vec{e'}) - \vec{p'} - \vec{p''} \tag{3.3}$$

und

$$E_m = E_0 - E_{e'} - T_{p1} - T_{p2} - T_{A-1} = \omega - T_{p1} - T_{p2} - T_{A-1}, \tag{3.4}$$

wobei $\vec{p'}$ wieder den Impuls des ersten, $\vec{p''}$ den Impuls des zweiten und T_{p1} die kinetische Energie des ersten, T_{p2} die des zweiten emittierten Protons bezeichnen.

Die fehlenden Energien E_m oder E_{2m} enthalten die Bindungsenergie des oder der Nukleonen und gegebenfalls die Anregunsenergie des Restkerns, die auch im Kontinuum liegen kann.

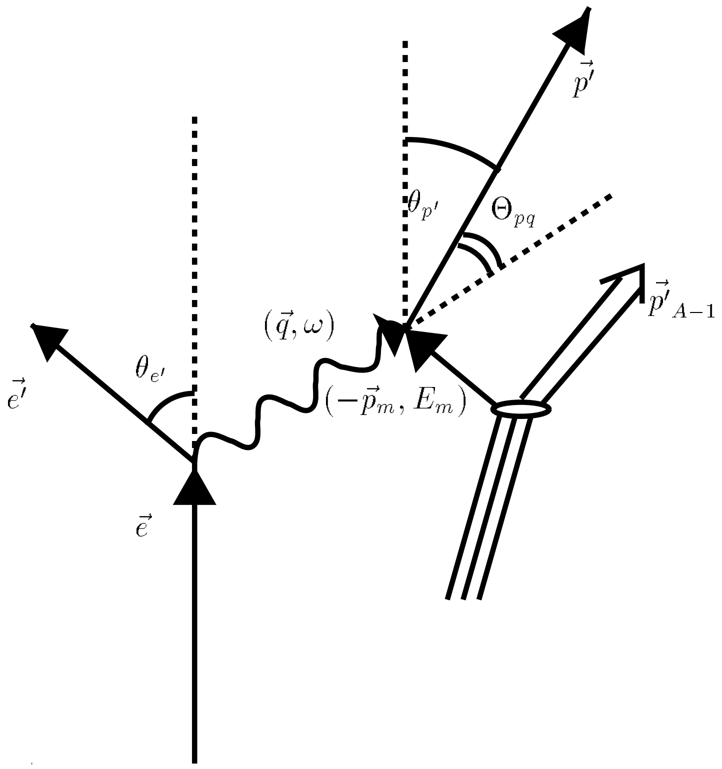

Abbildung 3.1: Ein-Photon-Austauschdiagramm der Reaktion A(e,e'p)(A-1) in Stoßnäherung mit ebenen Wellen (PWIA, s. Text)

In der PWIA–Näherung wird der Restkern als Zuschauer („spectator") behandelt und es gilt $\vec{p}_m = \vec{p'}_{A-1} = -\vec{p}_i$, wobei $\vec{p}_i$ den „inneren" Impuls des vom virtuellen Photon getroffenen Nukleons bezeichnet. Im allgemeinen wird das getroffene Nukleon aber mit dem Restkern wechselwirken. Dann gilt

$$\vec{p}_m = \vec{p}_i + \vec{p} - \vec{p'} = \vec{p}_i + \vec{p'}_{A-1} - \vec{p}_{A-1}, \tag{3.5}$$

wenn $\vec{p}_{A-1}$ den Impuls des Restkerns *vor* der sog. Endzustandswechselwirkung bezeichnet. In diesem Fall kann also nicht mehr direkt vom gemessenen fehlenden Impuls $\vec{p}_m$ auf den gesuchten inneren Impuls $\vec{p}_i$ geschlossen werden. Zwar s gilt immer noch $\vec{p}_i = \vec{p}_{A-1}$, $\vec{p'}_{A-1}$ kann aber in der Regel wegen der Absorption des Restkerns im Target nicht gemessen werden. Man ist auf den Vergleich mit Modellrechnungen angewiesen (s.u.).

Wirkungsquerschnitte

In der Elektronenstreuuung koppelt der sehr gut aus der QED bekannte leptonische Strom an den zu erforschenden hadronischen Strom im Kern an. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für Reaktionen des Typs A(e,e'p) kann mit den Bezeichnungen der Abb. 3.1 in erster Bornscher Näherung geschrieben werden (s. z.B. [113, 114, 115, 116, 117, 118]) wie folgt:

$$\frac{d^6\sigma}{dE_{e'}d\Omega_{e'}dE_{p'}d\Omega_{p'}} = \frac{2\alpha^2}{q_\mu^4}\frac{|\vec{e}\,'|}{|\vec{e}|}p'E_{p'}\eta_{\mu\nu}W^{\mu\nu}, \tag{3.6}$$

mit dem leptonische Tensor

$$\eta_{\mu\nu} = k_{1\mu}k_{2\nu} + k_{2\mu}k_{1\nu} + \frac{1}{2}q_\mu^2\delta_{\mu\nu} \tag{3.7}$$

und dem hadronische Tensor

$$W^{\mu\nu} = \overline{\sum_i}\sum_f \delta(E_{p'} + E_f - \omega - E_i)\langle f, \vec{p'}|J^\mu(q)|i\rangle\langle f, \vec{p'}|J^\nu(q)|i\rangle^\star. \tag{3.8}$$

Es bezeichnen $q_\mu = (\omega, \vec{q}) = k_{1\mu} - k_{2\mu}$ den Viererimpuls des virtuellen Photons, der sich ergibt aus den Viererimpulsen $k_{1\mu} = (E_0, \vec{e})$ und $k_{2,\mu} = (E_{e'}, \vec{e'})$ des einlaufenden bzw. des gestreuten Elektrons. $p'_\mu = (E_{p'}, \vec{p'})$ ist der Viererimpuls des herausgeschlagenen Nukleons, E_i die Gesamtenergie des Targetkerns, E_f die des Restkerns. Weiterhin gilt $E_i - E_f = m - E_{sep} - E_{rec}$ mit m Masse, E_{sep} Separationsenergie des Nukleons, E_{rec} Rückstoß–Gesamtenergie des Restkerns. Über die Anfangszustände i wird gemittelt, über die nicht aufgelösten Endzustände f summiert.

Die Unbekannten in Gleichung 3.8 sind die Übergangsmatrixelemente des Kernstroms $J^\mu(q)$. Über sie gilt es, Informationen zu gewinnen.

Zunächst läßt sich der Ausdruck 3.6 unter Anwendung der Lorentz- und Eichinvarianz und für nicht-polarisierte Reaktionspartner vereinfachen zu (s. z.B. [117, 118])

$$\begin{aligned}\frac{d^6\sigma}{dE_{e'}d\Omega_{e'}dE_{p'}d\Omega_{p'}} = p'E_{p'}\sigma_{Mott}\frac{Q^2}{q^2\varepsilon} \quad \cdot \quad &\{\varepsilon W_L \; + \; W_T \; + \; \varepsilon W_{TT}\cos 2\phi \; - \\ &- (\varepsilon(\varepsilon+1))^{1/2}W_{LT}\cos\phi\},\end{aligned} \tag{3.9}$$

mit dem Mott-Wirkungsquerschnitt für die Streuung an einem punktförmigen Target

$$\sigma_{Mott} = 4\alpha^2E_{e'}^2\cos^2(\theta/2)/Q^4, \tag{3.10}$$

dem negativen Viererimpulsübertrag Q^2, dem Polarisationsparameter

$$\varepsilon = [1 + 2(q^2/Q^2)\tan^2(\theta_{e'}/2)]^{-1} \tag{3.11}$$

des virtuellen Photons und den Bezeichnungen der Abbildung 3.2. Der hadronische Tensor $W^{\mu\nu}$ wurde also, wenn Polarisationsvariablen nicht berücksichtigt

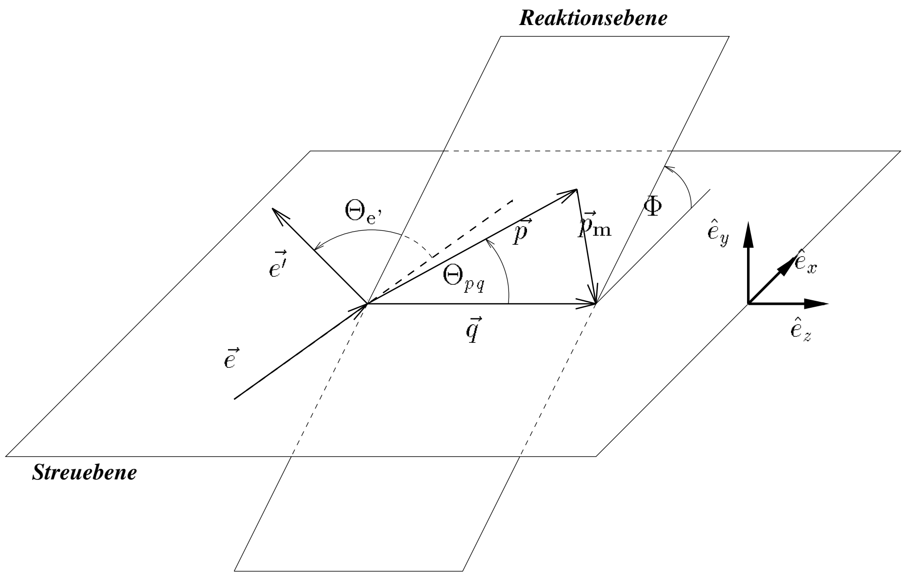

Abbildung 3.2: „Out-of-plane“–Kinematik der Reaktion A(e,e'p)

werden müssen, auf vier Strukturfunktionen W zurückgeführt, wobei W_L die longitudinale und W_T die transversale Antwort des Kerns auf die elektromagnetische Probe beschreiben. W_{LT} und W_{TT} sind die entsprechenden Interferenzstrukturfunktionen.

Im allgemeinen hängen die Strukturfunktionen ab von $\vec{q}, \omega$ und $\vec{p}\,'$. Wenn das emittierte Proton in der Richtung des virtuellen Photons gemessen wird ($\Phi = 0$), vereinfacht sich Gleichung 3.9 weiter: die Interferenzterme fallen weg. Die Strukturfunktionen W_L und W_T können dann durch Variation von ε bei festgehaltenem Q^2 experimentell in einer sog. „Rosenbluth-Separation“ bestimmt werden. Zur Bestimmung von W_{LT} ist mindestens jeweils eine Messung „links“ und „rechts“ von $\vec{q}$ ($\Theta_{pq} \neq 0$ in Abb. 3.2) nötig. Die Messung der (in der Regel sehr kleinen) Interferenzstrukturfuntion W_{TT} erfordert eine „Out-of-plane“–Messung ($\Phi \neq 0$ in Abb. 3.2), weshalb das Spektrometer B aus der Laborebene heraushebbar gebaut wurde.

Stoßnäherung mit ebenen Wellen (PWIA)

Eine weitgehende Näherung des Ausdrucks 3.9 nimmt an, daß das vom virtuellen Photon getroffene Nukleon den Kern ungestört verläßt (PWIA). In dieser Näherung hat der fehlende Impuls p_m, wie erwähnt, eine anschauliche Deutung: er ist gleich dem negativen Impuls des Nukleons vor dem Stoß. Gleichung 3.9 läßt sich dann faktorisieren

$$\frac{d^6\sigma}{dE_{e'}d\Omega_{e'}dE_{p'}d\Omega_{p'}} = K \cdot \sigma_{ep}^{cc1} \cdot S(E_m, p_m) \quad (3.12)$$

in ein Produkt bestehend aus einem kinematischen Faktor $K = p'E_{p'}$, dem elementaren Wirkungsquerschnitt σ_{ep}^{cc1} für die Streuung eines Elektrons an einem (gebundenen, sog. „Off-shell"–) Nukleon, hier in der cc1-Version [115], und schließlich der Spektralfunktion $S(E_m, \vec{p}_m)$, die die Wahrscheinlichkeit angibt, ein Nukleon mit Impuls $\vec{p}_m$ und Bindungsenergie E_m im Kern anzutreffen. Sie läßt sich schreiben als

$$S(E_m, \vec{p}_m) = \sum_f |\Phi_{if}(\vec{p}_m)|^2 \; \delta(E_m - E_f - E_i). \quad (3.13)$$

mit dem Überlappintegral $\Phi_{if}(\vec{p}_m)$. Die Impulsverteilung $\rho_\alpha(p_m)$ für einen gebunden Zustand mit Quantenzahlen $\alpha = \{n, l, j\}$ ergibt sich durch Integration über E_m zu

$$\rho_\alpha(p_m) = \int S(E_m, p_m) dE_m. \quad (3.14)$$

Im Einteilchen-Schalenmodell ist $\rho_\alpha(p_m)$ gerade die Fouriertransformierte der Lochzustands-Wellenfunktion im Ortsraum. Für einen bestimmten, im Kern (A-1) angeregten Zustand E^* mit den Quantenzahlen α, wird der Spektroskopische Faktor $S_\alpha(E_\alpha^*)$ durch Integration über die Impulsverteilung $\rho_\alpha(p_m)$ gewonnen:

$$S_\alpha(E_\alpha^*) = 4\pi \int \rho_\alpha(p_m) p_m^2 dp_m \quad (3.15)$$

Wird über alle Zustände mit gleichen Quantenzahlen α im (A-1)–Kern intergriert, so erhält man die Besetzungszahl N_α

$$N_\alpha = \int S_\alpha(E_m) dE_m, \quad (3.16)$$

deren Wert im Einteilchen-Schalenmodell $2J_\alpha + 1$ beträgt.

Leider spiegelt der Ausdruck 3.12 die Realität nur unvollkommen wider: Das auslaufende Proton erfährt eine Endzustandswechselwirkung, die sog. distordierte Spektralfunktion $S_D(E_m, \vec{p}_m, \vec{p'})$ ist nun auch eine Funktion des Impulses des auslaufenden Nukleons [119]. Eine Spektralfunktion $S(E_m, \vec{p}_m)$, die die Information über die Struktur des Kerns enthält, läßt sich also dem Experiment nicht mehr entnehmen. Man *definiert* stattdessen

$$S_{exp}^D(E_m, \vec{p}_m, \vec{p'}) = \frac{\left(\frac{d^6\sigma^{exp}}{dE_{e'}d\Omega_{e'}dE_{p'}d\Omega_{p'}}\right)}{K \;\sigma_{ep}^{cc1}} \quad (3.17)$$

(und analog ρ_{exp}^D) und vergleicht mit Spektralfunktionen bzw. Impulsverteilungen, die gewonnen werden aus Modellrechnungen im Rahmen der „Distorted Wave Impuls Approximation (DWIA)" (s. z.B. [120, 121]) unter

- Berücksichtung der Distordierung des Elektronenwelle im Coulombfeld des Kerns,
- Verwendung eines Woods-Saxon–Potentials zur Berechnung der Wellenfunktionen der gebundenen Zustände sowie
- des Optischen Modells zur Berücksichtigung der Endzustandswechselwirkung des auslaufenden Nukleons.

Dies ist auch das Vorgehen in der Analyse der Reaktionen $^{12}C(e,e'p)^{11}B$ und $^{16}O(e,e'p)^{15}N$ in den nächsten beiden Abschnitten.

Die Berechnung der Zwei-Loch-Spektralfunktion $S(\vec{p_1},\vec{p_2},\vec{p_1'},\vec{p_2'},E_m)$ (in offensichtlicher Notation) ist noch wesentlich komplizierter, insbesondere, wenn die Endzustandswechselwirkung der beiden auslaufenden Protonen berücksichtigt werden soll.

Die (e,e'pp)–Wirkungsquerschnitte der Gl. 3.6 enthalten bei nicht-polarisiertem Strahl und Target in koplanarer Geometrie noch zwei Interfererenzstrukturfunktionen mehr als in Gl. 3.9 aufgeführt, nämlich $W'_{LT} \propto (W^{0y} + W^{y0})$ und $W'_{TT} \propto (W^{xy} + W^{yx})$, die in (e,e'N)–Reaktionen nur auftreten, wenn das Target polarisiert ist oder die Rückstoßpolarisation gemessen wird.

Bisher ist es nur für diese spezielle, koplanare Kinematik, in der überdies die beiden Protonen nicht miteinander wechselwirken und unter 180^o in ihrem Schwerpunktssystem mit gleichen Energien emittiert werden, gelungen, die Wirkungsquerschnitte der Reaktion (e,e'pp) auszurechnen [103, 104, 105]. Es soll hier aber noch einmal betont werden, daß diese Wirkungsquerschnitte, vor allem in ihrem longitudinalen Anteil, sehr sensitiv von der spezifischen Form der Paarkorrelationsfunktion abhängen [105].

3.1.1 Die Reaktion ^{12}C(e,e'p)^{11}B

In einem ersten Experiment unter Verwendung zweier Spektrometer wurde die Reaktion $^{12}C(e,e'p)^{11}B$ gemessen. Die gestreuten Elektronen wurden in Spektrometer B, die emittierten Protonen in Spektrometer A nachgewiesen. Die gewählten kinematischen Parameter sind in Tabelle 3.1.1 aufgeführt.

Das Experiment wurde unter quasielastischen Bedingungen $\omega \approx q^2/2m_p$ durchgeführt, Messung #2 bis 4 in sog. paralleler, Messung # 1 in anti-paralleler Kinematik. Die Bezeichnungen „parallel“ (Dreier-Impuls p des Nukleons größer als Impulstransfer q) und „anti-parallel“ ($p < q$) beziehen sich auf die Richtung des Nukleonimpulses relativ zum Impulstransfer $\vec{q}$ *bevor* es mit dem virtuellen Photon in Wechselwirkung trat. Weiterhin gilt die Konvention, daß das „missing

#	q (MeV/c)	ω (MeV)	T_p (MeV)	ε	E_m (MeV)	p_m (MeV/c)	Ω_p (msr)	d_T (mg/cm^2)
1	540.5	117.3	90.8	0.79	25.8	-117.8	28	35.2
2	329.0	120.0	92.4	0.92	27.2	97.5	15	64.8
3	307.5	120.0	101.4	0.93	17.6	140.5	28	35.2
4	318.4	242.6	212.4	0.91	24.3	347.8	28	35.2

Tabelle 3.1: Meßparameter des Experiments $^{12}C(e,e'p)^{11}B$, $E_0 = 855.11\,MeV$. Angegeben sind die Werte für den jeweiligen Spektrometerzentralstrahl. Es ist q der Dreier–Impulsübertrag, ω der Energieübertrag, T_p die kinetische Energie des emittierten Protons, ε der Polarisationsparameter des virtuellen Photons, E_m die „missing energy", p_m das „missing momentum", Ω_p der Raumwinkel von Spektrometer A und d_T die Targetdicke.

momentum" p_m in paralleler Kinematik positiv, in anti-paralleler Kinematik negativ aufgetragen wird. Das ist nicht unbedingt konsistent mit Gleichung 3.1, allerdings weltweit (bis auf Saclay) so üblich.

Für die Messungen # 2 und 3 wurden ähnliche Kinematiken gewählt. Da das hier vorgestellte Experiment die erste Koinzidenzmessung mit zwei Spektrometern war, sollten mögliche systematische Fehler, vor allem auch in der Absolutnormierung der Wirkungsquerschnitte, überprüft werden. Deshalb wurde auch in Messung # 2 der Raumwinkel des Spektrometers A stark eingeschränkt und zum Ausgleich (Konstanz der Datenaufnahmebedingungen!) eine größere Targetdicke gewählt. Zudem wurden Kinematiken gewählt, für die, zumindest zum Teil, Vergleichsmessungen aus einem anderen Labor vorlagen. Die Messungen # 1 bis 3 überstreichen einen p_m–Bereich, der am NIKHEF, Amsterdam, ebenfalls mit zwei Spektrometern, aber an einem Linerabeschleuniger niedrigen Tastverhältnisses vermessen wurden [95]. Die Messung # 4 bei hohen „missing momenta" von $p_m \approx 350\,MeV/c$ ist neu.

Die folgenden Eichmessungen wurden zusätzlich zum eigentlichen Experiment durchgeführt.

- Die Targetdicke wurde mit den üblichen Verfahren bestimmt. Zum einen wurden Fläche und Gewicht des Targets gemessen, zum anderen wurde die Luminosität unter Verwendung des bekannten elastischen Wirkungsquerschnitts für die Reaktion $^{12}C(e,e'), E_0 = 855.11 MeV, \Theta = 16.38^o$ ermittelt. Ist der Strahlstrom bekannt, kann die Targetdicke berechnet werden. Der Strahlstrom wird für $I_{Strahl} \geq 15\mu A$ mit einem Fehler von ca. $\pm 50nA$ mit einer Förstersonde absolut gemessen. Sind die im Experiment verwendeten Ströme geringer, so wird mit den Mikrowellenresonatoren in der A1–Strahlführung auf diese Messung normiert.

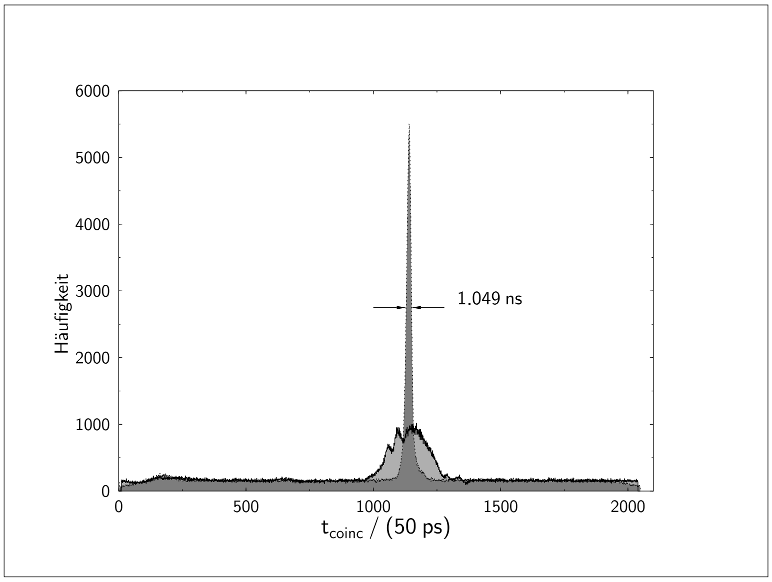

Abbildung 3.3: Rohspektrum und auf die Weglängenunterschiede in den Spektrometern A und B korrigiertes Spektrum der Koinzidenzzeit zwischen den jeweiligen ToF–Szintillatorebenen

- Die Koinzidenz–Nachweiswahrscheinlichkeit wurde aus einer $(e, e'p)$– Messung am Wasserstoff eines Wasserfalltargets [122] ermittelt. In Spektrometer B wurden die gestreuten Elektronen, in Spektrometer A die koinzidenten Protonen nachgewiesen. Die Winkelstellungen der Spektrometer wurden so gewählt, daß per Zweikörper-Kinematik der kleinere Raumwinkel von Spektrometer B voll in den größeren des Spektrometers A projiziert wurde. Die gemessene Koinzidenz–Nachweiswahrscheinlichkeit war stets größer als 99 %.

Die systematischen Fehler in den Wirkungsquerschnitten werden abgeschätzt zu ca. 3 % aus der Bestimmung der Targetdicke, ca. 1 % aus der Strommessung, max. 2 % aufgrund von Unsicherheiten in der Koinzidenz-Nachweiswahrscheinlichkeit und ca. 1 % aufgrund von Ungenauigkeiten in der Monte-Carlo–Simulation der Spektrometerakzeptanzen sowie den Strahlungskorrekturen (s.u.). Lineare Addition der einzelnen systematischen Fehler ergibt einen Gesamtfehler von $\leq 7\,\%$.

Wie Abbildung 3.3 zeigt, ergeben sich wegen der großen Winkelakzeptanzen der beiden Spektrometer für das gleiche E_m bzw. die gleiche Anregungsenergie E^* im ^{11}B Laufwegunterschiede zwischen den Elektronen und Protonen von bis zu ca. 1.5 m und damit Flugzeitunterschiede von über 10 ns, Sie müssen korrigiert werden, um das Verhältnis echte : zufällige Koinzidenzen zu verbessern. Das geschieht unter Zuhilfenahme der Orts- und Winkelmessungen mit dem Fokalebenen-Spurdetektor und nachfolgender Bahnrückrechnung auf das Target (s. Kap. 2). Unter Verwendung der Driftkammer-Ortsinformationen werden auch die Lichtlaufzeitunterschiede in den zeitgebenden Szintillations-Triggerdetektoren

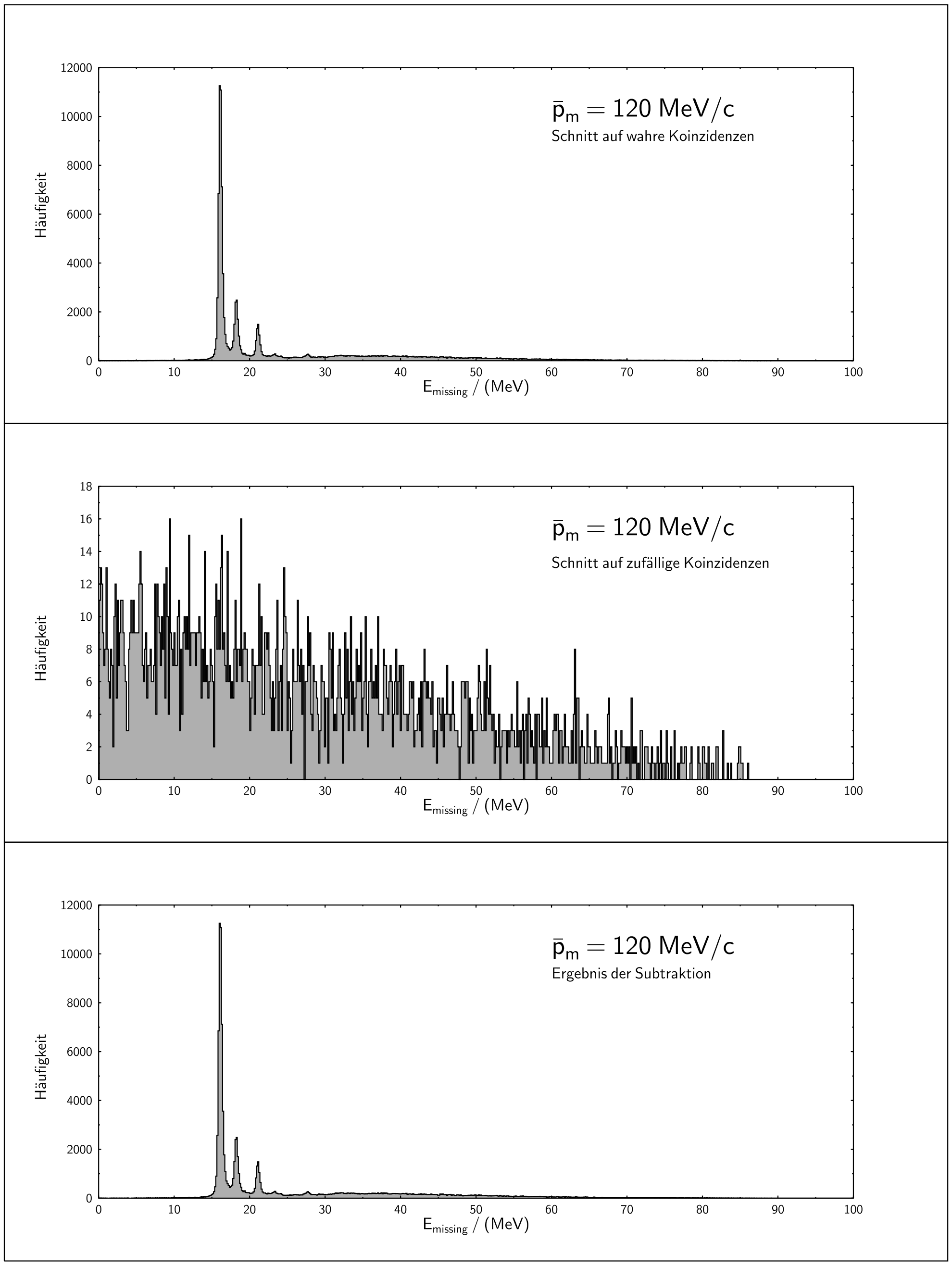

Abbildung 3.4: „Missing Energy“–Spektren für Kinematik # 3 in Tab. 3.1.1 mit Schnitten auf den Koinzidenzeitpeak (oben), den zufälligen Untergrund (Mitte) und nach Subtraktion des zufälligen Untergrunds (unten). Der Hauptpeak bei der Separationsenergie des Protons in der p–Schale $E_m = 15.956\,MeV$ entspricht der Anregung des $3/2^-$ Grundzustandes in ^{11}B. Gut erkennbar sind auch die ersten angeregten Zustände in ^{11}B bei $E^*, J^\pi = 2.125\,MeV, 1/2^-$ und $5.021\,MeV, 3/2^-$.

korrigiert. Die auf diese Weise im Experiment erreichte Koinzidenzzeitauflösung liegt zwischen 0.6 (Bestwert) und ca. 1 ns (FWHM).

Aufgrunde dieser guten Zeitauflösung und wegen des ausgezeichneten MAMI–Strahls mit 100 % Tastverhältnis ist das Peak-zu-Untergrund–Verhältnis selbst für den in Abb. 3.3 gezeigten ungünstigsten Fall (kleine Wirkungsquerschnitte wegen hohem “missing momentum $p_m \approx 350\,MeV$, Kinematik # 4) mit 13.3 sehr gut. Für die Messungen # 2 bis 4 ist es noch deutlich besser, wie Abbildung 3.4 belegt. Hier spielen zufällige Koinzidenzen im Vergleich zu anderen (systematischen) Fehlern praktisch keine Rolle mehr. Die Anregungsenergieauflösung, die in diesem Experiment erreicht wurde, liegt zwischen 420 und 630 keV (FWHM).

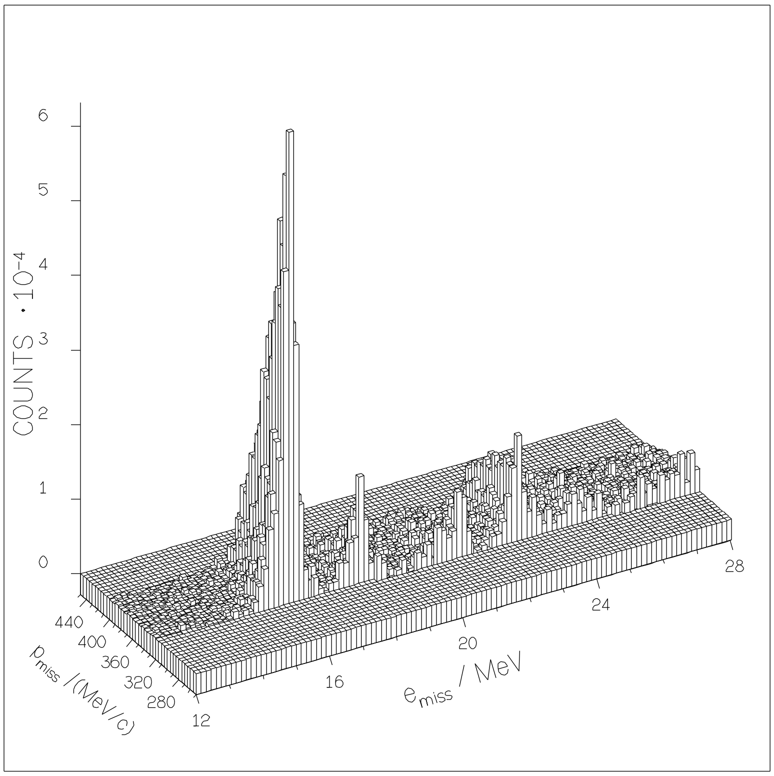

Abbildung 3.5: Distordierte Spektralfunktion $S^D(E_m, p_m)$ in willkürlichen Einheiten für die Kinematik # 4 in Tab. 3.1.1

Während die Flugzeitkorrekturen ereignisweise durchgeführt werden können, ist dies bei den Zufälligenuntergrund-, Akzeptanz- und Strahlungsverlustkorrekturen nur noch binweise in den (E_m, p_m)–Variablen möglich. Es wurde gewählt $\Delta E_m = 0.15\,MeV$ und $\Delta p_m = 5\,MeV$. Die Auswertung erfolgte mit dem Programm ESPACE [123]. In die Akzeptanzen beider Spektrometer wurden 10 Millionen Ereignisse gewürfelt. Die Monte-Carlo–Simulation wurde mit einem gemessenen Zufälligenspektrum (allerdings viel geringerer Statistik) überprüft. Auf die so ermittelten Akzeptanzen der Spektrometer wurden die Rohdaten normiert.

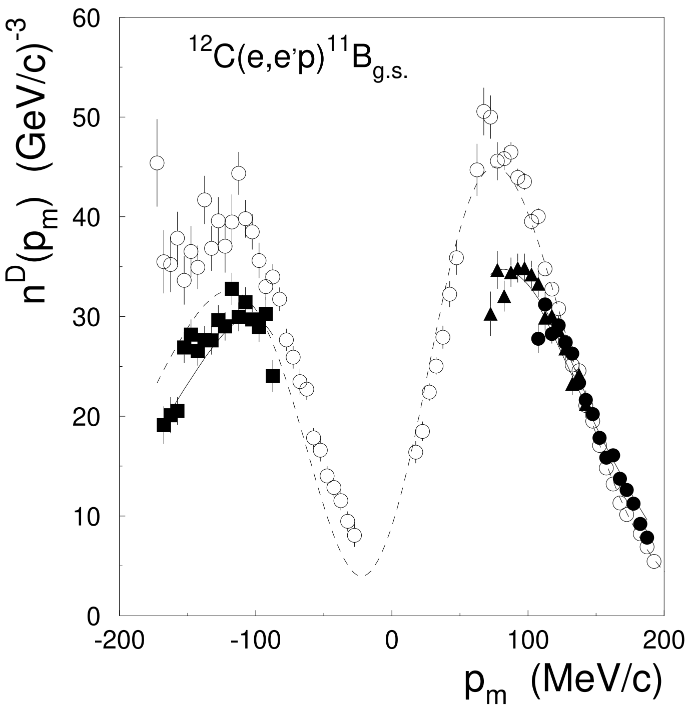

Abbildung 3.6: Distordierte Impulsverteilung $n^D(p_m) \equiv \rho^D(p_m)$ für die Reaktion $^{12}C(e,e'p)$ zum Grundzustand von ^{11}B. Es werden gezeigt die Messungen #1 bis 3 aus Tab. 3.1.1 als volle Symbole, die NIKHEF-Messungen [95] als offene Symbole. Die Kurven stellen verschiedene DWIA–Rechnungen dar (s. Text).

Dann wurden die zweidimensionalen (E_m, p_m)–Spektren strahlungskorrigiert. Für die Elektronen wurde die innere [124] und äußere [125] Bremsstrahlung und der Energieverlust im Targetmaterial [126] berücksichtigt. Die „Schwinger"-Korrekturen beinhalten die Vertexkorrektur, Vakuumpolarisation und Infrarotbeiträge, die externe Bremsstrahlung wurde nach Bethe und Heitler behandelt. Es wurden die in [127, 128, 129, 130, 131, 116] angegebenen Näherungen benutzt. Die Entfaltung der experimentellen Spektren wurde gemäß [132, 133] vorgenommen. Für die auslaufenden Protonen wurde nur der Energieverlust im Target [134] berücksichtigt.

Abschließend wurde jedes (E_m, p_m)–Bin durch den Faktor $K \cdot \sigma_{ep}^{cc1}$ dividiert und in das Spektrum der Abb. 3.5 einsortiert. Es stellt in PWIA–Näherung die Spektralfunktion $S(E_m, p_m)$ bzw. die in Gleichung 3.17 *definierte* distordierte Spektralfunktion S^D_{exp} in willkürlichen Einheiten für die ersten angegten Zustände in ^{11}B (vgl. auch die Abb 3.4) bzw. Lochzustände in ^{12}C dar.

Nach Multiplikation der Spektren des Typs der Abb. 3.5 mit der Luminosität, Schnitten auf p_m und Anpassung der Peaks in den so entstandenen Spektren ergeben sich die Impulsverteilungen $n^D(p_m) \equiv \rho^D(p_m)$ (vgl. Gleichung 3.14). Die Abbildung 3.6 zeigt eine so gewonnene Impulsverteilung für die Anregung des Grundzustandes in ^{11}B.

Die Daten in Abb. 3.6 werden mit DWIA–Rechnungen (mit dem Programm DWEEPY [120]) verglichen, in denen das Proton im Anfangszustand in einem Woods-Saxon(WS)–Potential gebunden ist. Das entspricht der Vorstellung, daß sich das Nukleon in einem mittleren, durch die anderen Nukleonen generierten Feld bewegt. Die Parameter eines solchen phänomenologischen Potentials müssen aus Streuexperimenten ermittelt werden.

Die DWIA–Rechnungen mit DWEEPY berücksichtigen sowohl die Distordierung des Elektrons im Coulombfeld des Kerns als auch die Streuung des auslaufenden Protons im Kern, die im Rahmen des Optischen Modells berechnet wird. Es wurden die aus der Reaktion $^{12}C(p,p'), 12.1\,MeV \leq T_p \leq 183\,MeV$ bestimmten Optischen-Modell–Parametern [135] mit einer $A^{1/3}$–Skalierung des Radius auf den von ^{11}B verwendet. Die Tiefe des in DWEEPY verwendeteten WS–Potentials wird so eingestellt, daß die Separationsenergie des betrachteten, gebundenen Zustands reproduziert wird. Weiterhin wurden der RMS–Radius r_{rms} und der Spektroskopische Faktor S_α für den $1p_{\frac{3}{2}}$–Grundzustand in ^{11}B sowie der in [95] definierte Faktor $\eta = F_T/F_L$, wobei F_T (F_L) die transversale (longitudinale) Strukturfunktion im Wirkungsquerschnitt σ_{ep}^{cc1} bezeichnet, an die Daten angepaßt. Es gilt $\eta = 1$ für die Streuung am freien Nukleon. $\eta > 1$, wie in [95] gefunden, bedeutete eine Veränderung (Vergrößerung) des Nukleons im Medium des Kerns.

Da die in [95] behauptete Vergrößerung von F_T auf die NIKHEF–Daten für $p_m < 0$ zurückzuführen war, wurden diese in unserem Fit nicht berücksichtigt. Es wurden die MAMI–Daten (volle Symbole in Abb. 3.6) und die NIKHEF–Daten (offene Symbole) für den Bereich $p_m > 0$ in die Anpassung der DWIA–Parameter einbezogen. Es ergab sich eine gute Anpassung sowohl der MAMI– (durchgezogene Kurve in Abb. 3.6) als auch der NIKHEF–Daten (gestrichelte Kurve) für $p_m > 0$ und eine deutliche Diskrepanz des Fits zu den NIKHEF–Daten für $p_m < 0$. Diese Diskrepanz spiegelt sich auch in Tabelle 3.2 wider, in der die „neuen“ Werte für r_{rms}, S_α und η, zusammen mit den „alten“ aus [136] aufgeführt sind.

Eine Vergrößerung von F_T für das Proton im Kern kann dem „neuen Fit“ nicht entnommen werden. Es ergab sich $\eta = 0.98(5)$. Außerdem ist der Spektroskopische Faktor für die MAMI–Daten mit 1.54 um 22 % kleiner als der aus dem „neuen“ Fit gewonnene $S_\alpha = 1.98$ für die NIKHEF–Daten. Das ist insbesondere deshalb verwunderlich, weil die Spektroskopischen Faktoren für die in beiden Labors gemessene Reaktion $^{16}O(e,e'p)^{15}N_{g.s.}$, die im nächsten Abschnitt behandelt wird, ausgezeichnet übereinstimmen.

Fit		r_{rms}	η	NIKHEF		MAMI			
				S_α	χ^2_{red}	S_α	χ^2_{red}		
							$\langle p_m \rangle$ / (MeV/c)		
							-117.8	97.5	140.5
neu	Wert	2.73	0.98	1.98	4.1	1.54	2.04	0.94	4.4
	Fehler	0.02	0.05	0.04		0.05			
alt	Wert	2.81	1.11	1.83					
	Fehler	0.04	0.04	0.03					

Tabelle 3.2: Ergebnisse der Anpassung der Parameter r_{rms}, S_α und η an die experimentellen Impulsverteilungen der Abb. 3.6 mit dem DWIA–Programm DWEEPY [120] und der Parametrisierung des optischen Potentials nach [135]. Die „neuen“ Fitwerte wurden unter Verwendung aller MAMI–Daten und der NIKHEF–Daten für $p_m > 0\ MeV/c$ gewonnen, die „alten“ Werte stammen aus einer Anpassung nur an die NIKHEF–Daten und wurden [136] entnommen.

3.1.2 Die Reaktion ^{16}O(e,e'p)^{15}N

Die Messung hoher Impulskomponenten in der Wellenfunktion gebundener Kernzustände zum Studium kurzreichweitiger Nukleon-Nukleon–Korrelationen wurde im Experiment $^{16}O(e,e'p)^{15}N$ auf $p_m \leq 700\ MeV/c$ ausgedehnt.

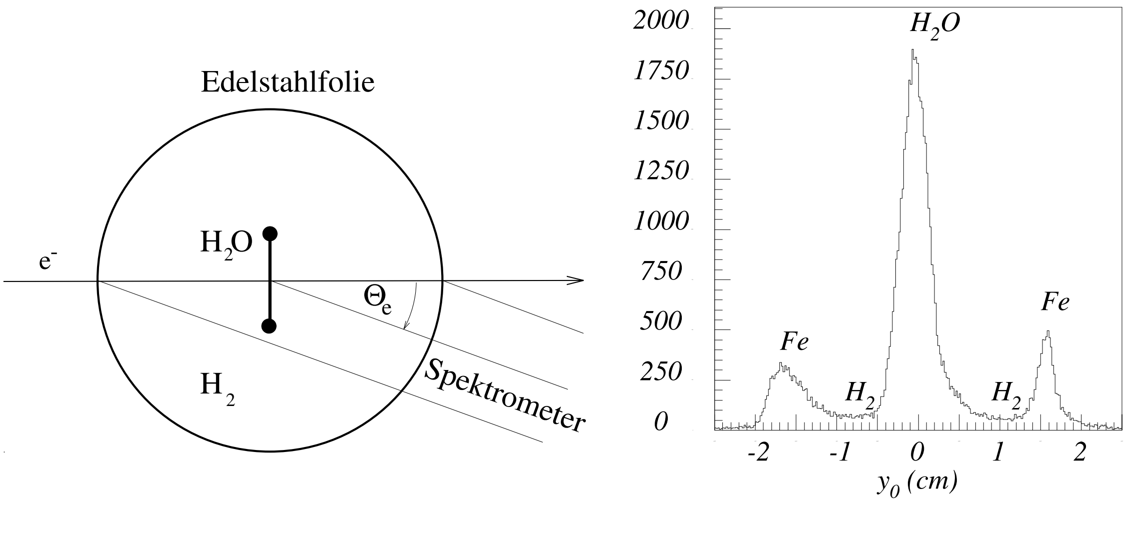

Abbildung 3.7: Wasserfalltarget (links) und mit Spektrometer B gemessene Vertexverteilung (s. Kap. 2.4)

#	E_0 (MeV)	q (MeV/c)	ω (MeV)	T_p (MeV)	θ_{pq} (Grad)	ϕ_{pq} (Grad)	ε	Q_{total} (C)
1	855.1	307.5	120.1	93.1	0.4	180.0	0.93	0.05
2	855.1	550.6	240.1	195.5	0.0	–	0.75	0.15
3	855.1	470.5	241.0	195.5	0.1	0.0	0.81	0.37
4	855.1	390.4	242.4	195.5	0.1	0.0	0.87	0.26
5	855.1	318.4	242.6	195.2	0.1	0.0	0.91	0.47
6	855.1	497.2	246.6	195.8	42.1	180.0	0.79	4.46
7	855.1	318.4	251.9	196.1	61.6	180.0	0.91	3.79

Tabelle 3.3: Meßparameter des in quasi-elastischer Kinematik $\omega \approx q^2/2m_p$ durchgeführten $^{16}O(e,e'p)^{15}N$–Experiments, angegeben für den Zentralstrahl in Spektr. B bzw. A. Es bezeichnen E_0 die Einschußenergie, q den Dreier-Impulstransfer, ω den Energieübertrag, T_p die kinetische Energie des emittierten Protons, θ_{pq} und ϕ_{pq} die spärischen Winkel zwischen dem Impuls $\vec{p}$ des emittierten Protons und dem Impulstransfer $\vec{q}$, ε den Polarisationsparameter des virtuellen Photons und Q_{total} die insgesamt akkumulierte Ladung im Strahl.

Die Tabelle 3.3 führt die die einzelnen Messungen charakterisierenden Parameter auf. Die Messung # 1 ist ein Kontrollexperiment. Ihre kinematischen Variablen entsprechen denen eines an NIKHEF, Amsterdam bei moderaten „missing momenta“ p_m und kinetischen Energien des herausgeschlagenen Protons T_p in quasi-elastischer Kinematik ($\omega \approx q^2/2m_p$) durchgeführten Experimentes [137] — insbesondere um die Absolutnormierung der an MAMI gemessenen Wirkungsquerschnitte mit den Ergebnissen eines anderen Labors vergleichen zu können. Die Messungen # 2 bis 7 sollten die Kenntnis der Impulsverteilung für die ersten angeregten Zustände in ^{15}N, die bis dahin nur bis $p_m = 265\,MeV/c$ reichte, auf den Bereich bis 700 MeV/c erweitern. Die Messungen # 1 bis 5 wurden in paralleler Kinematik durchgeführt. Die höchsten Werte von p_m konnten nur in senkrechter Kinematik ($\vec{p_m} \perp \vec{q}$) erreicht werden (Messungen # 6 und 7 in Tab. 3.3).

Der apparative Aufbau dieses Experiments ist identisch mit dem im letzten Abschnitt beschriebenen, bis auf das Target natürlich. Als Sauerstofftarget wurde ein sog. Wasserfalltarget eingesetzt [122]. Es besteht aus einem dünnwandigen (7 mg/cm^2) Edelstahlzylinder mit einem Durchmesser von 11 cm, der in seiner Mitte einen dünnen Wasserfilm, umgeben von einer 0.2 bar Wasserstoffatmosphäre, enthält (s. Abb. 3.7, links). Die Dicke des Wasserfilms kann in gewissen Grenzen über die Pumpgeschwindigkeit eingestellt werden. Der Sauerstoffgehalt des Wassertargets wurde mittels elastischer $^{16}O(e,e')$–Streuung zu 38 mg/cm^2 bestimmt. Wie die Abbildung 3.7, rechts, zeigt, ist die Vertexauflösung von Spektro-

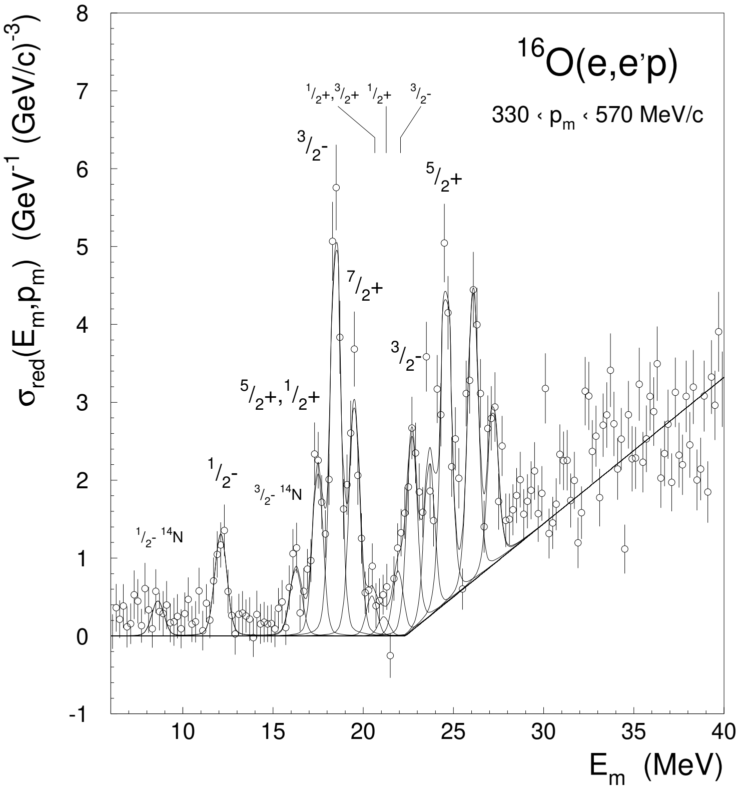

Abbildung 3.8: Reduzierter Wirkungsquerschnitt σ_{red} (oder distordierte Spektralfunktion S^{D}_{exp} der Gl. 3.17) für die Reaktion $^{16}O(e,e'p)$ als Funktion der „missing energy" E_m und des „missing momentum" $330 \leq p_m \leq 570\,MeV/c$. Die Spin- und Paritätszuordnungen wurden [137] entnommen. Das Kontinuum ab der Schwelle für die Emission zweier Protonen bei $E_m = 22.34\,MeV$ wurde linear approximiert.

meter B so gut, daß die Streuung des Elektronenstrahls an der Edelstahlfolie leicht abgetrennt werden kann. Die Streuung am Wasserstoff stört nicht. Er ist sowieso im Wasser enthalten und liegt als scharfe Linie in einem definierten kinematischen Bereich. Das Target vertrug Strahlströme bis $60\,\mu A$ ohne Dichteschwankungen.

Alle übrigen experimentellen Charakteristika waren ähnlich wie die der im letzten Abschnitt beschriebenen Reaktion $^{12}C(e,e'p)^{11}B$. Insbesondere war die Koinzidenzzeitauflösung wieder ca. 1 ns. Die Anregungsenergieauflösung lag zwischen 390 und 650 keV. Das Verhältnis von echten zu zufälligen Koinziden war selbst für die höchsten „missing momenta" von $p_m \approx 700\,MeV/c$ und damit extrem kleinen Wirkungsquerschnitten mit 5:1 hervorragend.

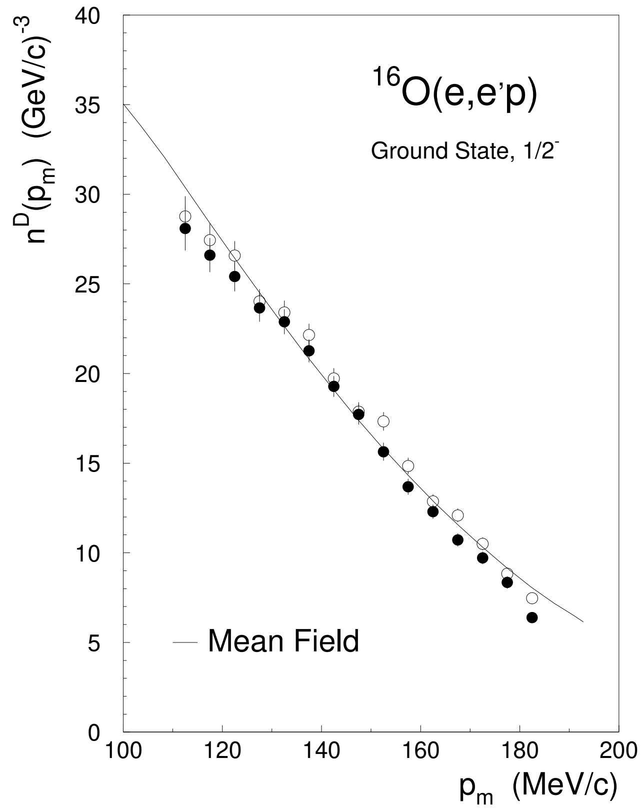

Abbildung 3.9: Distordierte Impulsverteilung $n^D(p_m)$ für $^{16}O(e,e'p)^{15}N_{g.s.}$ und Messung #1 in Tab. 3.3 ($T_p = 93\,MeV$). Dargestellt sind die Daten für zwei, zehn Monate auseinanderliegende Strahlzeiten. Sie werden verglichen mit DWIA–Rechnungen (durchgezogene Kurve, Ref. [137]), deren Parameter aus einer Messung an NIKHEF, Amsterdam, im gleichen kinematischen Bereich gewonnen wurden (s. Text).

Auch die Auswertung der Daten erfolgte wie in Kap 3.1 beschrieben. Die Abbildung 3.8 zeigt als Beispiel den aus den Messungen # 5 bis 7 gewonnenen sog. reduzierten Wirkungsquerschnitt $\sigma_{red}(e_m, p_m)$, der mit der in Gl. 3.17 definierten distordierten Spektralfunktion S^D_{exp} identisch ist, vom Grundzustand über die Zwei-Protonenemissionsschwelle bei $E_m = 22.34\,MeV$ bis zu Anregungsenergien in ^{15}N von $E^* \approx 27\,MeV$. Die ^{14}N–Verunreinigungslinien, die aus der Wasserstoffzuführungsleitung stammten, wurden in späteren Messungen eliminiert.

Durch Schnitte auf p_m und Integration über die Peaks in den Spektren erhält man wieder die distordierte Impulsverteilung $n^D(p_M)$, dargestellt für die Kinematik #1 ($T_p = 93\,MeV$) und die Population des ^{15}N–Grundzustandes in Abbildung 3.9. Es sind die Daten von zwei, zehn Monate auseinanderliegenden

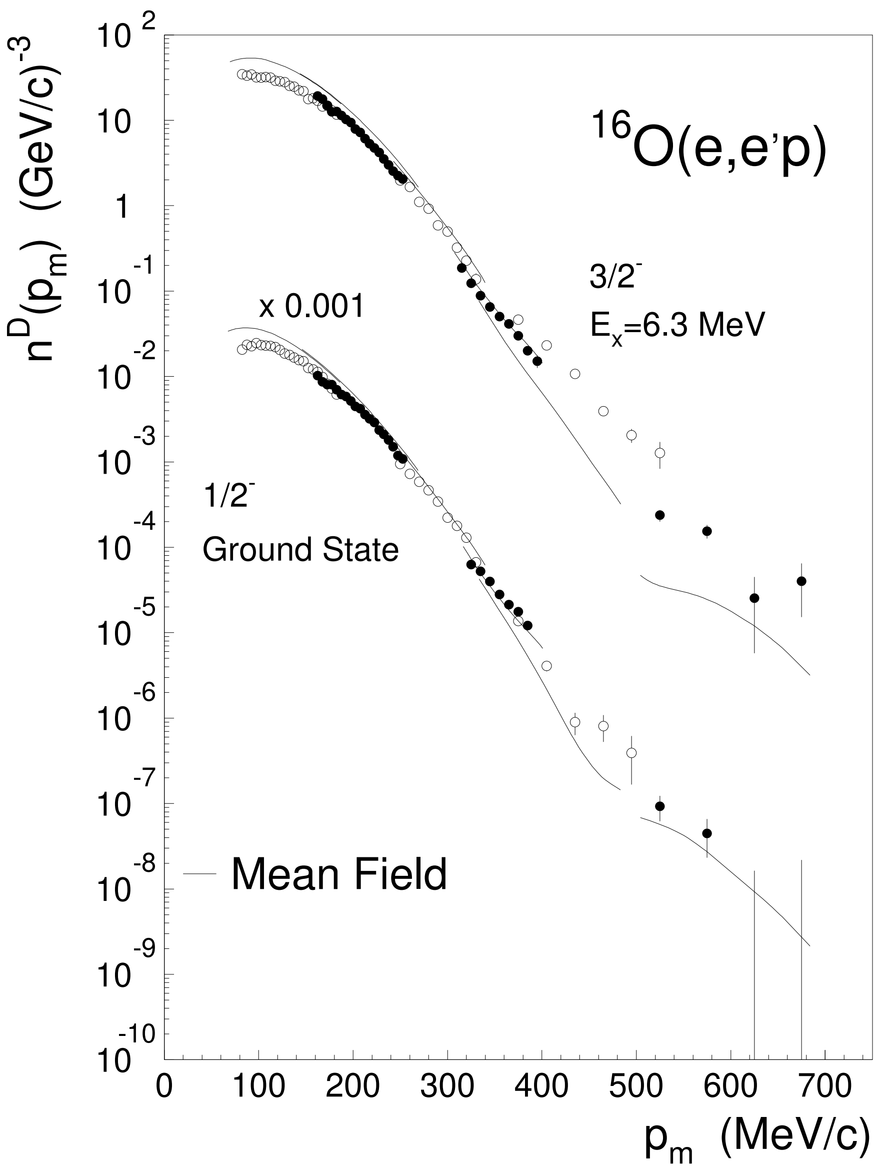

Abbildung 3.10: Distordierte Impulsverteilung $n^D(p_m)$ für die zum Grundzustand und ersten angeregten Zustand in ^{15}N bei $E^* = 6.3\,MeV$ führende Reaktion $^{16}O(e,e'p), T_p = 195\,MeV$ in den Kinematiken # 2 bis 7 (angedeutet durch alternierende gefüllte und offene Kreise) der Tab. 3.3. Der Grundzustands–Wirkungsquerschnitt wurde mit 10^{-3} multipliziert. Die Kurven geben DWIA–Rechnungen mit Parametern aus Ref. [137] wieder.

Strahlzeiten dargestellt. Sie stimmen sehr gut miteinander überein. Das bedeutet, daß es keine systematischen Änderungen in der Luminositäts- oder Akzeptanzmessung gab. DWIA–Rechnungen mit DWEEPY [120] unter Verwendung der Woods-Saxon-Potential–Parameter aus Ref. [136] ergeben Spektroskopischen Faktoren von $S_{1/2} = 1.105(10)$ und $1.166(10)$ für die beiden Messungen. Diese sind in sehr guter Übereinstimmung mit $S_{1/2} = 1.124(61)$ aus Ref. [136]. Das zeigt auch der Vergleich der Daten mit der Kurve (vgl. [136]) in Abb. 3.9.

In Abbildung 3.10 wird — nun für $T_p \approx 195\,MeV$, Kinematiken #2 bis 7 — die distordierte Impulsverteilung $n^D(p_m)$ bis zu „missing momenta" von $p_m \approx 680\,MeV/c$ für den $1/2^-$–Grundzustand und den $3/2^-$–Zustand bei einer Anregungsenergie von $6.3\,MeV$ in ^{15}N gezeigt. Die Daten ab $p_m = 265\,MeV/c$ sind neu. Die experimentellen distordierten Impulsverteilungen werden mit DWIA–Rechnungen verglichen, in die wieder die WS–Potentialparameter aus Ref. [136] eingehen. Die Parameter für die Optischen-Modell–Rechnungen zur Berücksichtigung der Endzustandswechselwirkung des auslaufenden Protons wurden Ref. [138] entnommen. Sie wurden aus der Streuung von Protonen der Energie $T_p < 180\,MeV$ an Kernen mit $A > 23$ gewonnen und haben andere (e,e'p)–Reaktionen an ^{12}C und ^{16}O gut beschrieben [137, 95].

Aus Abbildung 3.10 ist zu erkennen, daß die DWIA–Rechnungen die Daten bei hohen $p_m > 400\,MeV/c$ moderat für den Grundzustand und deutlich für den $3/2^-$–Zustand bei $E^* = 6.3\,MeV$ unterschätzen. Dies wäre gerade ein Hinweis auf das Vorhandensein von kurzreichweitigen Nukleon-Nukleon–Korrelationen, die im übrigen mit höherer Anregungsenergie verstärkt zum Tragen kommen sollten [42, 44].

Allerdings werden auch die Daten bei kleinen p_m von den DWIA–Rechnungen — im Gegensatz zur Kontrollmessung der Kinematik #1 in Tab. 3.3 — nicht reproduziert. Die theoretischen Werte liegen über den experimentellen. Die Gründe für diese Diskrepanz sind unklar. Der einzige wesentliche Unterschied zwischen Kinematik #1 und den Kinematiken #2 bis 7 liegt in der höheren kinetischen Energie $T_p = 195\,MeV$ der emittierten Protonen. Dies legt die Vermutung nahe, daß für diese Energien relativistische Rechnungen durchgeführt werden sollten. Erst dann werden sich quantitative Aussagen über die Beteiligung kurzreichweitiger Nukleon-Nukleon–Korrelationen an den hohen Impulskomponenten in den Wellenfunktionen niedrig angeregter Zustände im Kern treffen lassen.

3.2 Multihadron–Produktion an ^{12}C

Wie das im vorherigen Abschnitt behandelte Beispiel der Reaktion $^{16}O(e,e'p)^{15}N$ zeigte, lassen sich die hohen Impulskomponenten ($p_m \gg p_{Fermi} \approx 240\,MeV/c$) in der Kernwellenfunktion schon für niedrig angeregte Zustände im Einteilchenmodell nicht mehr beschreiben. Dies gilt verstärkt im Kontinuum.

Kin.	E_0 (MeV)	Θ_A (Grad)	ω (MeV)	q (MeV/c)	Q^2 $(\mathrm{GeV/c})^2$	ε
I	705	34.4	[0, 460]	[417, 521]	[0.17, 0.06]	[0.84, 0.54]
II	855	65.4	[211, 332]	[829, 795]	[0.64, 0.52]	[0.53, 0.5]
			[371, 456]	[788, 779]	[0.48, 0.4]	[0.49, 0.44]
			[574, 627]	[781, 788]	[0.28, 0.23]	[0.36, 0.31]
III	495	65.4	[141, 387]	[473, 461]	[0.21, 0.062]	[0.53, 0.26]

Tabelle 3.4: Bereiche der kinematischen Parameter des Koinzidenzexperiments $^{12}C(e,e'X)$. Das gestreute Elektron wurde in Spektrometer A nachgewiesen, die Hadronen X in einer BGO-Kristallkugel. Es bezeichnen E_0 die Strahlenergie, Θ_A den Elektronenstreuwinkel (Zentralstrahl in Spektr. A), ω den Energieübertrag, q den Dreier-Impulstransfer, Q^2 den Viererimpulsübertrag, ε den Polarisationsparameter des virtuellen Photons.

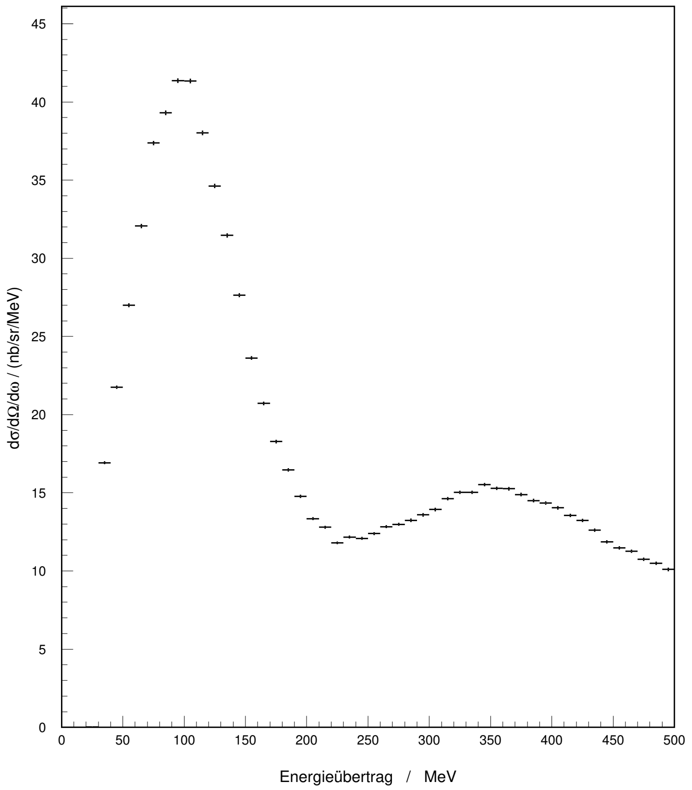

Abbildung 3.11: Strahlungskorrigierter Wirkungsquerschnitt der mit Spektr. A gemessenen Reaktion $^{12}C(e,e')$, $E_0 = 705\,MeV, \theta_{e'} = 34.4^o$ als Funktion des Energieübertrags ω

Aus Kernmaterierechnungen [139, 140, 141] ergibt sich, daß hohe innere Impulse des Nukleons $p_m > 0.5\,GeV/c$, die in unendlich ausgedehnter Kernmaterie vor allem auf kurzreichweitige Nukleon-Nukleon–Korrelationen zurückzuführen sind, mit großen „missing energies“ $E_m > 200\,MeV$ verbunden sein sollten. Auch für den endlichen Kern ^{16}O wurde in Ref. [44] gezeigt, daß der Hauptteil der spektralen Stärke für die Anregung von Zuständen mit den Quantenzahlen $p_{1/2}$ des Grundzustandes ab $p_m \approx 400\,MeV/c$ bei „missing energies“ E_m zwischen 50 und 250 MeV liegen sollte, wobei der von größeren „missing energies“ stammende Anteil mit höherem „missing momentum“ stetig wächst.

Überprüfen ließe sich diese theoretische Aussage in einem Experiment, in dem Nukleonen in Koinzidenz zum gestreuten Elektron in einem sehr großen Phasenraum bezüglich p_m und E_m beobachtet werden. Ideal dafür geeignet ist eine Kristallkugel. Der in der hier beschriebenen Messung verwendete „BGO–Ball“ [142] erfaßt in einem (e,e'p)–Experiment ein Phasenraumvolumen von $E_m \leq 0.5\,GeV$ und $p_m \leq 1.4\,GeV/c$.

Das entscheidende Argument für den Einsatz einer Kristallkugel zum Studium kurzreichweitiger Nukleon-Nukleon–Korrelationen ist allerdings die Möglichkeit, die beiden in beliebiger Richtung emittierten, korrelierten Partner direkt in Koinzidenz nachweisen zu können. Wie erwähnt, ist zudem der Proton-Proton-Ausgangskanal in besonderer Weise für diese Untersuchung geeignet, da die Ankopplung des virtuellen Photons an die Mesonenaustauschströme (eine Zwei-Körper–Wechselwirkung, die ebenfalls zur Emission zweier Nukleonen führen kann) in erster Näherung vernachlässigt werden kann [103, 104, 105]. Allerdings können außer NN-Korrelationen noch Isobarenströme (durch die virtuelle Anregung der Δ–Resonanz auch unterhalb der Schwelle) einen Beitrag zum (e,e'pp)–Wirkungsquerschnitt liefern.

Überhaupt scheint die Antwort des Kerns auf eine elektromagnetischen Probe bei großen Impuls- und Energieüberträgen doch — entgegen früheren Vermutungen — über die einfache Beschreibung in einem quasifreien Bild hinauszugehen. Das bezieht sich nicht nur auf NN-Korrelationen. Im Bereich der quasielastischen Streuung am Nukleon ist z.B. die in der inklusiven Reaktion $^{12}C(e,e')$ gemessene [143] transversale Anwortfunktion um 60 % größer als in DWIA berechnet. Sie reicht außerdem weit über die Anregung der 1s–Schale hinaus [144, 145]. Sowohl in der „Dip“–Region [146, 147] als auch im Bereich der quasifreien Anregung der Δ–Resonanz im Kern [148] wurde in der Reaktion $^{12}C(e,e'p)$ Evidenz für das Auftreten von (vermutlich transversalen) Zwei- oder Mehrnukleonen–Absorptionsprozessen gefunden [149, 45].

In den Kristallkugelexperimenten wurde deshalb fast der gesamte, MAMI zugängliche kinematische Bereich von $\omega = 0 - 630\,MeV$ abgedeckt (vgl. Tabelle 3.4). Insbesondere galten die folgenden Kriterien für die Auswahl der kinematischen Parameter:

- Der Impuls- und Energieübertrag wurde so gewählt, daß die kinematischen Bedingungen für die quasifreie, elastische Streuung am Nukleon und für die quasifreie Anregung der Δ–Resonanz erfüllt waren.
- Da kurzreichweitige Nukleon-Nukleon–Korrelationen vor allem im longitudinalen Anteil des Wirkungsquerschnitts (vgl. Gl. 3.9) auftreten sollten [111], wurde ε in Kinematik I möglichst nahe an 1 gewählt.
- Zur Diskrimination gegen andere, transversale Zwei-Körper–Absorptionsprozesse [45] wurde ε in Kinematik III unter sonst gleichen kinematischen Verhältnissen deutlich kleiner gewählt. Das virtuelle Photon hat dann eher transversalen Charakter.
- Die Antwort des Kerns auf das virtuelle Photon sollte bei stark unterschiedlichem Dreier-Impulsübertrag q untersucht werden. Bei sehr hohen Impulsüberträgen sollte die quasifreie Natur des Streuprozesses stärker zum Tragen kommen. Der Impulsübertrag beträgt in Kinematik III ca. 470 MeV/c, in Kinematik II bei sonst gleichen kinematischen Verhältnissen ca. 780 MeV/c.

Abbildung 3.11 zeigt ein gleichzeitig mit den Reaktionen $^{12}C(e,e'X)$ in Spektrometer A aufgenommenes, inklusiven Spektrum der Streuung von Elektronen an ^{12}C. Wegen der großen Impulsakzeptanz des Spektrometers waren dafür nur fünf Feldeinstellungen nötig.

Die in Abb. 3.11 gezeigte Anregungsfunktion stimmt sehr gut mit der unter ähnlichen kinematischen Bedingungen gemessenen aus Ref. [143] überein. Man erkennt die quasielastische Streuung des Elektrons am Nukleon bei $\omega \approx 100\,MeV$. Für die Streuung an einem freien Nukleon gilt

$$x_{Bj\o rken} \equiv \frac{Q^2}{2m_N\omega} = 1. \tag{3.18}$$

Daraus ergäbe sich für die Kinematik I in Tab. 3.4 $\omega = 82\,MeV$. Dazu muß im Kern noch eine mittlere Bindungsenergie des Nukleons hinzugerechnet werden. In der Reaktion $^{12}C(e,eN)$ wird, zumindest in der Kinematik I der Tab. 3.4, vor allem das Proton in der 1p–Schale, das eine Separationsenergie von ca. 16 MeV besitzt, herausgeschlagen. Es resultiert $\omega \approx 100\,MeV$. Natürlich ist der quasielastische Peak wegen der Bindung des Nukleons im Kernpotential außerdem stark verbreitert.

Die zweite Struktur im Spektrum der Abb. 3.11 bei $\omega \approx 350\,MeV$ kann der Anregung der Δ–Resonanz im Kern ^{12}C zugeschrieben werden. An einem freien Nukleon wäre hierfür in der Kinematik I der Tab. 3.4 die Energie

$$\omega = \frac{W^2 - m_N^2 + Q^2}{2m_N} = 381\,MeV \tag{3.19}$$

nötig, wenn $W = 1232\,MeV$ die Resonanzenergie, m_N die Protonenmasse und Q^2 das Quadrat des Viererimpulsübertrags bezeichnen. Wie in Ref. [143] ist das Maximum in Abb. 3.11 um ca. 20 bis 30 MeV zu kleineren Energieüberträgen ω hin verschoben. Diese Verschiebung wird in den Δ-Loch-Modell–Rechnungen für diese Reaktion [150] nicht reproduziert, ebensowenig wie der Wirkungsquerschnitt. Schon eher wird die im Vergleich zur freien Δ–Resonanz ($\Gamma \approx 115\,MeV$) vergrößerte Breite von $\Gamma \approx 160\,MeV$ wiedergegeben. Dies gelingt mit der Einführung eines ca. 50 MeV tiefen „spreading"–Potentials, das den zu $\Delta \to N\pi$ alternativen, nur im Kern zur Verfügung stehenden Zerfallskanal $\Delta \to NN$ berücksichtigt.

Im folgenden wird nach der Beschreibung des experimentellen Aufbaus auf ausgewählte Ergebnisse der Reaktionen $^{12}C(e,e'p)$ und $^{12}C(e,e'pp)$ im quasielastischen ω–Bereich, in der „Dip"–Region und im Bereich der quasifreien Anregung der Δ–Resonanz eingegangen.

3.2.1 Experimenteller Aufbau

Wie in Abbildung 3.12 schematisch dargestellt, wurden die in der Reaktion $^{12}C(e,e'X)$ emittierten Hadronen X in einer Kristallkugel mit einem Raumwinkel von nahezu 4π nachgewiesen. In Koinzidenz dazu wurden die gestreuten Elektronen im vollen Raumwinkel $\Delta\Omega = 28\,msr$ des Spektrometers A gemessen. Der hohe Untergrund an aus atomaren Prozessen stammenden Elektronen (sog. Møllerelektronen) wurde mit einer „Mini-Orange" aus Permanentmagneten, die um das Target angeordnet war, um einen Faktor von ca. 20 reduziert.

Die „Streukammer" bestand aus einem Strahlführungs-Aluminiumrohr (Innendurchmesser 2 cm). In der Targetregion war dieses Rohr in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung keilförmig eingefräst, sodaß die in der Reaktion emittierten Teilchen nur höchstens 2 mm dickes Aluminiummaterial durchdringen mußten. Auf diese Weise konnte die untere energetische Nachweisgrenze für Protonen im ganzen Raumwinkel der Kristallkugel sehr niedrig bei $T_p = 25\,MeV$ gehalten werden. Da die Kristalldetektoren bis auf ca. 1 cm Abstand an den Strahl heranreichten, sicherte 2.5 m vor dem Target eine mit der Elektronenquelle durch eine „Interlock"-Schaltung verbundene Sekundärelektronenemissionsblende die Kristallkugel gegen Lageabweichungen des Strahls.

Die Kristallkugel wurde vom LAMPF zur Verfügung gestellt [142] und bestand aus 29 Einzeldetektoren, wobei in der Richtung des Spektrometers A ein Kristall aus der Kugel entfernt worden war. Sie hat einen Innendurchmesser von 12 cm. Ein einzelner Kristall deckt einen Raumwinkel von $\Delta\Omega = 370\,msr$ ab, die ganze Kugel umfaßte 82 % von 4π. In Vorwärtsrichtung betrug der kleinste Winkel, unter dem Hadronen nachgewiesen werden konnten, 22^o, in Rückwärtsrichtung 160^o.

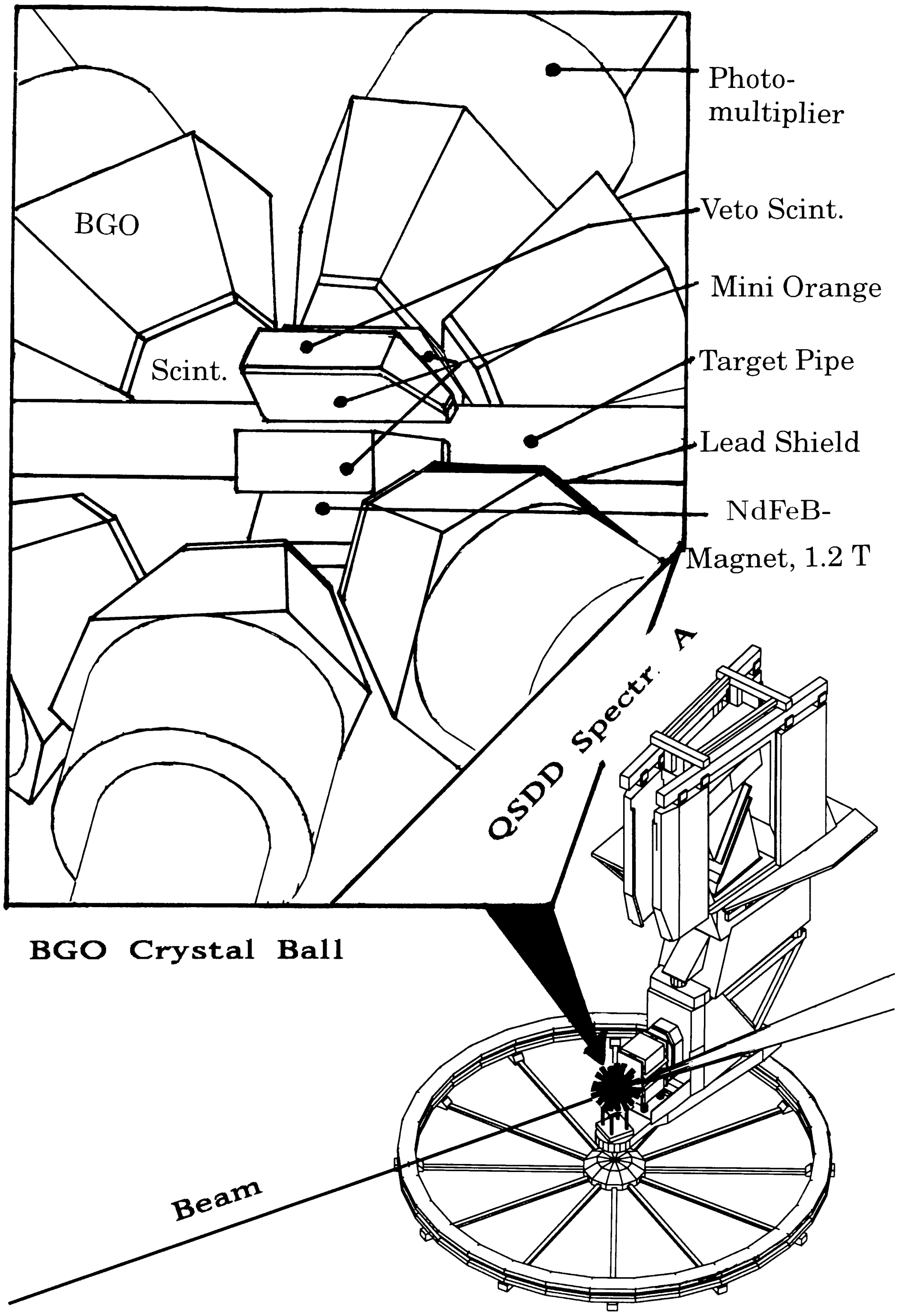

Abbildung 3.12: Aufbau des Spektrometer A—BGO-Kristallkugel–Koinzidenzexperiments (s. Text)

Die Kristallkugeldetektoren sind vom sog. Phoswich–Typ. Sie bestehen aus einem 5.6 cm dicken BGO-Kristall, an dessen Frontfläche ein 3 mm dicker Plastikszintillator (NE102A) angeklebt wurde. Das Licht wird mit einem 3" Photomultiplier, der an der Rückseite des Kristalls angeklebt ist, ausgelesen. BGO–Kristall und Plastikszintillator sind in einem Blechgehäuse mit 0.5 mm Wandstärke eingekapselt. Die Eintrittsfläche des Detektors wird mit einer 40 μm dicken Titanfolie geschützt.

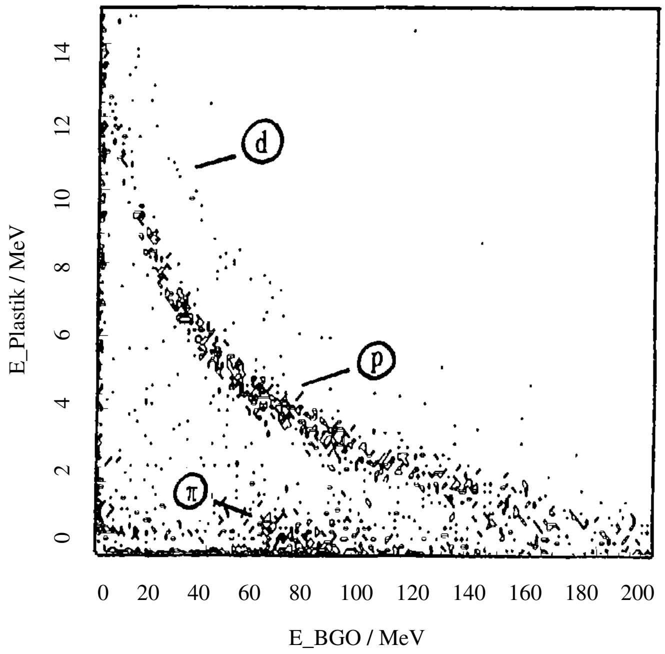

Abbildung 3.13: $(\Delta E - E)$–Spektrum eines Phoswich–Detektors, bestehend aus einem BGO–Kristall und einem davor befindlichen dünnen Plastikszintillator, aufgenommen für einen Energieübertrag ω in der Δ–Region (vgl. Tab. 3.11)

Die Identifikation der emittierten Teilchen erfolgte über ihren unterschiedlichen Energieverlust im Plastikszintillator- bzw. BGO-Material. Dazu wurde aus dem gemeinsamen Photomultipliersignal der vom Plastikszintillator stammende, schnelle Anteil ($\Delta t = 70\,ns$) durch geeignete Einstellung der „gate“–Länge an den FERAs [1] zeitlich herausgeschnittten und mit dem vorwiegend vom BGO–Kristall stammenden, langsamen ($\Delta t = 580\,ns$) Detektorsignal verglichen. Wie die Abbildung 3.13 zeigt, können Pionen, Protonen und schwerere Teilchen gut voneinander getrennt werden. Neutrale Teilchen (Neutronen und Photonen) hin-

[1] Fast Encoding and Readout ADCs

terlassen so gut wie kein Signal im Plastikszintillator. Die Effizienz des Neutronennachweises im BGO–Kristall beträgt ca. 1 % bei einer kinetischen Energie von 70 MeV und steigt auf auf ca. 20 % für Energien größer oder gleich 150 MeV.

Die Energieauflösung der Kristallkugeldetektoren für Protonen betrug (energie- und ratenabhängig) bei der in diesem Experiment notwendigen extrem hohen Zählratenbelastung von bis zu 180 kHz über der Triggerschwelle pro Detektor (ca. 1.3 MHz in der gesamten Kugel) ca. 6 % im Energieintervall $T_p = 30 - 185\,MeV$. Ab 185 MeV deponieren Protonen nicht mehr die gesamte Energie im BGO–Kristall und die Energieauflösung verschlechtert sich. Die Koinzidenzzeitauflösung lag, nach Korrektur der Laufzeitunterschiede der Elektronen in Spektrometer A, wieder bei $\delta t = 1\,ns$ (FWHM). Aufgrund des MAMI–Tastverhältnisses von 100 % waren im (e,e'p)–Koinzidenzeitspektrum fast keine zufälligen Ereignisse zu sehen.

Die BGO–Detektoren wurden einzeln mit Rückstoßprotonen aus der elastischen Streuung von Elektronen an Wasserstoff bei verschiedenen Energien geeicht. Gleichzeitig wurde ein N_2–Lasersignal (vgl. Kap. 2.2.3) mitgeeicht, das an den rückwärtigen Flächen der BGO–Detektoren eingekoppelt worden war. Mit seiner Hilfe wurde in den Produktionsstrahlzeiten die Energieeichung, wenn nötig, korrigiert.

Die maximale Luminosität wird durch die Untergrundbelastung der in Vorwärts- und Rückrichtung positionierten BGO-Detektoren bestimmt. Den Hauptbeitrag zum Untergrund in Vorwärtsrichtung liefern die mit sehr großem Wirkungsquerschnitt an der Atomhülle des Targetmaterials gestreuten sog. Møllerelektronen. Sie müssen entweder absorbiert oder abgelenkt werden. Letzteres ist vorzuziehen, da dann die Energieschwelle für den Nachweis der emittierten Teilchen klein bleibt. Es wurde deshalb eine aus 6 keilförmigen (Basisbreite in Richtung Target 2 mm) Permanentmagneten (Neodym-Eisen-Bor-Verbindung[2], Magnetisierung 1.2 T) bestehende sog. Mini-Orange gebaut und um die Target-Vorwärtsregion angeordnet [151]. Sie erzeugt ein toroidales Feld von 0.6 T und lenkt damit den größten Teil der Møllerelektronen von den Vorwärtsdetektoren weg in Richtung Strahlfänger. Die Geometrie der Magnete wurden mit GEANT entworfen. Die Simulationsrechnung ergab, daß die Untergrundrate in den Vorwärtsdetektoren durch die Mini-Orange um einen Faktor 20 zu verringern war. Dies bestätigte das Experiment.

Hochenergetische Protonen können die Permanentmagneten durchdringen und damit die Spektren der Reaktion $^{12}C(e,e'p)$ oder $^{12}C(e,e'pp)$ verfälschen. Deshalb wurden auf die Permanentmagnete Plastikszintillator–Vetodetektoren angebracht. Sie waren jeweils über einen 30 cm langen Lichtleiter mit einem zehnstufigen 0.8" Photomultiplier verbunden.

[2] Vakuumschmelze Hanau

Die rückwärtigen Detektoren sind vor allem vom Strahluntergrund betroffen. Obwohl der MAMI–Strahl exzellent ist, führt er doch auf dem 10^{-7}- oder 10^{-6}–Niveau einen „Halo" mit sich. Gegen diesen Untergrund wurden die BGO–Detektoren, so gut es ging, mit Bleimaterial entlang der A1-Strahlführung und an den dem Strahl zugewandten Detektorflächen abgeschirmt.

Strahlstrom und Targetdicke wurden im Experiment optimiert. Mit kleinerer Targetdicke verringert sich die Aufstreuung der Møller-Elektronen im Target. Es reduziert sich also die Untergrundbelastung in den Vorwärtsdetektoren. Soll die Luminosität konstant gehalten werden, muß aber dann der Strahlstrom erhöht werden. Dies geht zu Lasten der rückwärtigen Detektoren. Als Optimum stellte sich die Kombination $I_{Strahl} = 30\,nA$ und $d_{Target} = 10\,mg/cm^2$ heraus.

Damit konnte zum ersten Mal an einem Elektronenstrahl die Emission von Hadronen in 4π–Geometrie und mit einer hohen Luminosität von $L = 10^{33}$ Nukleonen/cm^2/s gemessen werden. Ähnliche Experimente sind am MIT/ Bates (Detektor „BLAST") oder an CEBAF (Detektor „CLAS") geplant oder im Aufbau.

3.2.2 Die Reaktion ^{12}C(e,e'p)

Im folgenden werden die über den Raumwinkel der Kristallkugel gemittelten, sechfach differentiellen Wirkungsquerschnitte (vgl. Gl. 3.9) der Reaktion $^{12}C(e,e'p)$ als Funktion der „missing energy" E_m für drei herausgegriffene ω–Bereiche gezeigt: den Bereich der quasielastischen Streuung am Nukleon im Kern $\omega \approx 100\,MeV$, den Bereich der quasifreien Anregung der Δ–Resonanz im Kern $\omega \approx 380\,MeV$ und den Zwischenbereich der sog. „Dip"–Region um $\omega = 215\,MeV$.

Nach den in den Kapiteln 3.2.1 und 3.1.1 beschriebenen Verfahren wurden die koinzidenten Rohspektren energiekalibriert, in die Phasenraumbins einsortiert, auf die in einer Monte-Carlo-Rechnung simulierten Detektorakzeptanzen normiert, mit der Luminosität multipliziert und schließlich strahlungskorrigiert.

Das im ω–Bereich der quasielastischen Streuung am Nukleon des Kerns gemessene „missing energy"–Spektrum in Abbildung 3.14 zeigt deutliche Strukturen. Neben dem trivialen Peak bei $E_m = 0\,MeV$, der von einer Wasserstoffverunreinigung im ^{12}C–Target stammt und zur Überprüfung der Energieeichung verwendet wurde, sind dies zwei Peaks bei $E_m \approx 16$ und $35\,MeV$. Sie entsprechen dem Herausschlagen eines Protons aus der 1p- bzw. aus der tiefer liegenden 1s–Schale in ^{12}C. Die Separationsenergie des Valenzprotons in ^{12}C beträgt 15.956 MeV (vgl. auch Abb. 3.4 in Kap. 3.1.1). Der Peak bei $E_m \approx 35\,MeV$ ist wegen der stärkeren Bindung des 1s–Protons im Kernpotential deutlich breiter als der 1p–Peak. Außerdem sitzt er auf einem hohen Untergrund, der bis zur maximalen, kinematisch zugänglichen, fehlenden Energie von $E_m \approx 115\,MeV$ reicht. Dieser Untergrund ist

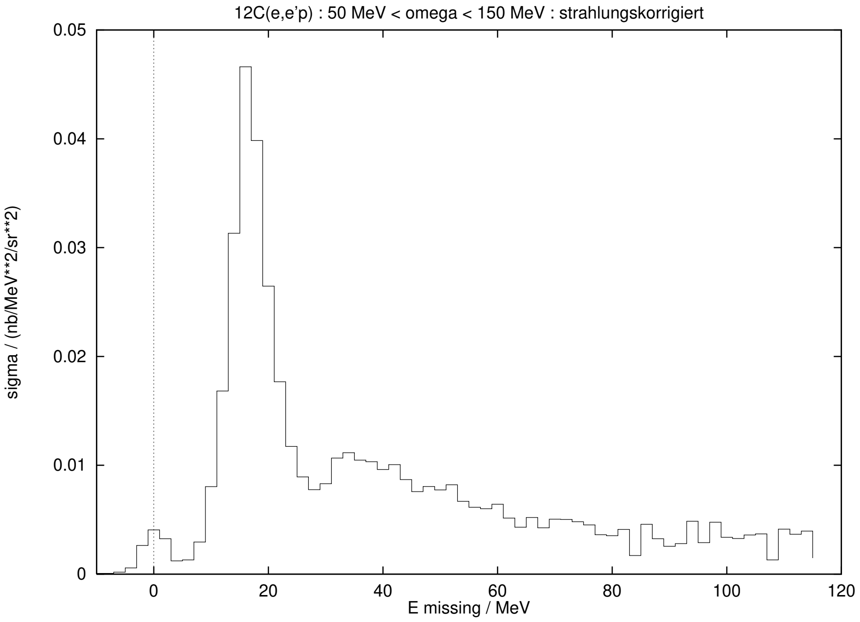

Abbildung 3.14: Strahlungkorrigierter, über den Raumwinkel der Kristallkugel gemittelter, sechsfach differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}C(e,e'p)$ als Funktion der „missing energy" E_m im Bereich der quasifreien, elastischen Streuung ($50\,MeV \leq \omega \leq 150\,MeV$) für die Kinematik I in Tab. 3.4

deutlich höher als der in paralleler Kinematik, aber unter sonst ähnlichen Bedingungen bezüglich q und ω in Ref. [145] beobachtete. In diesem Zusammenhang sei angemerkt, daß die energetische Schwelle für die Emission zweier Nukleonen, die über die Endzustandswechselwirkung des herausgeschlagenen Protons mit dem Kern zustande kommen könnte, bei $E_m = 27\,MeV$ liegt. Allerdings läßt sich der hohe Wirkungsquerschnitt zumindest im Rahmen eines „intranuclear cascade"–Modells damit nicht erklären [45], schon gar nicht für den Bereich $E_m > 80\,MeV$.

Das Phänomen sehr hoher Wirkungsquerschnitte bei hohen fehlenden Energien E_m ist noch ausgeprägter in der „Dip"–Region. Die Abbildung 3.15 zeigt ein solches, mit der Kristallkugel gemessenes Spektrum. Wieder ist der „knock-out" von Protonen aus der 1p–Schale deutlich zu erkennen. Der 1s–Peak sitzt aber jetzt auf einem enorm hohen Untergrund, der sogar zu größeren fehlenden Energien E_m hin noch deutlich ansteigt. In Ref [149] wurden für genau die Kinematik, die der Abb. 3.15 zugrunde liegt, volle quantenmechanische Rechnung unter Verwendung eines effektiven Nukleon-Nukleon–Potentials in „finite range" DWIA durchgeführt. Im Gegensatz zu den oben erwähnten intranuklearen Monte-Carlo–Rechnungen wird in diesem Modell die „off-shell"–Propagation des herausgeschlagenen Nukleons im Kern berücksichtigt. Wieder ist jedoch das Ergebnis dieser Rechnungen, daß die beobachteten Wirkungsquerschnitte um mindestens

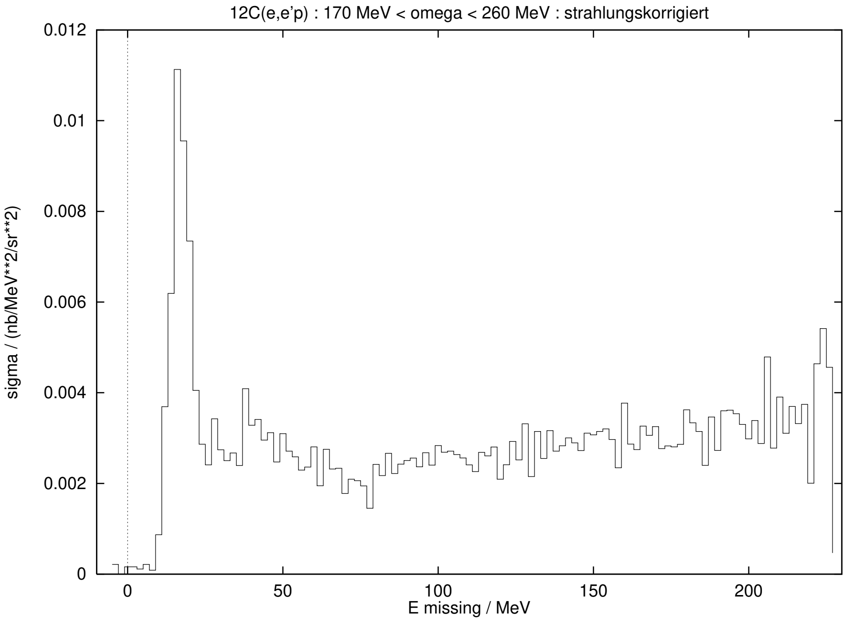

Abbildung 3.15: Strahlungkorrigierter, über den Raumwinkel der Kristallkugel gemittelter, sechsfach differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}C(e,e'p)$ als Funktion der „missing energy“ E_m im Bereich der „Dip“–Region ($170\,MeV \leq \omega \leq 260\,MeV$) für die Kinematik I in Tab. 3.4

eine Größenordnung höher sind als aufgrund der Endzustandswechselwirkung zu erwarten wäre. Der naheliegenden Schluß ist, daß diesen hohen Wirkungsquerschnitten bei $E_m \gg 27\,MeV$ ein genuiner Zwei-Nukleonen–Absorptionsprozeß zugrunde liegt [149]. Mehr noch: eine einfachere „zero range“ DWIA–Rechnung unter Verwendung von harmonischen Oszillatorwellenfunktionen zeigte [149], daß die Absorption des virtuellen Photons an drei oder mehr Nukleonen genau den in diesem Experiment erstmals beobachteten Anstieg des Wirkungsquerschnitts bis zu sehr hohen $E_m \approx 220\,MeV$ erklären könnte.

Diese Mehr-Nukleonen–Absorptionsprozesse persistieren bis in den Bereich der quasifreien Anregung der Δ–Resonanz im Kern (s. Abbildung 3.16). Allerdings ist dann ab $E_m \approx 156\,MeV$, also der Pionenproduktionsschwelle plus der Energie für die Separation eines Valenzprotons, die Anregung der Δ–Resonanz deutlich zu erkennen. Sie liegt für die in Abb 3.16 gewählten kinematischen Bedingungen bei $E_m \approx 250\,MeV$. Das ergibt sich auch aus einer Monte-Carlo–Rechnung, in der das Delta in Ruhe gemäß $\Delta \rightarrow p\pi^-$ zerfällt und das Proton mit $\vec{q}$ ins Laborsystem transferriert wird.

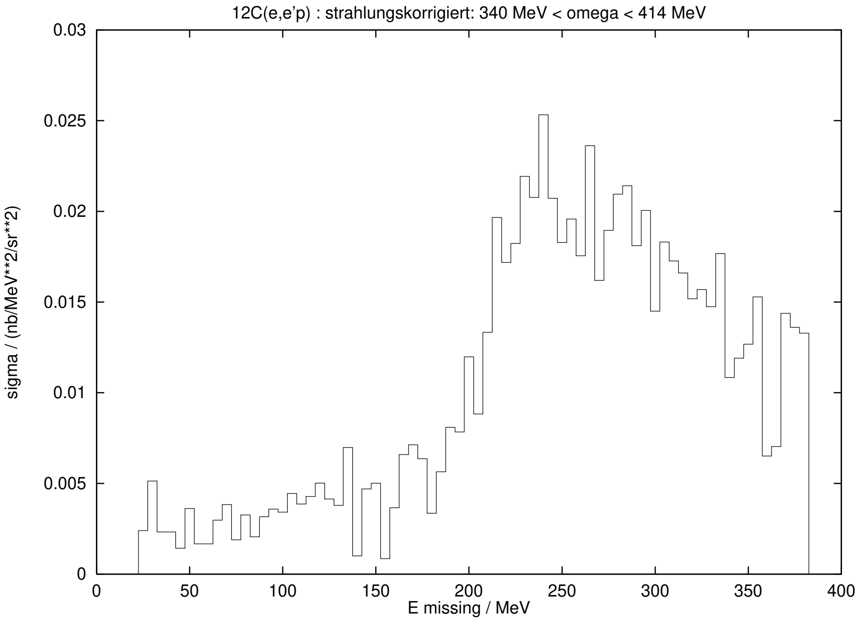

Abbildung 3.16: Strahlungkorrigierter, sechsfach differentieller Koinzidenzwirkungsquerschnitt Spektr. A—BGO-Detektor, $\theta_{BGO} \approx 45^o$ in der Streuebene, für die Reaktion $^{12}C(e,e'p)$ als Funktion der „missing energy“ E_m im Bereich der quasifreien Anregung der Δ–Resonanz ($340\,MeV \leq \omega \leq 414\,MeV$) in der Kinematik I der Tab. 3.4

3.2.3 Die Reaktion ^{12}C(e,e'pp)

Die Abbildung 3.17 zeigt den neunfach differentiellen, über die Akzeptanz der Kristallkugel gemittelten Wirkungsquerschnitt für die elektroinduzierte 2-Protonen-Emission an ^{12}C im ω–Bereich der „Dip“–Region. Zu erkennen sind schwache Strukturen bei der fehlenden Energie (vgl. Gl. 3.4) $E_m \approx 30\,MeV$ und $E_m \approx 55\,MeV$.

Diese Strukuren wurde auch in Ref. [112] in einer deutlich eingeschränkteren Kinematik beobachtet, dem “knockout“ von $(1p)^2, (1p, 1s)$ und $(1s)^2$ Protonenpaaren zugeschrieben und als klarer Nachweis für die Präsenz von kurzreichweitigen Nukleon-Nukleon–Korrelationen gedeutet.

War schon die Interpretation der in einer einfachen, koplanaren Kinematik in Ref. [112] gemessenen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{12}C(e,e'pp)$ sehr schwierig, so ist die Theorie im Augenblick mit den Daten der Kristallkugel noch überfordert [152]. Es wurde aber eine Zusammenarbeit mit den auf diesem Gebiet arbeitenden Theoretikern vereinbart [111, 152, 153, 154].

Noch überraschender als die vermutlich korrelierte 2-Nukleonen-Emission bei kleinen E_m ist der erstmals in diesem Experiment beobachtete, verhältnismäßig

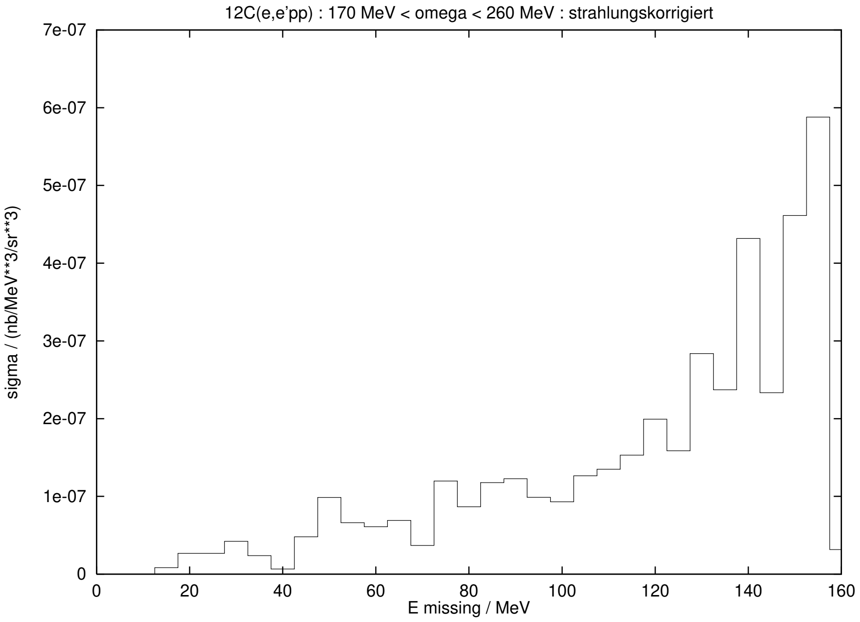

Abbildung 3.17: Strahlungkorrigierter, über den Raumwinkel der Kristallkugel gemittelter, neunfach differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}C(e,e'pp)$ in der „Dip“–Region ($170\,MeV \leq \omega \leq 260\,MeV$) als Funktion der „missing energy“ E_m (vgl. Gl. 3.4) für die Kinematik I in Tab. 3.4

große, ab $E_m \approx 70\,MeV$ bis zur Pionproduktionsschwelle bei $E_m \approx 155\,MeV$ ansteigende Wirkungsquerschnitt.

Trägt man in ein zweidimensionales Spektrum die 2-Protonen-Emissionsereignisse als Funktion ihrer fehlenden Energie und ihres relativen Emissionswinkels ein, so erhält man die Abbildung 3.18. Unterhalb einer fehlenden Energie von ca. 70 MeV (in Abb. 3.18 als $E_{m,2p}$ bezeichnet) werden die beiden Protonen vornehmlich in entgegengesetzter Richtung emittiert, es ist $\Theta_{p1p2} > 90^0$ in Abb. 3.18. Dies erwartet man von einem Prozeß, in dem zwei korrelierte Nukleonen, die vor der Wechselwirkung mit dem virtuellen Photon im Kern im Mittel ruhten, emittiert werden. Für fehlende Energien über 70 MeV geht diese Richtungskorrelation verloren. Aufgrund der Impulserhaltung muß für $\Theta_{p1p2} \ll 90^0$ und große $E_{m,2p}$ ein drittes Teilchen emittiert worden sein. Unter $E_{m,2p} \approx 155\,MeV$ kann es kein Pion gewesen sein. Der im Experiment beobachtete $^{12}C(e,e'ppp)$–Wirkungsquerschnitt ist verschwindend klein. Offensichtlich stammen also diese „Vorwärts“–Ereignisse aus der Reaktion $^{12}C(e,e'ppn)$, wofür die energetische Schwelle bei $E_m = 34\,MeV$ liegt.

Ob diese Ereignisse einen genuinen 3-Körper-Absorptionsprozeß repräsentieren — wofür vor allem der große Wirkungsquerschnitt bei hohen „missing energies“ spricht — oder über die Endzustandswechselwirkung zustande kommen,

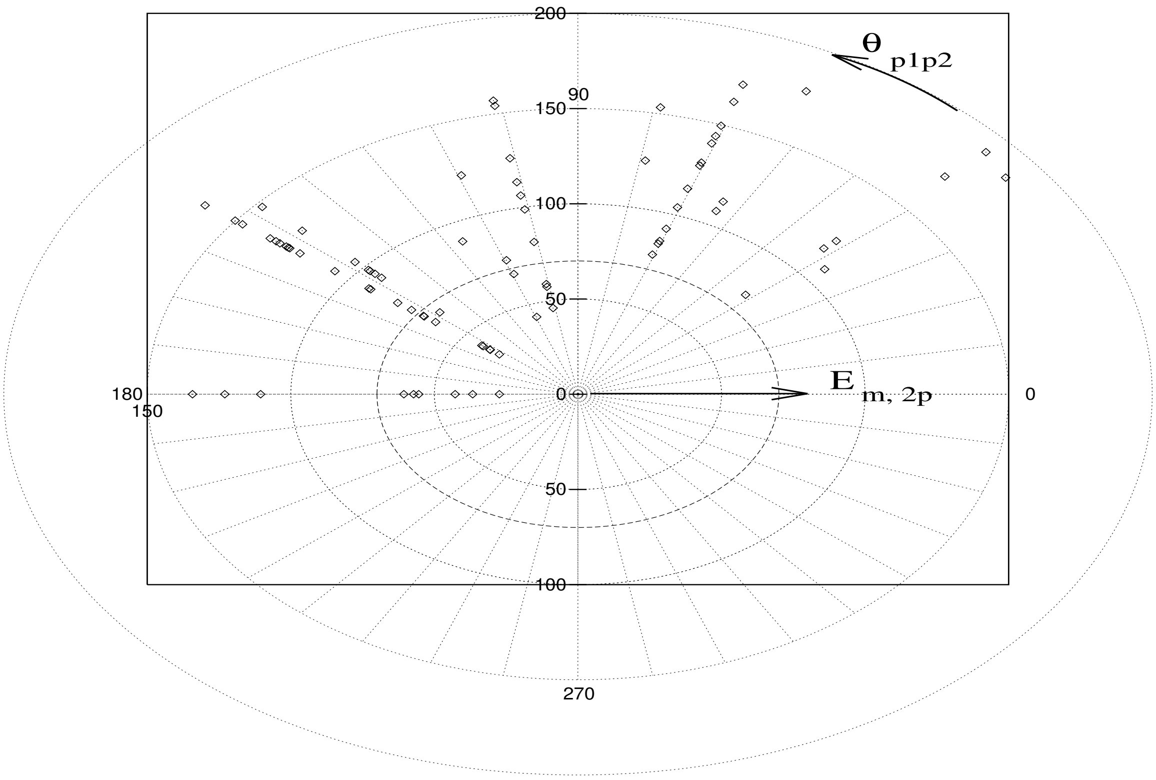

Abbildung 3.18: Zweidimensionales Spektrum der beiden in der Reaktion $^{12}C(e,e'pp)$ emittierten Protonen in Polarkoordinaten, d.h. als Funktion der „missing energy“ $E_{m,2p}$ und des Relativwinkels $\theta_{p_1p_2}$, für die „Dip“–Region ($170\,MeV \leq \omega \leq 260\,MeV$) in der Kinematik I der Tab. 3.4

kann derzeit noch nicht entschieden werden. Zum einen ist die Analyse der Daten noch nicht abgeschlossen, zum anderen fehlt der Vergleich mit z.B. Kaskaden–Rechnungen. Eine volle quantenmechanische Behandlung der Reaktion $^{12}C(e,e'NN)$ oder gar $^{12}C(e,e'NNN)$, in Analogie zu der für die Reaktion $^{12}C(e,e'p)$ in Ref. [149] durchgeführten, wird schwierig werden, da die Natur dieser möglichen Mehr-Nukleonen-Absorptionsprozesse bisher nicht geklärt ist.

Es ist also noch mehr experimentelle Information, insbesondere über die mit den großen fehlenden Energien verbundenen fehlenden Impulse, vonnöten. Daran wird im Augenblick noch gearbeitet. Wegen des großen Raumwinkels eines BGO–Detektors ist die Berechnung der „missing momenta“ nur in einem aufwendigen, iterativen Verfahren möglich.

Der mittlere, neunfach differentielle Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $^{12}C(e,e'pp)$ in der Δ–Region ($340\,MeV \leq \omega \leq 414\,MeV$, vgl. Abb. 3.11) weist immer noch einen Anteil von Zwei- oder Mehrnukleonen-Emissionsprozessen bei $E_m < 160\,MeV$ auf (s. Abbildung 3.19). Allerdings ist er sehr klein. Er liegt bei einigen 10 attobarn/MeV^3/sr^3. Ab der Pionenemissionsschwelle bei $E_m \approx 156\,MeV$

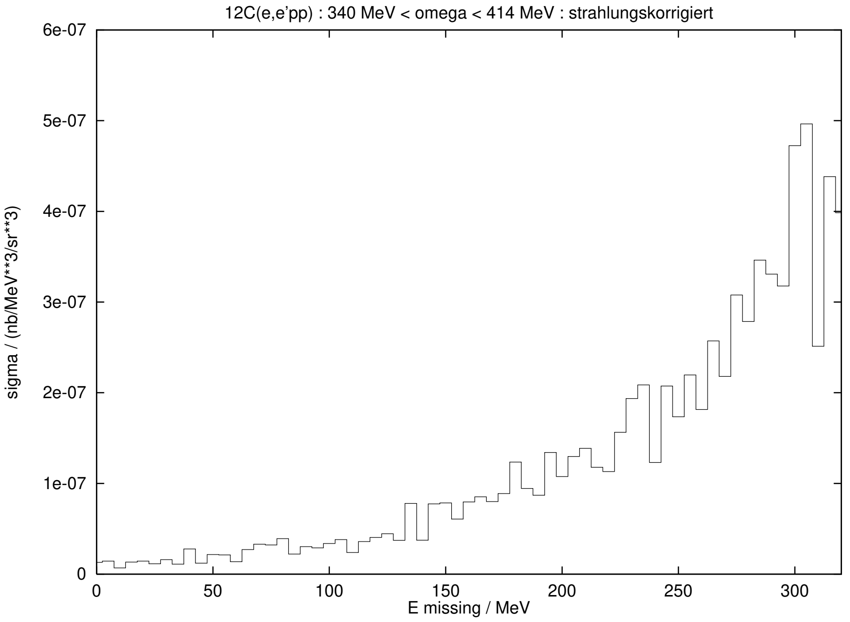

Abbildung 3.19: Strahlungkorrigierter, über den Raumwinkel der Kristallkugel gemittelter, neunfach differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}C(e,e'pp)$ in der Δ–Region ($340\,MeV \leq \omega \leq 414\,MeV$) als Funktion der „missing energy" E_m (vgl. Gl. 3.4) für die Kinematik I in Tab. 3.4

steigt der Wirkungsquerschnitt deutlich an und zeigt wieder, analog zur Reaktion $^{12}C(e,e'p)$ in diesem ω–Bereich, eine resonanzartige Struktur.

Wieder kann im Augenblick noch nicht entschieden werden, ob dieser Struktur eine originäre Δ-Nukleon–Wechselwirkung gemäß $N\Delta \rightarrow NN\pi$ bzw. $N\Delta \rightarrow NNN$ zugrunde liegt oder per Endzustandswechselwirkung die Reaktion $(e,e'\Delta), \Delta \rightarrow N\pi, (N,N')$ abgelaufen ist. Dazu muß noch erstens die Extraktion des Pionenkanals aus den vorliegenden Daten abgeschlossen werden. Die Pionen wurden als minimal-ionisierende Teilchen im BGO–Kristall nicht mehr gestoppt. Ihre Identifikation ist schwierig (vgl. Abb. 3.13). Die Untergrundsubstraktion muß sehr sorgfältig vorgenommen werden.

Zweitens stehen für die Reaktion $^{12}C(e,e'\Delta)$ noch keine guten Modellrechnungen zur Verfügung. Die Theorie für die quasifreie Photoproduktion von Pionen ist wesentlich weiter entwickelt (s. z.B. [155, 156, 157, 158, 159]). Seit letztem Sommer arbeitet jedoch eine theoretischen Gruppe aus Valencia [160] an einer Erweiterung ihres erfolgreichen quantenmechanischen Photoproduktionsmodells, das eine effektive Teilchen–Loch(ph)– und Δ–Loch–Wechselwirkung verwendet, bis zu 3p3h-Anregungen mitnimmt und die Endzustandswechselwirkung des Nukleon in einem Monte-Carlo-Verfahren berücksichtigt [155, 159], auf die Elektroproduktion von $\pi, N, N\pi$ und NN Endzuständen. Das Programm wird Ende dieses oder Anfang nächsten Jahres zur Verfügung stehen [160].

Kapitel 4

Ausblick

Die in der Tabelle 1.1 aufgeführten Experimente werden in diesem Jahr fortgesetzt und zum Teil zum Abschluß gebracht. Mit der erfolgreichen, weltweit ersten Tripelkoinzidenzmessung $^3He(e,e'pd)$ zwischen drei Spektrometern am 20.5.95 eröffnet sich ein weites Feld experimenteller Möglichkeiten. Erwähnt sei an dieser Stelle zum Beispiel

- das Studium kurzreichweitiger Nukleon-Nukleon–Korrelationen in der Reaktion $^{16}O(e,e'pp)^{14}C$ und an anderen doppelt-magischen Targets,
- die hochaufgelöste Untersuchung der Anregung, Progagation und des Zerfalls der Δ–Resonanz zu definierten Spin/Isospin–Zuständen im Restkern in der Reaktion $^{16}O(e,e'p\pi^-)^{15}O$ und an anderen doppelt-magischen Targets,
- die Suche nach einer Δ^{++}–Beimischung im Grundzustand des ^3He über die Messung der Reaktion $^3He(e,e'p\pi^+)$ [12],
- die Separation des longitudinalen und transversalen Wirkungsqerschnitts sowie die Messung der longitudinal-transversalen und transversal-transversalen (mit aus der Laborebene herausgehobenem Spektrometer B) Interferenzstrukturfunktionen für eine Vielzahl von Reaktionen an leichten $^2H,^{3,4}He$ bis schweren $^{40,48}Ca$ Targets,
- u.v.a.m.

Neue Projekte sind in Planung oder im Aufbau. Dazu gehört der Bau eines Protonenpolarimeters auf Spektrometer A, das Ende dieses Jahres fertiggestellt sein wird, und ein Elektronen(Møller)-Polarimeter, dessen Bau im nächsten Jahr in Angriff genommen werden wird. Mit diesen beiden Polarimetern werden z.B. Experimente zur Bestimmung einer E2–Beimischung zum dominanten M1–Multipol des $(N \to \Delta)$–Übergangs und damit Rückschlüsse auf eine Deformation des „quark bags" möglich werden. Außerdem wird in Kombination mit einem neuen Neutronendetektor der elektrische Formfaktor des Neutrons G_{En} bis zu großen Impulsüberträgen von ca. $0.6\,(GeV/c)^2$ mit hoher Präzision gemessen werden können. Auch die Experimente an der Pionenproduktionsschwelle werden mit der Installation eines „short-orbit"–Spektrometers zur Messung sehr niederenergetischer π^+ oder π^- an der dann 4-Spektrometeranlage im Jahr 1996/97 sehr gewinnen.

Literaturverzeichnis

[1] H. Herminghaus *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **138** (1976) 1; H. Herminghaus and H. Euteneuer, Nucl. Inst. and Meth. **163** (1979) 299; H. Herminghaus *et al.*, Proc. LINAC Conf. 1990, Albuquerque, New Mexico, Los Alamos National Laboratory Report **LA-12004-C** (1990)

[2] **Aktuelle Liste der Mitglieder der A1– Kollaboration „Virtuelle Photonen" am Mainzer Mikrotron MAMI:**
K. Aniol[14], P. Bartsch[1], A.M. Bernstein[10], W. Bertozzi[10], L. de Bever[2], K.I. Blomqvist[1], W.U. Boeglin[1], R. Böhm[1], K. Bohinc[7], E. Brash[3], T. Caprano[1], J.P. Chen[10], N. Clawiter[1], D. Dale[10], O. Denhard[1], M. Distler[1], R. Edelhoff[1], M.B. Epstein[14], I. Ewald[1], A. Felthman[2], R. Florizone[10], J. Friedrich[1], J.M. Friedrich[1], D. Fritschi[2], R. Geiges[1], S. Gilad[10], R. Gilman[3], C. Glashausser[3], M. Hamdorf[1], P. Jennewein[1], M. Jones[3], J. Jourdan[2], G. Jung[1], M. Kahrau[1], M. Klein[1], P. König[1], M. Korn[1], H. Kramer[1], K.W. Krygier[1], V. Kunde[1], M. Kuss[4], J. Lác[3], J.M. Laget[5], A. Liesenfeld[1], M. Loppacher[2], D.J. Margaziotis[14], G. Masson[2], H. Merkel[10], K. Merle[1], G. Meyer[1], R. Miskimen[11], C.L. Morris[6], R. Neuhausen[1], D. Newton[10], B. Norum[12], E.A.J.M. Offermann[1], Th. Pospischil[1], M. Potokar[7], C. Rangacharyulu[8], R.D. Ransome[3], A. Rokavec[7], J. Rosche[1], A. Richter[4], A.W. Richter[1], S. Robinson[2], G. Rosner[1], P. Rutt[3], P. Sauer[1], A. Sarty[10], S. Schardt[1], J.P. Schiffer[9], H. Schmieden[1], G. Schrieder[4], I. Sick[2], S. Sirca[7], Ph. Steiner[2], T. Suda[4], P. Trüb[2], Th. Veit[1], A. Wagner[1], Th. Walcher[1], T.P. Welch[13], W. Wilhelm[1], S. Wolf[1], M. Yadav[3], B. Zihlmann[2]
[1] Institut für Kernphysik, Universität Mainz, D-55099 Mainz; [2] Institut für Physik, Universität Basel, CH-4056 Basel; [3] Physics Department, Rutgers University, Piscataway, USA; [4] Institut für Kernphysik, TH Darmstadt, D-64289 Darmstadt; [5] CEN Saclay, DAPNIA/SPhN, Gif sur Yvette, France; [6] LAMPF, LANL, Los Alamos, USA; [7] Institut "Jožef Stefan", University of Ljubljana, Slovenia; [8] University of Saskatchewan, Saskatoon, Canada; [9] Physics Department, ANL, Argonne, USA; [10] Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, USA; [11] University of Massachusetts, Amherst, USA; [12] University of Virginia, Charlottesville, USA; [13] Oregon State University, Corvallis, USA; [14] California State University, Los Angeles, USA

[3] MAMI-Experimentvorschlag **A1/3-90** (1990), Kontaktperson: J. Jourdan

[4] MAMI-Experimentvorschlag **A1/2-90** (1990), Kontaktperson: I. Blomqvist

[5] MAMI-Experimentvorschlag **A1/1-94** (1994), Kontaktpersonen: A.M. Bernstein, Th. Walcher

[6] MAMI-Experimentvorschlag (1995), Kontaktpersonen: N. d'Hose, Th. Walcher

[7] MAMI-Experimentvorschlag **A1/5-90** (1990), Kontaktperson: W. Boeglin

[8] MAMI-Experimentvorschlag **A1/1-90** (1990), Kontaktpersonen: G. Rosner, R. Ransome

[9] MAMI-Experimentvorschlag **A1/6-90** (1990), Kontaktperson: J. Friedrich

[10] K.I. Blomqvist, W.U. Boeglin, R. Böhm, M. Distler, R. Edelhoff, J. Friedrich, R. Geiges, M. Kahrau, M. Korn, H. Kramer, K.W. Kygier, V. Kunde, M. Kuss, J. Lac, A. Liesenfeld, K. Merle, R. Neuhausen, E.A.J.M. Offermann, Th. Pospischil, M. Potokar, A.W. Richter, A. Rokavec, G. Rosner, P. Sauer, S. Schardt, A. Serdarevic, Th. Veit, B. Vodenic, A. Wagner, Th. Walcher, and S. Wolf, zur Veröffentlichung angenommen in Z. Phys **A** (1995)

[11] K.I. Blomqvist, W.U. Boeglin, R. Böhm, M. Distler, R. Edelhoff, J. Friedrich, R. Geiges, M. Kahrau, M. Korn, H. Kramer, K.W. Kygier, V. Kunde, M. Kuss, J. Lac, A. Liesenfeld, K. Merle, R. Neuhausen, E.A.J.M. Offermann, Th. Pospischil, M. Potokar, A.W. Richter, A. Rokavec, G. Rosner, P. Sauer, S. Schardt, A. Serdarevic, Th. Veit, B. Vodenic, A. Wagner, Th. Walcher, and S. Wolf, Phys. Lett. **B344** (1995) 85

[12] MAMI-Experimentvorschlag **A1/4-90** (1990), Kontaktperson: A. Richter

[13] W. Weise, Proc. Int. Workshop on *Baryon Spectroscopy and the Structure of the Nucleon*, eds. H.P. Morsch and M. Soyeur, Saclay (1991) 1

[14] P.S. Baranov *et al.*, Sov. J. Nucl. Phys. **21** (1975) 355

[15] F.J. Federspiel *et al.*, Phys. Rev. Lett. **67** (1991) 1511

[16] A. Zieger *et al.*, Phys. Lett. **B278** (1992) 34

[17] E.L. Hallin *et al.*, Phys. Rev. **C48** (1993) 1497

[18] L. Koester *et al.*, Z. Phys. **A239** (1988) 229

[19] J. Schmiedmayer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 1065: Nucl. Instr. and Meth. **A284** (1989) 137

[20] P.A.M. Guichon *et al.*, zur Veröffentlichung eingereicht

[21] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **17** (1966) 168

[22] P. de Baenst, Nucl. Phys. **B24** (1970) 633

[23] H.W.L. Nauss *et al.*, Phys. Rev. **C41** (1990) 2852

[24] H.W.L. Nauss, Phys. Rev. **C43** (1991) R365

[25] D. Drechsel and L. Tiator, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **18** (1992) 449

[26] S. Scherer *et al.*, Nucl. Phys. **A552** (1993) 515

[27] S. Weinberg, Physika (Amsterdam) **96A** (1979) 327

[28] J. Gasser, H. Leutwyler, Ann. Phys. (N.Y.) **158** (1984) 142

[29] V. Bernard *et al.*, Nucl. Phys. **B383** (1992) 442

[30] V. Bernard *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90** (1993) 387

[31] S. Nozawa *et al.*, Nucl. Phys. **A513** (1990) 459ff und 511ff

[32] H. Baier *et al.*, Nucl. Phys. **A386** (1982) 460

[33] H.L. Lipkin, T.-S.H. Lee, Phys. Lett. **B183** (1987)22

[34] P.K.A. de Witt Huberts, Journal of Physics C **16** (1990) 507

[35] B. Frois, C.N. Papanicolas, and Steve E. Williamson, in *Modern Topics in Electron Scattering*, eds. B. Frois and I. Sick, World Scientific, Singapore (1991) 352

[36] G. van der Steenhoven and P.K.A. de Witt Huberts, in *Modern Topics in Electron Scattering*, eds. B. Frois and I. Sick, World Scientific, Singapore (1991) 510

[37] L. Lapikás, Nucl. Phys. **A553** (1993) 297

[38] O. Benhar, A. Fabrocini, and S. Fantoni, in *Modern Topics in Electron Scattering*, eds. B. Frois and I. Sick, World Scientific, Singapore (1991) 460

[39] C. Mahaux and R. Sartor, Adv. Nucl. Phys. **20** (1991) 61

[40] W.H. Dickhoff and H. Müther, Rep. Prog. Phys. **55** (1992) 1947

[41] O. Benhar, in *Research Program at* CEBAF *(II)*, eds. V. Burkert, F. Gross, B. Mecking, J. Mougey and R.R. Whitney (1987) 501

[42] O. Benhar, V.R. Pandharipande and S.C. Pieper, Rev. Mod. Phys. **65** (1993) 817

[43] S.C. Pieper, R.B. Wiringa, and V.R. Pandharipande, Phys. Rev. **B32** (1985) 3341

[44] H. Müther and W.H. Dickhoff, Phys. Rev. **C49**c (1994) R17

[45] W. Bertozzi, R.W. Lourie, and E.J. Moniz, in *Modern Topics in Electron Scattering*, eds. B. Frois and I. Sick, World Scientific, Singapore (1991) 419

[46] D. Ashery and J.P. Schiffer, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **36** (1986) 207

[47] R.D. Ransome *et al.*, Phys. Rev. Lett. **64** (1990) 372; Phys. Rev. **C42** (1990) 1500

[48] C.-G. Schilling, Diplomarbeit, Inst. f. Kernphysik, Universität Mainz (1990) KPH 12/94

[49] W. Wilhelm, Diplomarbeit, Inst. f. Kernphysik, Universität Mainz (1993)

[50] H. Euteneuer *et al.*, Proc. LINAC'92, Atomic Energy Canada Ltd. report **AECL-10728** (1992) 356

[51] D. Mittwich, Diplomarbeit, Inst. f. Kernphysik, Universität Mainz (1992)

[52] D. Dimmer, Diplomarbeit, Inst. f. Kernphysik, Universität Mainz (1988)

[53] K.L. Brown, *First and Second Order Charged Particle Optics*, lecture given at the BNL Accelerator Physics Summer School, (1983)

[54] K.L. Brown, D.C.Carey, C.Iselin and F.Rothacker, TRANSPORT: A Computer Program For Designing Charged Particle Beam Transport Systems, CERN-Reports **CERN-73-16** (1973) and **CERN-80-04** (1980) and SLAC-Report SLAC(91), NAL-91 (1991)

[55] J.E. Spencer and H.A. Enge, Nucl. Instr. and Meth. **49** (1967) 181,

[56] H.A. Enge and S. Kowalski, 3rd Int. Conf on Magnet Technology (1970) 103

[57] S. Kowalski and H.A. Enge, preprint, LNS–MIT, Cambridge, Massachusetts (1986)

[58] K.I. Blomqvist, Interne Mitteilung, Inst. f. Kernphysik, Universität Mainz (1988)

[59] K.I. Blomqvist *et al.*, Inst. f. Kernphysik, Universität Mainz, Veröffentlichung in Vorbereitung

[60] M.T. Menzel *et al.*, LANL, **LA–UR–87** (1987) 115

[61] W. Müller *et al.*, Archiv für Elektrotechnik **65** (1982)

[62] Tabelle der magnetischen Werte der Qualitäten ZSH-Spezial (geschmiedet) und der Stahlgußvariante GS-ZSH-Extra, Vereinigte Schmiedewerke GmbH, Hattingen/Ruhr

[63] M. Korn, Dissertation, Inst. f. Kernphysik, Universität Mainz, in Vorbereitung

[64] St. Schardt, Dissertation, Inst. f. Kernphysik, Universität Mainz, in Vorbereitung

[65] H.A. Enge, Nucl. Instr. and Meth. **28** (1964) 119

[66] C.M. Braams, Nucl. Instr. and Meth. **26** (1964) 83

[67] K.W. Neff, Dissertation, Inst. f. Kernphysik, Universität Mainz (1990), unveröffentlicht

[68] M. Denhard, Diplomarbeit, Inst. f. Kernphysik, Universität Mainz (1991), KPH 02/91

[69] W. Bertozzi *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **141** (1977) 457

[70] M.O. Distler, Diplomarbeit, Inst. f. Kernphysik, Universität Mainz (1990)

[71] R. Maurer, Diplomarbeit, Inst. f. Kernphysik, Universität Mainz (1993) KPH 4/93

[72] M.O. Distler, Dissertation, Inst. f. Kernphysik, Universität Mainz, in Vorbereitung

[73] F. Heinemann, Diplomarbeit, Inst. f. Kernphysik, Universität Mainz (1993) KPH 3/93

[74] P.W. Sauer, Disssertation, Inst. f. Kernphysik, Universität Mainz, in Vorbereitung

[75] S. Eraßme, Diplomarbeit, Inst. f. Kernphysik, Universität Mainz (1993) KPH 3/93

[76] M. Kahrau, Diplomarbeit, Inst. f. Kernphysik, Universität Mainz (1993) KPH 6/93

[77] M. Kahrau, Dissertation, Inst. f. Kernphysik, Universität Mainz, in Vorbereitung

[78] R. Böhm, Diplomarbeit, Inst. f. Kernphysik, Universität Mainz (1993) KPH 5/93

[79] A. Richter, Dissertation, Inst. f. Kernphysik, Universität Mainz (1994) KPH 21/94

[80] R. Böhm, Dissertation, Inst. f. Kernphysik, Universität Mainz, in Vorbereitung

[81] A. Liesenfeld, Dissertation, Inst. f. Kernphysik, Universität Mainz, in Vorbereitung

[82] A. Wagner, Diplomarbeit, Inst. f. Kernphysik, Universität Mainz (1992) KPH 7/92

[83] A. Wagner, Dissertation, Inst. f. Kernphysik, Universität Mainz, in Vorbereitung

[84] R. Geiges and K. Merle, IEEE Trans. Nucl. Sc. Vol. **41** (1994) 232

[85] N. Clawiter, Diplomarbeit, Inst. f. Kernphysik, Universität Mainz, in Vorbereitung

[86] K.W. Krygier, Dissertation, Inst. f. Kernphysik, Universität Mainz, in Vorbereitung

[87] V. Kunde, Dissertation, Inst. f. Kernphysik, Universität Mainz, in Vorbereitung

[88] H. Kramer, Dissertation, Inst. f. Kernphysik, Universität Mainz, in Vorbereitung

[89] St. Steffens, Diplomarbeit, Inst. f. Kernphysik, Universität Mainz (1993)

[90] T. Caprano, Diplomarbeit, Inst. f. Kernphysik, Universität Mainz, in Vorbereitung

[91] J.V. Noble, Phys. Rev. Lett. **46** (1981) 412

[92] R.L. Jaffe, Phys. Rev. Lett. **50** (1983) 228

[93] F.E. Close *et al.*, Phys. Lett. **129B** (1983) 346

[94] L.S. Celenzy *et al.*, Phys. Rev. **C31** (1985) 946

[95] G. van der Steenhoven *et al.*, Nucl. Phys. **A484** (1988) 445

[96] K. Gottfried, Nucl. Phys. **5** (1958) 557

[97] K. Gottfried, Ann. of Phys. **21** (1963) 29

[98] W. Czyz and K. Gottfried, Ann. of Phys. **21** (1963) 47

[99] Y.N. Srivastava, Phys. Rev. **B135** (1964) 612

[100] D.U.L. Yu, Ann. of Phys. **38** (1966) 392

[101] W. Kratschmer, Nucl. Phys. **A298** (1978) 477

[102] R. Jastrow, Phys. Rev. **98** (1955) 1479

[103] C. Giusti and F.D. Pacati **A535** (1991) 573

[104] C. Giusti *et al.*, Nucl. Phys. **A546** (1992) 607

[105] C. Giusti and F.D. Pacati, Ncul. Phys. **A571** (1994) 694

[106] M. Kanazawa *et al.*, Phys. Rev. **C35** (1987) 1828

[107] S.N. Dancer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 1170

[108] G. Audit *et al.*, Phys. Lett. **B277** (1989) 331; Phys. Rev. **C44** (1991) R575

[109] I.J.D. MacGregor *et al.*, Nucl. Phys. **A533** (1991) 269

[110] MAMI–Proposal **A2/3-89**, (1989) Kontaktperson: P. Grabmayr

[111] J. Ryckebusch, private Mitteilung

[112] L.J.H.M. Kester *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 1712

[113] A.E.L. Dieperink and T. de Forest jr., Ann. Rev. Nucl. Sc. **25** (1975) 1

[114] S. Boffi, C. Giusti and F.D. Pacati, Nucl. Phys. **A386** (1982) 599

[115] T. de Forest Jr., Nucl. Phys. **A392** (1983) 232

[116] S. Frullani and J. Mougey, Adv. Nucl. Phys. **14** (1984) 1

[117] S. Boffi, C. Giusti and F.D. Pacati, Nucl. Phys. **A435** (1985) 697

[118] D. Drechsel and M.M. Giannini, Rep. Prog. Phys. **52** (1989) 1083

[119] S. Boffi, C. Giusti and F.D. Pacati, Phys. Rep. **226** (1993) 1

[120] C. Giusti and F.D. Pacati, Nucl. Phys. **A473** (1987) 717

[121] C. Giusti and F.D. Pacati, Nucl. Phys. **A485** (1988) 461

[122] N. Voegler and J. Friedrich, Nucl. Instr. and Meth. **198** (1982) 293

[123] E.A.J.M. Offermann, Programm ESPACE, private Mitteilung

[124] J. Schwinger, Phys. Rev. **76** (1949) 790

[125] H.A. Bethe and W. Heitler, Proc. Roy. Soc. **A146** (1943) 83

[126] L. Landau, Journal of Physics USSR **8** (1944) 201

[127] L.C. Maximon, Rev. Mod. Phys. **41** (1969) 193

[128] L.W. Mo and Y.S. Tsai, Rev. Mod. Phys. **41** (1969) 205

[129] E. Borie and D. Drechsel, Nucl. Phys. **A167** (1971) 369

[130] J. Friedrich, Nucl. Instr. and Meth. **129** (1975) 505

[131] S. Penner, Proc. 18^{th} Scottish Univ. Summer School in Physics, eds. S.J. Hall, J.M. Irvine, Nucl. Struct. Phys. (1977) 269

[132] H. Crannell, Nucl. Instr. and Meth. **71** (1969) 208

[133] E. Quint, Dissertation, Univ. Amsterdam (1988), unveröffentlicht

[134] D.J.S. Findlay and A.R. Dusautoy, Nucl. Inst. and Meth. **174** (1980) 531

[135] J. Comfort and B. C. Karp, Phys. Rev. **C21** (1980) 2162

[136] D. G. Ireland and G. van der Steenhoven, Phys. Rev. **C49** (1994) 2182

[137] M. Leuschner *et al.*, Phys. Rev. **C49** (1994) 955

[138] P. Schwandt *et al.*, Phys. Rev. **C26** (1982) 55

[139] P. Grange *et al.*, Nucl. Phys. **A473** (1987) 365

[140] O. Benhar *et al.*, Nucl. Phzs. **497** (1989) 423c

[141] X. Ji and R.D. McKeown, Phys Lett. **B236** (1990) 130

[142] Ch. Morris, LAMPF, private Mitteilung

[143] P, Barreau *et al.*, Nucl. Phys. **A402** (1983) 515

[144] P.E. Ulmer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 2259

[145] L.B. Weinstein *et al.*, Phys. Rev. Lett. **64** (1990) 1664

[146] R.W. Lourie *et al.*, Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 2364

[147] D.T. Baran *et al.*, Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 400

[148] H. Baghaei *et al.*, Phys. Rev. **C39** (1989) 177

[149] T. Takaki, Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 395

[150] J. Koch and N. Ohtsuka, Nucl. Phys. **A435** (1985) 765

[151] R. Edelhoff, Dissertation, Institut f. Kernphysik, Univ. Mainz, in Vorbereitung

[152] S. Boffi, private Mitteilung

[153] M. Radici, private Mitteilung

[154] W.H. Dickhoff, private Mitteilung

[155] R.C. Carrasco *et al.*, Nucl. Phys. **A536** (1992) 445

[156] R.C. Carrasco *et al.*, Nucl. Phys. **A541** (1992) 585

[157] Xiadong Li *et al.*, Phys. Rev. **C48** (1993) 816

[158] J.I. Johansson, H.S. Sherif, Nucl. Phys. **A575** (1994) 477

[159] R.C. Carrasco *et al.*, Nucl. Phys. **A570** (1994) 701

[160] E. Oset, private Mitteilung

Danksagung

Ich möchte mich bei allen Mitgliedern des Instituts für Kernphysik der Universität Mainz und der A1–Kollaboration, die zur Fertigstellung dieser Schrift beigetragen haben, herzlich bedanken.

Mein besonderer Dank gilt meinen Mentoren im Habilitationsverfahren, den Herren Professoren Th. Walcher, D. Drechsel und K. Kleinknecht, für ihre wohlwollende Förderung dieser Arbeit.

Meinen Kollegen, den Herren R. Böhm, M. Distler, R. Edelhoff, M. Kahrau, M. Korn, K.W. Krygier, V. Kunde, A. Liesenfeld, A.W. Richter, P. Sauer, S. Schardt und A. Wagner sei für die Überlassung vieler Bilder gedankt.

Die Fertigstellung dieser Schrift wäre ohne das Verständnis meiner Frau nicht möglich gewesen. Als Gegenleistung habe ich ihr versprochen, daß zumindest der erste Absatz der Einleitung allgemein verständlich bleibt.