

Untersuchung von Nukleon-Nukleon Korrelationen
mit Hilfe der Reaktion $^{16}\text{O}(e, e'pp)^{14}\text{C}$
in super-paralleler Kinematik

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades

„DOKTOR DER NATURWISSENSCHAFTEN“

am Fachbereich Physik
der Johannes Gutenberg-Universität
in Mainz

Marco Kahrau
geboren in Wiesbaden

Institut für Kernphysik
Johannes Gutenberg-Universität Mainz
Dezember 1999

Dekan:

1. Berichterstatter:

2. Berichterstatter:

Tag der mündlichen Prüfung: 16. Februar 2000

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Die exklusive ($e, e'pp$)-Reaktion	5
2.1 Streuexperimente mit Elektronen	5
2.2 Definition der Kinematik	6
2.3 Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnittes	8
2.3.1 Das Zwei-Nukleon Überlapp-Integral	10
2.3.2 Beiträge zum Kern-Stromdichte-Operator	12
2.3.3 Die Wellenfunktion des Endzustandes	13
2.4 Ein Ansatz für einen faktorisierten Wirkungsquerschnitt	14
2.5 Auswahl der Reaktionskinematik	16
3. Apparativer Aufbau	21
3.1 Das Mainzer Mikrotron	21
3.2 Die Drei-Spektrometer-Anlage	22
3.2.1 Die Magnetspektrometer	22
3.2.2 Die Spektrometerdetektoren	24
3.3 Das Wassertarget	27
3.4 Die Datenerfassung	30
3.4.1 Trigger- und Koinzidenzelektronik	30
3.4.2 Datenauslese	32
4. Aufbau und Test des Spurdetektors von Spektrometer C	35
4.1 Anforderungen an den Spurdetektor	35
4.2 Funktionsprinzip einer vertikalen Driftkammer	36
4.3 Die technische Realisierung	38
4.3.1 Aufbau der einzelnen Komponenten einer Doppeldriftkammer	40
4.3.2 Einbau in das Abschirmhaus von Spektrometer C	43
4.3.3 Die Versorgungs- und Auslesesysteme	44
4.4 Test und Inbetriebnahme	46
5. Datenauswertung	51
5.1 Die gemessenen Kinematiken	51
5.2 Die Luminosität	53
5.2.1 Totzeitkorrekturen	54
5.2.2 Die Eichung der Targetdicke	54
5.2.3 Die relative Eichung	56
5.3 Behandlung des Untergrundes	58
5.3.1 Beiträge aus den Targetwänden	58
5.3.2 Koinzidenzzeitauflösung	59
5.3.3 Untergrundsubtraktion	63
5.4 Akzeptanzrechnungen	66
5.4.1 Strahlungskorrekturen	69
5.4.2 Das Verfahren zur Phasenraumnormierung	70

5.5	Der Wirkungsquerschnitt	71
5.5.1	Fehlerabschätzung	71
6.	Untersuchung kurzreichweitiger NN-Korrelationen	75
6.1	Ergebnisse der Messung an ^{16}O	75
6.2	Die Verteilungen im fehlenden Impuls	78
6.2.1	Der Grundzustand von ^{14}C	81
6.2.2	Der 1^+ Zustand bei $E_x = 11.31$ MeV	85
6.2.3	Das 2^+ Dublett um $E_x \approx 7.7$ MeV	87
6.2.4	Der 0_2^+ Zustand bei $E_x = 9.75$ MeV	91
6.3	Schlußbemerkung	92
7.	Ausblick	97
8.	Zusammenfassung	101
 Anhang		
A.	Chronik der Strahlzeiten	103
A.1	Runstatistik Kinematik #1	104
A.2	Runstatistik Kinematik #3	108
A.3	Runstatistik Kinematik #4	112
B.	Technische Daten zur vertikalen Driftkammer	115
B.1	Stesalit Trägerrahmen	115
B.2	Eigenschaften der Kammerfolien	115
B.3	Eigenschaften der Anodendrähte	117
B.4	Gasversorgung	117
B.5	Hochspannungsversorgung	119
B.6	Vorverstärkerkarten	119
B.7	Zusammenfassung der Driftkammerdaten	120
C.	Koordinatenbestimmung in der Fokalebene	121
D.	Cola++ – Das Softwarepaket zur Datenanalyse	123
D.1	Die Programmstruktur	124
D.2	Die Benutzerschnittstelle	126
D.3	Erzeugung der Runstatistik mit Lumi++	130
D.3.1	Bestimmung der Luminosität	132
D.3.2	Bestimmung der Totzeit	135
Abbildungsverzeichnis		139
Tabellenverzeichnis		141
Literaturverzeichnis		143
Lebenslauf		153

Kapitel 1

Einleitung

Die Dynamik des Atomkerns ist äußerst komplex und deren Beschreibung eine schwierige Aufgabenstellung, der sich schon seit einigen Jahrzehnten Physiker auf der ganzen Welt widmen. Dabei sind im Laufe der Zeit Modelle entwickelt worden, die die Basis für das Verständnis der Dynamik des Kerns in der modernen Physik bilden.

Der Kern ist ein komplexes System, das sich aus den Nukleonen (Protonen und Neutronen) zusammensetzt. Die Nukleonen wechselwirken über die starke Wechselwirkung durch den Austausch von Mesonen untereinander. Die mikroskopische Beschreibung eines solchen Viel-Teilchen-Systems, ausgehend von „realistischen“ Nukleon-Nukleon (NN) Wechselwirkungen, ist äußerst schwierig. Im allgemeinen ist dies nur für Kerne möglich, die nur wenige Nukleonen (≤ 4) enthalten. Zur Beschreibung schwerer Kerne müssen Näherungen und Modelle verwendet werden.

Das phänomenologische Schalenmodell unabhängiger Teilchen (IPSM¹) ist ein solches Modell, das eine Vielzahl der Eigenschaften von Kernen erstaunlich gut beschreiben kann. Dabei geht man vom Modell unabhängiger Teilchen (IPM²) aus, bei dem man annimmt, daß sich punktförmige Nukleonen in einem mittleren Potential bewegen, das durch alle Nukleonen im Kern erzeugt wird. Schon Fermi war klar, daß dieser Ansatz zu naiv ist [Fer49]. Ohne die Einbeziehung von abstoßenden kurzreichweitigen Kräften zwischen den Nukleonen würde jeder Kern in sich auf eine Größe zusammenfallen, die bei der Reichweite der anziehenden Kernkräfte liegt (≈ 2 fm). Dies würde selbst unter Berücksichtigung des Pauli-Prinzips gelten. Diese stark abstoßende NN-Wechselwirkung im Viel-Teilchen-System des Kerns hängt mit dem abstoßenden Anteil der NN-Kraft bei kleinen Abständen zusammen, wie er in NN-Streuexperimenten beobachtet wurde. Selbstkonsistente Hartree-Fock Rechnungen, die die zugehörigen NN-Potentiale verwenden, können die Eigenschaften des Kerns nicht korrekt beschreiben [Bru54]. Erst mit der Verwendung der Bethe-Goldstone-Gleichung kann der abstoßende Teil der NN-Potentiale richtig berücksichtigt werden [Bet56, Gol57]. Der durch die Abstoßung erzeugte Effekt wird üblicherweise als kurzreichweitige Korrelationen (SRC³) bezeichnet.

Bislang war es schwierig eine deutliche experimentelle Signatur der SRC in Kernen nachzuweisen. Quasi-elastische ($e, e'p$)-Experimente geben nur einen indirekten Hinweis auf das Vorhandensein der SRC. Die Besetzungszahlen der Valenz-Schalen, als Ergebnis aus ($e, e'p$)-Messungen, sind in [Lap93] zusammengefaßt und in Abb. 1.1

¹IPSM: Independent Particle Shell Model

²IPM: Independent Particle Model

³SRC: Short-Range Correlations

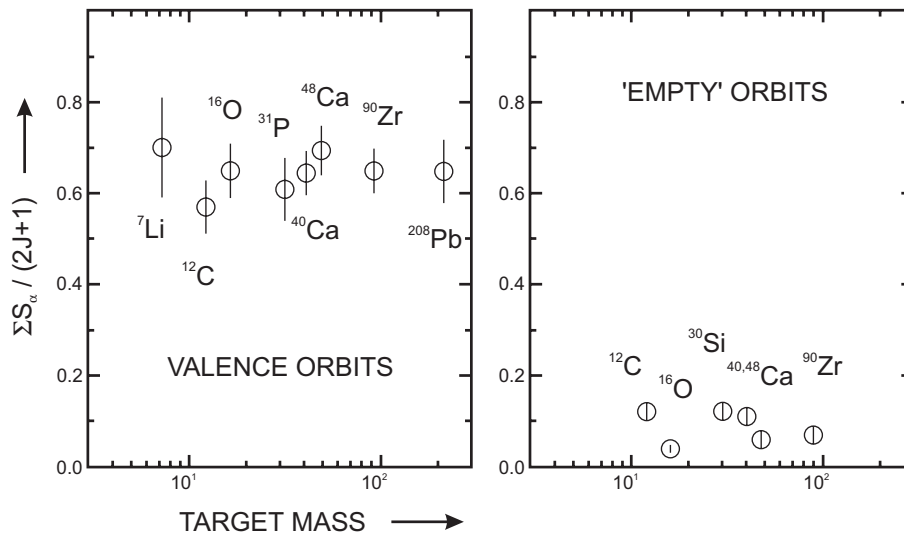


Abb. 1.1: Die Besetzungszahlen der Schalen verschiedener Kerne, dargestellt als Quasi-Teilchen-Stärke $\Sigma S_\alpha / (2j + 1)$ für die Valenz-Schalen (linkes Diagramm) und für Zustände oberhalb der Fermi-Energie (rechtes Diagramm). Die Werte sind aus $(e, e'p)$ -Messungen gewonnen worden und über der Masse des Zielkerns aufgetragen. Alle Datenpunkte wurden bis zu einer Anregungsenergie von 20 MeV integriert. [Lap93]

dargestellt. Die experimentellen Daten liegen deutlich unter den Vorhersagen des IPSM. Gemäß [Mah91, Müt94] wird ein Teil der Quasi-Loch-Stärke zu höheren (fehlenden) Impulsen, deutlich über dem Fermi-Impuls⁴, und hohen fehlenden Energien (≤ 250 MeV) hin verschoben. Bei so hohen Energien wird der $(e, e'p)$ -Wirkungsquerschnitt wahrscheinlich von Untergrundreaktionen dominiert. Dabei spielen vor allem die Pion-Produktion und Proton-Neutron Emission infolge der Absorption des virtuellen Photons an Meson-Austauschströmen (MEC⁵) eine Rolle. Dies macht die Interpretation der $(e, e'p)$ -Daten bei hohen fehlenden Energien im Zusammenhang mit kurzreichweitigen Korrelationen sehr schwierig [Ke95a, Bob95, Ryc95]. Auf der anderen Seite soll die $(e, e'p)$ -Reaktion aber bei niedrigen fehlenden Energien nicht sensitiv auf SRC sein [Müt94]. Allerdings wurde für niedrig angeregte Zustände in ^{15}N mit fehlenden Impulsen über 500 MeV/c, die durch die Reaktion $^{16}\text{O}(e, e'p)$ bevölkert wurden, Nukleon-Impulsdichten gefunden, die eine Größenordnung über den Vorhersagen einer Rechnung mit mittlerem Potential liegen [Blo95]. Für $(e, e'p)$ -Reaktionen am schweren Zielkern ^{208}Pb wurde der überschüssige Wirkungsquerschnitt bei hohen fehlenden Impulsen den langreichweitigen Korrelation (LRC⁶) zugeschrieben [Bob94].

Mittlerweile wurden Impulsverteilungen von Nukleonen mit mikroskopischen Modellen berechnet, sowohl für Kernmaterie [Ben89, Ram89, Von93] als auch für (endlichen) Kerne [Pie92, Müt94], die über den Ansatz eines mittleren Potentials hinausgehen. Diese Rechnungen starten mit realistischen NN-Wechselwirkungen und zeigen, daß aufgrund des stark abstoßenden Teils der NN-Kraft bei kleinen Abständen die

⁴ ≈ 200 MeV/c in Kohlenstoff oder Sauerstoff

⁵MEC: Meson Exchange Currents

⁶LRC: Long Range Correlations

Nukleonen zu Energien und Impulsen weit über der Fermi-Energie und dem Fermi-Impuls gestreut werden können. Dieses Ergebnis erklärt, daß die Zustände unterhalb der Fermi-Energie nur teilweise besetzt sind. In [Pol97] zeigte sich, daß Rechnungen mit einem solchen mikroskopischen Modell unter Einbeziehung von kurzreichweitigen und Tensor-Korrelationen die Daten aus [Blo95] bei hohen fehlenden Impulsen besser wiedergeben.

Wenn eines der beiden Nukleonen eines korrelierten Paares aus dem Kern herausgeschlagen wird, infolge der Absorption eines reellen oder virtuellen Photons, ist es wahrscheinlich, daß sich der Restkern in einem Zustand mit hoher Anregungsenergie und hohem Impuls befindet. Als Konsequenz wird das andere Nukleon des Paares ebenfalls emittiert. Daraus läßt sich schließen, daß Informationen zu den SRC aus (γ, NN) - oder $(e, e'NN)$ -Reaktionen gewonnen werden können, bei denen zwei Nukleonen aus dem Kern emittiert werden. Dies wurde bereits 1958 von Gottfried vorgeschlagen [Got58].

Die $(e, e'pp)$ -Reaktion wird als aussichtsreichstes Werkzeug zum Studium der SRC angesehen. Zum einen ist die elektromagnetische Wechselwirkung gut verstanden, und die Wirkungsquerschnitte der Elektron-Nukleon Streuung können sehr genau berechnet werden. Auf der anderen Seite kann die longitudinale und transversale Polarisation des virtuellen Photons, das zwischen Elektron und Zielkern ausgetauscht wird, im Gegensatz zu Reaktionen mit reellen Photonen in gewissen Grenzen, die von der Energie des einlaufenden Elektrons und dem Vierer-Impulsübertrag abhängen, gewählt werden. Dazu muß nur der Streuwinkel des gestreuten Elektrons geändert werden. Dadurch erhält man die Möglichkeit, den Beitrag des longitudinalen Teils der Antwortfunktion des Zielkerns zu verstärken. Dieser rührt von der Wechselwirkung des Elektrons mit den Ladungen im Kern her, und wird von Ein-Körper-Prozessen bestimmt, die alleine durch SRC induziert werden. Dies gilt auch für die transversalen Anteile der Ein-Körper-Prozesse, die durch Konvektions- und Spin-Ströme erzeugt werden. Weiterhin tragen zum transversalen Anteil der Antwortfunktion des Kerns Zwei-Körper-Ströme bei. Diese Ströme beinhalten die Anregung und den nachfolgenden Zerfall der Δ -Resonanz an einem Nukleonen-Paar, sowie Prozesse, bei denen das Photon an ein Meson koppelt, das zwischen den Nukleonen ausgetauscht wird (MEC).

Diese Zwei-Körper-Prozesse dominieren den Wirkungsquerschnitt bei Reaktionen mit reellen Photonen, wodurch sie nicht gut geeignet sind, den Effekt der kurzreichweitigen Korrelationen zu untersuchen. Im vorliegenden Experiment wurde die Sensitivität auf SRC dadurch erhöht, daß der Anteil der longitudinalen Photonpolarisation maximiert wurde. In der gewählten super-parallelen Kinematik, bei der das erste Proton in Richtung vom Impulsübertrag und das zweite unter 180° dazu emittiert wird, ist es sogar möglich, eine Rosenbluth-Separation durchzuführen, um die longitudinalen und transversalen Anteile des Wirkungsquerschnittes zu trennen, was den besten Zugang zur Untersuchung von SRC verspricht.

Zusätzlich wird der Beitrag der MEC weiter unterdrückt, wenn man zwei gleichartige Nukleonen nachweist, die aus dem Kern herausgeschlagen wurden. In diesem

Fall müßte das Photon an ein ungeladenes Austausch-Meson koppeln, was in erster Ordnung unterdrückt ist. Weiterhin wird erwartet, daß die SRC am stärksten beitragen, wenn die beiden Nukleonen sich in einem relativen S Zustand befinden, die 1S_0 Konfiguration für zwei Protonen. In [Ond97] wurden Hinweise für die Dominanz der 1S_0 Paar Emission in $(e, e'pp)$ -Reaktionen bei niedriger Anregungsenergie gefunden. Dadurch wird der Beitrag der Δ -Resonanz stark unterdrückt, denn die Δ -Anregung über den M1-Multipol mit nachfolgendem Zerfall $\Delta^+p \rightarrow pp$ ist für Protonenpaare in einem relativen 1S_0 Zustand im Eingangskanal aus Gründen der Erhaltung des Drehimpulses und der Parität verboten. Bei der Deuteron-Elektro-Disintegration oder der Emission eines pn -Paares in einem 3S_1 Zustand aus einem komplexen Kern ist der Übergang über diesen M1-Multipol dominant.

Obwohl alle Argumente für die $(e, e'pp)$ -Reaktion als bestes Mittel zur Untersuchung der SRC sprechen, gibt es erst wenige Experimente, die auch erst in den letzten Jahren durchgeführt wurden. Bislang war das größte Problem der Messungen, daß die Statistik nicht ausreichte [Ke95b, Zon95], oder die Energieauflösung zu schlecht war, um die angeregten Zustände des Restkerns trennen zu können [Bl98b, Ond98]. Mit der Inbetriebnahme des Dauerstrich-Elektronenbeschleunigers MAMI und der angeschlossenen Drei-Spektrometer-Anlage ist die Messung dieser Reaktion mit hoher Luminosität und sehr guter Energieauflösung möglich geworden.

Die Wahl von ^{16}O als Zielkern wurde aus verschiedenen Gründen getroffen. Zum einen liegen die niedrig angeregten Zustände des Restkerns ^{14}C weit genug auseinander, um sie mit der experimentell erreichbaren Energieauflösung voneinander trennen zu können. Außerdem besitzt ^{16}O zwei abgeschlossene Schalen, wodurch die theoretischen Rechnungen verlässlicher werden. Zudem wurden in [Ge96b] die Spektralfunktionen für Protonpaare in verschiedenen Zuständen, die durch die Quantenzahlen der Relativbewegung charakterisiert sind, für diesen Kern berechnet. Dabei wurden die Effekte sowohl der kurzreichweitigen als auch die der langreichweitigen Korrelationen berücksichtigt.

Die Zielsetzung dieser Arbeit bestand in ihrem apparativen Teil im Aufbau und der Inbetriebnahme der Spurdetektoren von Spektrometer C und der damit verbundenen Inbetriebnahme der gesamten Anlage mit Dreifach-Koinzidenz-Experimenten. Im experimentellen Teil der Arbeit wurde der Effekt der kurzreichweitigen Korrelationen bei der Reaktion $^{16}\text{O}(e, e'pp)^{14}\text{C}$ in der super-parallelen Kinematik untersucht. Dafür wurde bei drei verschiedenen kinematischen Bedingungen gemessen, um eine Verteilung im fehlenden Impulses im Bereich von -100 MeV/c bis 300 MeV/c bestimmen zu können. Die Elektronenkinematik wurde dabei nicht geändert. Mit den hier gewonnen Wirkungsquerschnitten kann in Zukunft nach einer Ergänzung durch ein oder zwei weiteren Messungen mit kleinerem Photonpolarisationsparameter ϵ eine Rosenbluth-Separation durchgeführt werden, mit der der longitudinale Anteil des Wirkungsquerschnittes separiert werden kann.

Kapitel 2

Die exklusive $(e, e'pp)$ -Reaktion

In Kapitel 1 wurde dargestellt, daß die Messung der exklusiven $(e, e'pp)$ -Reaktion einen Zugang zu den kurzreichweitigen Korrelationen (SRC) zwischen Nukleonen im Kern verspricht. Nur durch den Vergleich experimentell bestimmter Wirkungsquerschnitte mit den Vorhersagen theoretischer Modelle sind Aussagen über die Natur der Korrelationen und deren Beitrag zur Wechselwirkung der Nukleonen im Kern möglich. In diesem Kapitel werden Modelle vorgestellt, die den Effekt der SRC in die Rechnungen einbeziehen und Vorhersagen über die Wirkungsquerschnitte der $(e, e'pp)$ -Reaktion liefern.

Zunächst werden die Grundlagen und Definitionen zur Kinematik vorgestellt. In Abschnitt 2.3 wird das Modell der Pavia-Gruppe ausführlich erläutert. Die Modelle der Gent-Gruppe machen einen anderen Ansatz, der in Abschnitt 2.4 dargestellt ist. Abschließend werden die Kriterien und Überlegungen aufgezeigt, die zur Wahl der Kinematik für das in dieser Arbeit vorgestellte Experiment führten.

2.1 Streuexperimente mit Elektronen

Ein adäquates Werkzeug zur Untersuchung der Kernkräfte stellen Streuexperimente mit Elektronen dar. Bei diesen Experimenten wird mit einem Elektronenbeschleuniger ein hochenergetischer Strahl aus Elektronen erzeugt, der auf ein Zielmaterial gelenkt wird. Dabei werden die einlaufenden Elektronen im elektromagnetischen Feld der Zielkerne abgelenkt, wobei ein virtuelles Photon erzeugt wird, das die Energie- und Impulsdifferenz zwischen einlaufendem und gestreutem Elektron auf den Zielkern überträgt. Durch die Wahl der Energie des einlaufenden Elektronenstrahls, sowie des Winkels und der Energie des gestreuten Elektrons kann der Energie- und der Impulsübertrag festgelegt werden.

Der Impuls des virtuellen Photons bestimmt seine Wellenlänge und somit die erzielbare Auflösung, d.h. je höher der Impuls des virtuellen Photons ist, desto kleinere Strukturen können beobachtet werden. Um die Wechselwirkungen zwischen den Nukleonen des Kerns zu untersuchen, müssen Strukturen in der Größenordnung von 1 fm bis 0.5 fm aufgelöst werden, was einem Impuls des virtuellen Photons zwischen 200 MeV/c und 500 MeV/c entspricht.

Zur Beschreibung der bei der Reaktion involvierten Teilchen ist die Verwendung von Vierer-Vektoren gebräuchlich. Wenn man natürliche Einheiten¹ benutzt, erhält man als Vierer-Vektor $p^\mu = (E, \vec{p})$. Dabei stellt E die Gesamtenergie und \vec{p} den Dreier-

¹das bedeutet $\hbar = c = 1$

Impulsvektor des Teilchens dar. Die Angabe von $p = |\vec{p}|$ wird für den Betrag des Dreier-Vektors benutzt.

Der Vierer-Impulsübertrag q^μ des virtuellen Photons ist definiert als:

$$q^\mu = e^\mu - e'^\mu = (\omega, \vec{q}), \quad (2.1)$$

wobei ω den Energieübertrag und \vec{q} den Impulsübertrag auf den Kern beschreibt. Eine charakteristische Größe des virtuellen Photon ist die lorentzinvariante Größe Q^2 , die wie folgt definiert ist:

$$Q^2 = -q_\mu q^\mu = q^2 - \omega^2 \quad (2.2)$$

$$= 4E_0(E_0 - \omega) \sin^2 \left(\frac{\theta_e}{2} \right). \quad (2.3)$$

Die Größen E_0 und θ_e sind die Energie des einlaufenden Elektrons und der Streuwinkel des auslaufenden Elektrons. Die Masse des Elektrons wurde in Gleichung (2.3) vernachlässigt.

Bei der Beschreibung von Streuexperimenten mit Elektronen ist es vorteilhaft, ein sphärisches Koordinatensystem zu verwenden, dessen Polar-Achse in Richtung des Impulsübertrages \vec{q} zeigt. Der Wirkungsquerschnitt kann dann in einer eleganten Form aufgeschrieben werden. In diesem Koordinatensystem werden die Impulsvektoren der Teilchen als $\vec{p} = (p, \gamma, \alpha)$ ausgedrückt. Dabei stellt γ den Polarwinkel und α den Azimutalwinkel dar. Der Azimutalwinkel wird relativ zur Streuebene, die durch die Vektoren des einlaufenden und gestreuten Elektrons aufgespannt wird, gerechnet.

2.2 Definition der Kinematik

Bei der Kinematik einer exklusiven $A(e, e'NN)$ (A-2)-Reaktion sind 6 Teilchen beteiligt. In Abb. 2.1 ist dies für einen allgemeinen Fall dargestellt. Gezeigt sind die Impulsvektoren des einlaufenden und gestreuten Elektrons \vec{e} und \vec{e}' , der Streuwinkel des Elektrons θ_e , sowie der Vektor des resultierende Impulsübertrages \vec{q} . Für jedes der auslaufenden Protonen ist der Impulsvektor \vec{p}'_i , der Polarwinkel γ_i und der Azimutalwinkel α_i eingezeichnet. Der Impuls des Restkerns \vec{p}_{A-2} ist nicht dargestellt. Vor der Streuung ist der Zielkern in Ruhe, sein Impuls \vec{p}_A ist Null. Der Winkel zwischen den beiden Reaktionsebenen ϕ hängt mit den Azimutalwinkeln wie folgt zusammen:

$$\phi = \alpha_1 - \alpha_2 + \pi. \quad (2.4)$$

Dabei wird angenommen, daß die Impulsvektoren der beiden Nukleonen auf gegenüberliegenden Seiten des Impulsübertrages \vec{q} liegen.

In dem vorliegenden $(e, e'pp)$ -Experiment werden die Impulse des gestreuten Elektrons und der beiden auslaufenden Protonen gemessen. Die Energie bzw. der Impuls des einlaufenden Elektrons liegt fest. Da sich der Zielkern in Ruhe befindet, ergeben

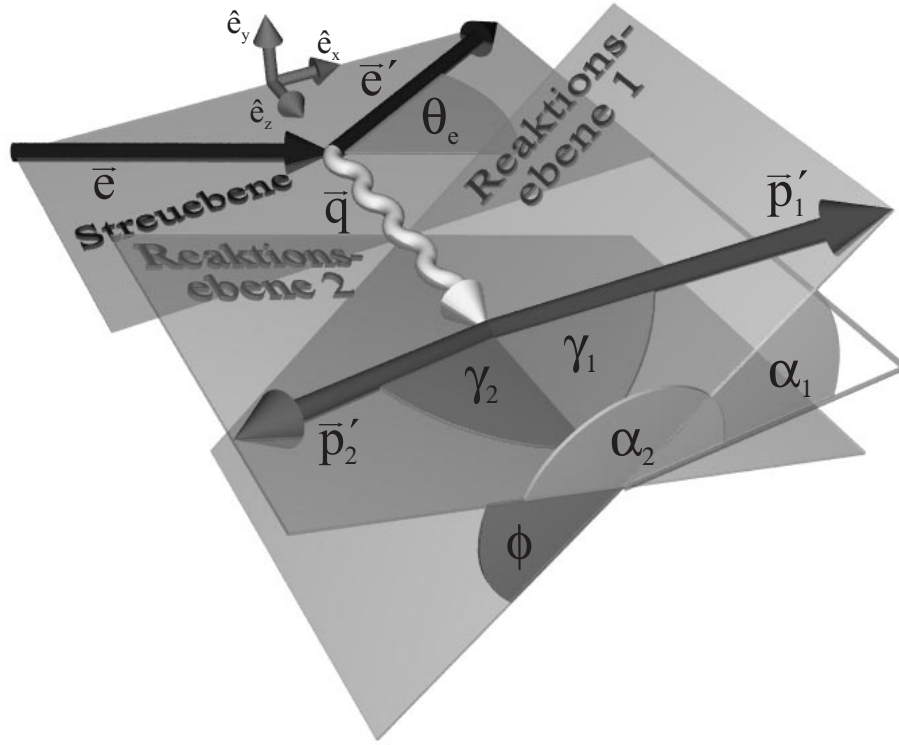


Abb. 2.1: Dreidimensionale Darstellung der Kinematik der exklusiven $(e, e'pp)$ -Reaktion. Die Streuebene wird durch die Vektoren des einlaufenden und gestreuten Elektrons festgelegt. Die Reaktionsebenen werden durch die Impulsvektoren \vec{p}'_1 und \vec{p}'_2 der auslaufenden Protonen und den Impulsübertrag \vec{q} aufgespannt.

sich Impuls und Energie des Restkerns aus dem Energie- und Impulserhaltungssatz. In Analogie zu $(e, e'p)$ -Reaktionen lassen sich „missing momentum“ und „missing energy“ definieren als:

$$\vec{p}_m = \vec{q} - \vec{p}'_1 - \vec{p}'_2 = \vec{p}_{A-2} \quad \text{und} \quad (2.5)$$

$$E_m = \omega - T'_1 - T'_2 - T_{rec}. \quad (2.6)$$

Der Impuls des Restkerns \vec{p}_{A-2} ist identisch mit dem fehlenden Impuls \vec{p}_m . Die kinetische Energie T_{rec} des Rückstoßkerns lässt sich aus dessen Impuls berechnen:

$$T_{rec} = \sqrt{p_{A-2}^2 + M_{A-2}^2} - M_{A-2}. \quad (2.7)$$

Die fehlende Energie E_m setzt sich zusammen aus der Separationsenergie S_{pp} , die zur Abtrennung zweier Nukleonen vom Zielkern benötigt wird, und einer möglichen Anregungsenergie E_x des Restkerns:

$$E_x = E_m - S_{pp}. \quad (2.8)$$

Die Zwei-Proton-Separationsenergie ist definiert als:

$$S_{pp} = M_{A-2} + 2m_p - M_A, \quad (2.9)$$

wobei M_A und M_{A-2} die Kernmassen des Ziel- und Restkerns und m_p die Masse eines Protons darstellen.

Unter der Annahme der Stoßnäherung mit ebenen Wellen (PWIA²), bei der die $(A-2)$ Nukleonen des Restkerns nur als Zuschauer an der Reaktion teilnehmen und die auslaufenden Teilchen durch ebene Wellen beschrieben werden, ist der Schwerpunktimпульs des Protonpaares vor der Reaktion gerade:

$$\vec{P} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 = -\vec{p}_{A-2} = -\vec{p}_m. \quad (2.10)$$

\vec{p}_1 und \vec{p}_2 sind die Anfangsimpulse der Protonen im Kern. Die Größe, mit der die kurzreichweitigen Korrelationen direkt zusammenhängen, ist der Relativimpuls der beiden Protonen im Anfangszustand $\vec{p}_{rel} = \frac{1}{2}(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)$ (siehe Abschnitt 2.3.1). Allerdings können die Anfangsimpulse der Protonen, und somit auch der Relativimpuls, nicht eindeutig aus den gemessenen Größen \vec{p}'_1 , \vec{p}'_2 und \vec{q} bestimmt werden. Da man nicht entscheiden kann, welches Proton das virtuelle Photon absorbiert hat, erhält man zwei mögliche Lösungen für den Relativimpuls:

$$\vec{p}_{rel} = \begin{cases} \vec{p}_{rel,1} = \frac{1}{2}((\vec{p}'_1 - \vec{q}) - \vec{p}'_2) \\ \vec{p}_{rel,2} = \frac{1}{2}(\vec{p}'_1 - (\vec{p}'_2 - \vec{q})) \end{cases}. \quad (2.11)$$

Die beiden Lösungen $\vec{p}_{rel,1}$ bzw. $\vec{p}_{rel,2}$ beziehen sich jeweils auf den Fall, daß das virtuelle Photon an Proton #1 bzw. an Proton #2 koppelt.

2.3 Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnittes

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der exklusiven $(e, e'pp)$ -Reaktion mit unpolarisierten Elektronen wird in einem theoretischen Rahmen berechnet, der von der Gruppe in Pavia entwickelt wurde [Gi98a]. Unter der Annahme, daß nur ein Photon zwischen dem Elektron und dem Zielkern ausgetauscht wird, läßt sich der neunfach differentielle Wirkungsquerschnitt durch die Kontraktion eines Leptontensors $L_{\mu\nu}$ mit einem Hadrontensor $H^{\mu\nu}$ ausdrücken [Giu91]:

$$\frac{d^9\sigma}{dE'_e d\Omega'_e dE'_1 d\Omega'_1 dE'_2 d\Omega'_2} = p'_1 p'_2 E'_1 E'_2 \frac{\alpha^2}{Q^4} \frac{E'_e}{E_e} L_{\mu\nu} H^{\mu\nu}. \quad (2.12)$$

Hierbei ist die Hyperfein-Konstante $\alpha = e^2/4\pi \approx 1/137$. Der Leptontensor beschreibt den Teil der Wechselwirkung, an dem das Elektron teilnimmt. Die Wechselwirkung zwischen Photon und Kern ist im Hadrontensor enthalten. Dabei spielen sowohl die Kernstruktur als auch die Mechanismen zur Absorption des virtuellen Photons eine Rolle.

²PWIA: **P**lane **W**ave **I**mpulse **A**pproximation

Der Hadrontensor kann geschrieben werden als [Giu91, Giu92]:

$$H^{\mu\nu} = \overline{\sum}_{if} J^\mu(\vec{q}) J^{\nu*}(\vec{q}) \delta(E_i - E_f), \quad (2.13)$$

wobei man über die Anfangszustände mittelt und die Endzustände summiert. Die Amplitude $J^\mu(\vec{q})$ stellt die Fouriertransformierte des Kern-Stromdichte-Operators für den Übergang zwischen einem Anfangszustand $|\Psi_i\rangle$ und einem Endzustand $|\Psi_f\rangle$ dar. Sie ist definiert als:

$$J^\mu(\vec{q}) = \int \langle \Psi_f | J^\mu(\vec{r}) | \Psi_i \rangle e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} d\vec{r}. \quad (2.14)$$

Wenn die Wechselwirkung des Photons nur mit den beiden herausgeschlagenen Protonen stattgefunden hat, die $(A-2)$ Nukleonen des Restkerns also nur als Zuschauer beteiligt waren, und sich der Restkern in einem diskreten Endzustand $|\Phi_{JM}\rangle$ befindet, geht Gleichung (2.14) über in [Giu97]:

$$J^\mu(\vec{q}) = \int \psi_f^*(\vec{r}_1\vec{\sigma}_1, \vec{r}_2\vec{\sigma}_2) J^\mu(\vec{r}, \vec{r}_1\vec{\sigma}_1, \vec{r}_2\vec{\sigma}_2) \times \psi_i(\vec{r}_1\vec{\sigma}_1, \vec{r}_2\vec{\sigma}_2) e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} d\vec{r} d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 d\vec{\sigma}_1 d\vec{\sigma}_2. \quad (2.15)$$

Hierbei stehen die \vec{r}_i und $\vec{\sigma}_i$ für die Orts- und Spinvektoren der Nukleonen i . In dieser Gleichung sind drei verschiedene Terme enthalten:

- $\psi_i(\vec{r}_1\vec{\sigma}_1, \vec{r}_2\vec{\sigma}_2)$ ist das Zwei-Nukleon Überlapp-Integral, das die Information über die Kernstruktur enthält. Es beschreibt die Wahrscheinlichkeitsamplitude zur Entfernung von zwei Nukleonen aus dem Zielkern unter der Voraussetzung, daß sich der Restkern in einem diskreten Endzustand $|\Phi_{JM}\rangle$ befindet.
- $J^\mu(\vec{r}, \vec{r}_1\vec{\sigma}_1, \vec{r}_2\vec{\sigma}_2)$ repräsentiert den Kern-Strom, und
- $\psi_f(\vec{r}_1\vec{\sigma}_1, \vec{r}_2\vec{\sigma}_2)$ stellt die Endzustands-Wellenfunktion der beiden auslaufenden Nukleonen dar.

Auf diese drei Terme wird in den Abschnitten 2.3.1, 2.3.2 und 2.3.3 näher eingegangen.

Den Wirkungsquerschnitt für den Übergang zu einem diskreten Endzustand $|\Phi_{JM}\rangle$ erhält man durch Integration von Gleichung (2.12) über die Energie eines der auslaufenden Protonen (E'_2). Diesen achtfach differentiellen Wirkungsquerschnitt kann man durch eine Linearkombination von sechs unabhängigen Strukturfunktionen $f_{\lambda\lambda'}$ ausdrücken [Giu91, Bof96]:

$$\begin{aligned} \frac{d^8\sigma}{dE'_e d\Omega'_e dE'_1 d\Omega'_1 d\Omega'_2} &= \frac{2\pi^2\alpha}{q} \Gamma_V \Omega_f f_{rec} \left[2\epsilon_L f_{00} + f_{11} \right. \\ &\quad \left. + \sqrt{\epsilon_L(1+\epsilon)} (f_{01} \cos \alpha_1 + \overline{f}_{01} \sin \alpha_1) \right. \\ &\quad \left. - \epsilon (f_{1-1} \cos 2\alpha_1 + \overline{f}_{1-1} \sin 2\alpha_1) \right]. \quad (2.16) \end{aligned}$$

Der virtuelle Photonenfluß Γ_V , der Phasenraumfaktor Ω_f , der Rückstoßfaktor f_{rec} , die Polarisation des virtuellen Photons ϵ und die longitudinale Komponente der Photonpolarisation ϵ_L sind folgendermaßen definiert:

$$\Gamma_V = \frac{e^2 p'_e q}{8\pi^3 p_e q_\mu^2 \epsilon - 1} \quad (2.17)$$

$$\Omega_f = p'_1 E'_1 p'_2 e'_2 \quad (2.18)$$

$$f_{rec} = \left(1 - \frac{E'_2}{E'_{A-2}} \frac{\vec{p}'_2 \cdot \vec{p}_{A-2}}{p'^2_2} \right)^{-1} \quad (2.19)$$

$$\epsilon = \left(1 - 2 \frac{q^2}{q_\mu^2} \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right)^{-1} \quad (2.20)$$

$$\epsilon_L = -\frac{q_\mu^2}{q^2} \epsilon \quad (2.21)$$

Die Strukturfunktionen $f_{\lambda\lambda'}$ beschreiben die Antwort des Kerns auf die longitudinalen ($\lambda = 0$) und transversalen ($\lambda = \pm 1$) Komponenten der elektromagnetischen Wechselwirkung. Sie resultieren aus Kombinationen der Komponenten des Hadrontensors und hängen nur von den Größen ω , q , p'_1 , p'_2 , den Polarwinkeln γ_1 und γ_2 der beiden Protonen und dem Winkel γ_{12} zwischen \vec{p}'_1 und \vec{p}'_2 ab [Giu91, Bof96].

2.3.1 Das Zwei-Nukleon Überlapp-Integral

Das Zwei-Nukleon Überlapp-Integral ist definiert als:

$$\psi_i(\vec{r}_1 \vec{\sigma}_1, \vec{r}_2 \vec{\sigma}_2) = \langle \Phi_{JM} \vec{r}_1 \vec{\sigma}_1 \vec{r}_2 \vec{\sigma}_2 | \Psi_i \rangle \quad (2.22)$$

und enthält die Information über die Struktur des Kerns. Der Restkern befindet sich in seinem Grundzustand oder einem energetisch niedrig liegendem angeregten Zustand $|\Phi_{JM}\rangle$ mit Drehimpuls-Quantenzahlen J und Projektion M . Gleichung (2.22) wird nun in einem Referenzsystem ausgewertet, das auf der Relativbewegung der Protonen und der Schwerpunktsbewegung des Paares basiert. Die Koordinaten in diesem System sind $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$ und $\vec{R} = \frac{1}{2}(\vec{r}_1 + \vec{r}_2)$. Das Überlapp-Integral kann dann ausgedrückt werden durch [Gi98a]:

$$\psi_i(\vec{r}_1 \vec{\sigma}_1, \vec{r}_2 \vec{\sigma}_2) = \sum_{nljSNL} c_{nljSNL}^i \phi_{nlSj}(r) R_{NL}(R) \left[\mathcal{F}_{lS}^j(\Omega_r, \sigma_1, \sigma_2) Y_L(\Omega_R) \right]^{JM}. \quad (2.23)$$

Die Summation wird über die möglichen Spins des Protonpaares, sowie über die Quantenzahlen der Relativ- (n, l) und Schwerpunktsbewegung (N, L) durchgeführt. Dabei sind die Quantenzahlen der Relativkoordinaten in Kleinbuchstaben und die der Schwerpunktskoordinaten in Großbuchstaben angegeben.

L	J^π			
	0_1^+	2^+	1^+	0_2^+
0	•			•
1	○	○	○	○
2		•		

Tab. 2.1: Zusammenhang zwischen den Drehimpulsen der Relativbewegung l und der Schwerpunktsbewegung L mit dem Gesamtdrehimpuls J (für die niedrigsten angeregten Zustände in ^{14}C , $J \leq 2$). Das Herausschlagen zweier Protonen in einem relativen ($l = 0$)- oder ($l = 1$)-Zustand ist durch einen schwarzen oder weißen Punkt gekennzeichnet.

Die radiale Wellenfunktion der Schwerpunktsbewegung R_{NL} wird mit harmonischen Oszillator-Wellenfunktionen erzeugt. Aus der Summe von harmonischen Oszillator-Wellenfunktionen und sogenannten Defektfunktionen erhält man die radiale Wellenfunktion der Relativbewegung:

$$\phi_{nlS_j}(r) = R_{nl}(r) + D_{lS_j}(r). \quad (2.24)$$

Der Effekt der kurzreichweitigen Korrelationen wird durch diese Defektfunktionen D_{lS_j} in das Modell eingebracht [Ge96b].

Der Ausdruck in den eckigen Klammern in Gleichung (2.23) stellt eine Drehimpulskopplung der Bahndrehimpuls- und Spin-Wellenfunktion \mathcal{F}_{lS}^j der Relativbewegung mit der sphärischen Harmonischen Y_L der Schwerpunktskoordinate zu den Gesamtdrehimpuls-Quantenzahlen JM dar.

Die Koeffizienten c_{nljSNL}^i beschreiben die Kern-Struktur. Im Schalenmodell unabhängiger Teilchen (IPSM) werden nur die $1s_{\frac{1}{2}}$, $1p_{\frac{1}{2}}$ und $1p_{\frac{3}{2}}$ Schalen des ^{16}O -Kerns besetzt. Beim Herausschlagen zweier Protonen aus den äußeren Schalen ($1p_{\frac{1}{2}}$ und $1p_{\frac{3}{2}}$) bleibt der ^{14}C -Restkern im Grundzustand oder einem niedrig angeregten Zustand. Dieser Endzustand wird charakterisiert durch seinen Bahndrehimpuls und die Parität J^π . In [Ge96b] wurde gezeigt, daß für diese Übergänge ($J \leq 2$) die Drehimpulse der Schwerpunkts- (L) und der Relativbewegung (l) auf eine besondere Weise koppeln. Für ein Proton-Paar in einem ($l = 0$)-Zustand (1S_0) ist der Bahndrehimpuls der Schwerpunktsbewegung $L = 0$ oder $L = 2$, und immer gleich dem Gesamtdrehimpuls: $L = J$. Wenn das Paar in einem ($l = 1$)-Zustand ist (3P), ist der Schwerpunktsdrehimpuls immer $L = 1$. In Tab. 2.1 ist der Zusammenhang der Relativ- und Schwerpunktsdrehimpulse des Paares mit dem Gesamtdrehimpuls der niedrigsten angeregten 0^+ , 1^+ und 2^+ Zustände in ^{14}C zusammengefaßt.

Bei der Berechnung der Koeffizienten c_{nljSNL}^i wurden Beiträge aus einem großen Schalenmodell-Raum berücksichtigt, ausgehend von der $1s$ bis zur $2p1f$ Schale. Aufgrund von Teilchen-Loch Anregungen werden die Zustände unterhalb der Fermi-Energie teilweise entvölkert, die oberhalb der Fermi-Kante teilweise aufgefüllt. Diese Rechnungen können aber das Anregungsenergie-Spektrum von ^{14}C im Detail nicht reproduzieren (siehe Tab. 2.2). Neben den abweichenden Anregungsenergien sagt die Rechnung nur einen 2^+ Zustand unterhalb von 10 MeV voraus. Die beiden experimentell bestimmten 2^+ Zustände bei 7.01 und 8.32 MeV sind aber schon

J^π	E_x^{calc} (MeV)	Hauptkonfigurationen	E_x^{exp} (MeV)
0^+	0	$0.77 \cdot (p_{\frac{1}{2}})^{-2}, 0.18 \cdot (p_{\frac{3}{2}})^{-2}$	0
2^+	5.87	$-0.77 \cdot (p_{\frac{1}{2}}p_{\frac{3}{2}})^{-1}, 0.11 \cdot (p_{\frac{3}{2}})^{-2}$	7.01/8.32
1^+	7.19	$0.76 \cdot (p_{\frac{1}{2}}p_{\frac{3}{2}})^{-1}$	11.31
0^+	12.00	$0.15 \cdot (p_{\frac{1}{2}})^{-2}, -0.76 \cdot (p_{\frac{3}{2}})^{-2}$	9.75
2^+	13.14	$0.10 \cdot (p_{\frac{1}{2}}p_{\frac{3}{2}})^{-1}, 0.76 \cdot (p_{\frac{3}{2}})^{-2}$	

Tab. 2.2: Berechnete Anregungsenergien von ^{14}C bei Entfernung von zwei Protonen aus ^{16}O . Die hauptsächlich beitragenden 2-Loch-Konfigurationen und die resultierenden Anregungsenergien E_x^{calc} in ^{14}C sind aus [Ge96b], die experimentellen Energien aus [Ajz91].

durch die Zwei-Proton „pickup“ Reaktion $^{16}\text{O}(^6\text{Li}, ^8\text{B})^{14}\text{C}$ [Wei76] und die Reaktion $^{16}\text{O}(p, t)^{14}\text{O}$ [Fle71], die zu den isobaren analogen Zuständen führen, als stark populiert bekannt. Die Konsequenzen, die diese Tatsache für die Interpretation des gemessenen Wirkungsquerschnittes der beiden 2^+ Zustände hat, werden in Abschnitt 6.2.3 diskutiert.

2.3.2 Beiträge zum Kern-Stromdichte-Operator

Die verschiedenen Reaktionsmechanismen, die zum Herausschlagen zweier Protonen aus dem Kern führen, sind in Abb. 2.2 dargestellt. Sie werden im Kern-Stromdichte-Operator berücksichtigt, der als Summe von Ein-Körper- und Zwei-Körper-Beiträgen geschrieben werden kann:

$$J^\mu(\vec{r}, \vec{r}_1\vec{\sigma}_1, \vec{r}_2\vec{\sigma}_2) = \underbrace{J_1^\mu(\vec{r}, \vec{r}_1\vec{\sigma}_1)}_{\text{Ein-Körper}} + \underbrace{J_2^\mu(\vec{r}, \vec{r}_1\vec{\sigma}_1, \vec{r}_2\vec{\sigma}_2)}_{\text{Zwei-Körper}}. \quad (2.25)$$

Der Ein-Körper-Anteil des Kern-Stroms beschreibt die Kopplung des virtuellen Photons an eines der beiden Nukleonen. Nur wenn die beiden Nukleonen korreliert waren, kann der Ein-Körper-Anteil zur $(e, e'pp)$ -Reaktion beitragen. Abb. 2.2(a) stellt die Emission von zwei korrelierten Nukleonen über den Ein-Körper-Strom dar. Dieser beinhaltet Coulomb-, Konvektions- und Spin-Terme [Giu97], und trägt sowohl zur longitudinalen und transversalen Strukturfunktion, als auch zu den Interferenz-Termen bei.

Der Hauptbeitrag des Zwei-Körper-Stroms zum Wirkungsquerschnitt rührt von Δ -isobaren Konfigurationen im Zwischenzustand her [Giu97, Ryc97]. Der resultierende Strom J_Δ ist rein transversal und wird durch zwei Prozesse erzeugt: die Anregung eines Δ durch das virtuelle Photon und der nachfolgende Zerfall über $\Delta N \rightarrow NN$ und der zeitlich rückwärts laufende Prozeß [Wil97]. Diese Prozesse sind in Abb. 2.2(b) und Abb. 2.2(c) dargestellt. Für zwei Protonen in einem relativen 1S_0 Zustand ist der Übergang über den M1-Multipol, der in der Deuteron-Elektrodisintegration dominant ist und somit zur Emission eines 3S_1 pn -Paares in komplexen Kernen führt, verboten. Die Δ -Anregung kann in diesem Fall nur über nicht-resonante Multipole (E1, E2 und M2) stattfinden [Wil96].

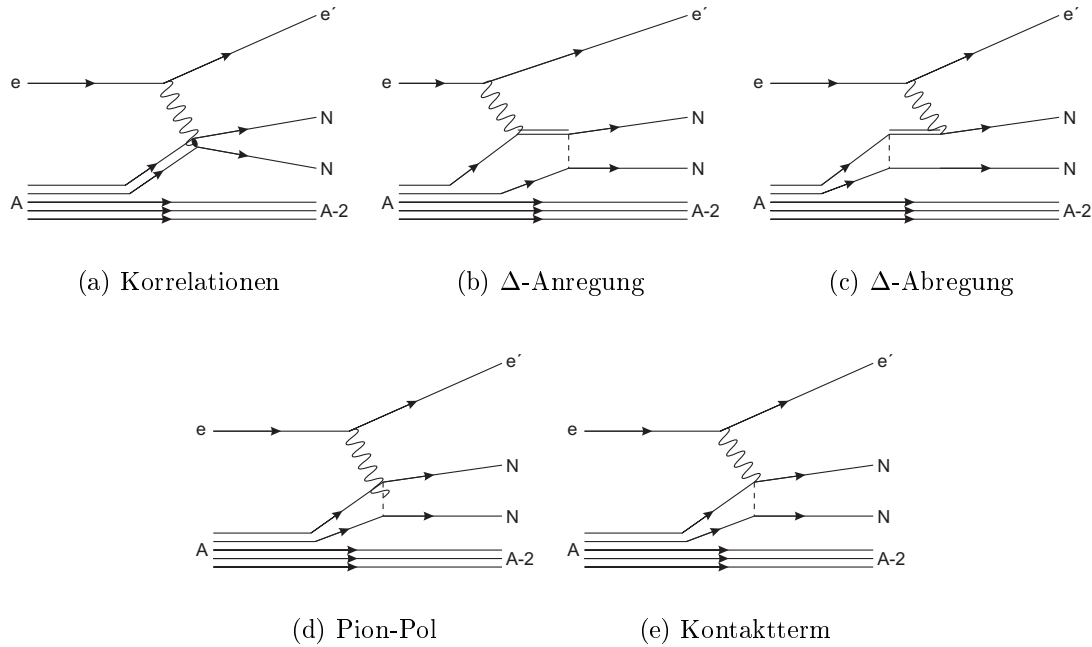


Abb. 2.2: Diagramme der wichtigsten Reaktionsmechanismen, die zu einem Herausschlagen von zwei Nucleonen aus dem Kern führen.

Der zweite Beitrag zum Zwei-Körper-Strom betrifft den Austausch von Mesonen (MEC). Die zugehörigen Terme sind in Abb. 2.2(d) und Abb. 2.2(e) dargestellt. Der Beitrag der MEC ist auch rein transversal, aber in nicht-relativistischer Näherung unterdrückt, wenn zwei gleichartige Nucleonen (z.B. zwei Protonen) an der Reaktion beteiligt sind, da dann ein ungeladenes Meson ausgetauscht werden muß.

2.3.3 Die Wellenfunktion des Endzustandes

In der Stoßnäherung mit ebenen (PWIA) und verzerrten Wellen (DWIA³) erhält man die Wellenfunktion des Endzustandes der beiden herausgeschlagenen Nucleonen durch den Überlapp zwischen dem diskreten Endzustand des Restkerns und der Endzustands-Wellenfunktion [Giu91]:

$$\psi_f^*(\vec{r}_1\vec{\sigma}_1, \vec{r}_2\vec{\sigma}_2) = \langle \Psi_f | \vec{r}_1\vec{\sigma}_1 \vec{r}_2\vec{\sigma}_2 \Phi_{JM} \rangle. \quad (2.26)$$

Die Wellenfunktionen der auslaufenden Nucleonen wird durch eine Endzustands-Wechselwirkung (FSI⁴) verzerrt. Dabei spielt neben der Wechselwirkung mit den Nucleonen des Restkerns auch die Wechselwirkung der beiden Nucleonen untereinander eine Rolle. Im Rahmen des hier beschriebenen Modells wird die Wechselwirkung der Nucleonen untereinander vernachlässigt [Giu91]. Die Wechselwirkungen mit den Nucleonen des Restkerns werden durch die Verwendung zweier ungekoppelter verzerrter Einteilchen-Wellenfunktionen für die Endzustands-Wellenfunktionen

³DWIA: **D**istorted **W**ave **I**mpulse **A**pproximation

⁴FSI: **F**inal **S**tate **I**nteraction

der auslaufenden Nukleonen berücksichtigt. Die verzerrten Wellenfunktionen erhält man durch die Verwendung eines optischen Modells. Die Parametrisierung des optischen Potentials wurde anhand [Nad81] erstellt.

Bei der Verwendung eines optischen Potentials werden Ladungs-Austausch Prozesse nicht berücksichtigt. Da der Wirkungsquerschnitt für das Herausschlagen eines pn -Paares deutlich größer ist als der eines pp -Paares, könnte über einen zweistufigen Prozeß⁵ ein Beitrag zum pp -Kanal zustande kommen. Der Beitrag dieses Prozesses wurde in [Giu95] für ein pn -Paar in einem 1S_0 Zustand unter Verwendung des Lane-Modells [Lan62] untersucht. Dabei zeigte sich, daß der Beitrag zum effektiven $(e, e'pp)$ -Wirkungsquerschnitt vernachlässigbar ist, solange die Anregungsenergie des Restkerns klein ist.

Einen experimentellen Nachweis für diese Vermutung findet man in [Mac98]. Dort werden die Verteilungen der gemessenen Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen (γ, pn) und (γ, pp) in Abhängigkeit des Winkels zwischen dem Photon und dem Proton, das in Vorwärtsrichtung emittiert wurde, präsentiert. Falls der (γ, pn) -Kanal einen starken Beitrag zum effektiven (γ, pp) -Kanal über die Ladungs-Austausch Reaktion erzeugen würde, müßten die beiden Verteilungen einen ähnlichen Verlauf zeigen. Die großen Differenzen zwischen diesen Verteilungen, in Bezug auf deren Verlauf, führen jedoch zu der Überzeugung, daß der Anteil aus der (γ, pn) -Reaktion nur wenig zum (γ, pp) -Wirkungsquerschnitt beiträgt.

Der Anteil am $(e, e'pp)$ -Wirkungsquerschnitt aus Ladungs-Austausch Reaktionen sollte noch geringer sein, da die relativen Beiträge des Ein-Körper-Stroms, als Ergebnis der SRC, bei Reaktionen mit virtuellen Photonen größer sind als bei Reaktionen mit reellen Photonen. Die reellen Photonen sind rein transversal polarisiert und liefern deswegen keinen Beitrag im longitudinalen Kanal.

2.4 Ein Ansatz für einen faktorisierten Wirkungsquerschnitt

In [Ryc96] wurde versucht, den Wirkungsquerschnitt der $(e, e'pp)$ -Reaktion in einer einfachen, faktorisierten Form anzugeben. Dies hat den Vorteil, daß man eine schnelle Möglichkeit bekommt, die kinematischen Konditionen einer Messung zu optimieren, in Hinblick auf die sensitivsten Bereiche in den Verteilungen des Wirkungsquerschnittes. Dabei wird die faktorisierte Form des Wirkungsquerschnittes nur eine Näherung darstellen. Wie gut diese Näherung sein kann wurde in [Ryc92] untersucht. Bei hohen Energieüberträgen ($\omega > 150$ MeV) und mittleren bis hohen Impulsüberträgen stellt die faktorisierte Form eine ausreichend gute Näherung dar.

Um zur faktorisierten Form des Wirkungsquerschnittes zu gelangen sind einige Annahmen notwendig. Man arbeitet mit ebenen Wellen für die auslaufenden Nukleonen. Außerdem wird angenommen, daß der Restkern nur als Zuschauer an der Reaktion

⁵Herausschlagen eines pn -Paares und nachfolgende Ladungs-Austausch Reaktion (n, p)

beteiligt ist. Die wichtigste Annahme bei $(e, e'pp)$ -Reaktionen ist, daß die beiden Nukleonen im Eingangskanal keinen Impuls austauschen. Diese Annahme geht auf das „quasi-Deuteron Modell“ zurück, bei dem sich die beiden Nukleonen eines Dinukleons hauptsächlich in einem relativen S Zustand befinden [Ryc92].

Unter Anwendung der obigen Annahmen erhält man die faktorisierte Form des Wirkungsquerschnittes [Ryc96]:

$$\frac{d^8\sigma}{dE'_e d\Omega'_e d\Omega'_1 dT_2 d\Omega'_2} = E_1 p_1 E_2 p_2 \sigma_{epp}(p_{rel,1}, p_{rel,2}, q) F_{h_1, h_2}(P), \quad (2.27)$$

wobei $F_{h_1, h_2}(P)$ die Wahrscheinlichkeit darstellt, ein Nukleonen-Paar in den Einteilchen-Zuständen $h_1(n_1 l_1)$ und $h_2(n_2 l_2)$ mit einem Schwerpunktsimpuls \vec{P} zu finden. Im Modell unabhängiger Teilchen (IPM) hat $F_{h_1, h_2}(P)$ folgende Form:

$$F_{h_1, h_2}(P) = \sum_{m_1, m_2} \left| \int d\vec{R} e^{i\vec{P}\cdot\vec{R}} \phi_{n_1 l_1 m_1}(\vec{R}) \phi_{n_2 l_2 m_2}(\vec{R}) \right|^2, \quad (2.28)$$

mit ϕ_{nlm} als den Einteilchen-Wellenfunktionen mit den Quantenzahlen (nlm) .

Der elementare Wirkungsquerschnitt σ_{epp} ist äquivalent zum elementaren Wirkungsquerschnitt σ_{ep} bei $(e, e'p)$ -Reaktionen zu sehen und beschreibt die Physik der Absorption eines virtuellen Photons an einem Diproton im nuklearen Medium des Zielkerns. Im allgemeinen hängt σ_{epp} von den Photoabsorbtionsmechanismen und der Relativbewegung des Paares ab. Der Effekt der kurzreichweitigen Korrelationen wird bei der Berechnung von σ_{epp} in das Modell eingebracht. Dabei wird die unkorrelierte Wellenfunktion des Zielkerns im IPM ψ_i mit einem Operator F verknüpft:

$$\Psi_i(1, 2, \dots, A) = F(1, 2, \dots, A) \psi_i(1, 2, \dots, A). \quad (2.29)$$

Im Allgemeinen hat der Operator F viele Komponenten, die die volle Komplexität der Nukleon-Nukleon Wechselwirkung reflektieren. Die Hauptbeiträge der Korrelationseffekte werden durch folgende Form des Operators F berücksichtigt [Pie92, Ben93]:

$$F(1, 2, \dots, A) = \mathcal{S} \prod_{i < j=1}^A [f_C(r_{ij}) + (f_{\sigma\tau}(r_{ij}) \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j + f_{t\tau}(r_{ij}) S_{ij}) \vec{\tau}_i \cdot \vec{\tau}_j]. \quad (2.30)$$

Der erste Term beschreibt die zentralen SRC (Jastrow-Korrelationen), die anderen beiden induzieren Spin-Spin- ($\vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j$) und Tensor-Korrelationen (S_{ij}). Bei dieser Methode wird auf die Technik der korrelierten Basisfunktionen (CBF⁶) [Fan87] zurückgegriffen.

Man kann nun die sogenannten „single-pair approximation“ (SPA) [Bru54] anwenden. Hierbei werden nur Terme berücksichtigt, die in 1. Ordnung in $g \equiv 1 - f_C$, $f_{\sigma\tau}$ oder $f_{t\tau}$ sind, und die die Koordinaten der beiden aktiven Nukleonen enthalten.

⁶CBF: Correlated Basis Function

Physikalisch gesehen ist die SPA äquivalent dazu, daß die relative Wellenfunktion des aktiven Paares im IPM mit dem Korrelationsoperator aus Gleichung (2.30) multipliziert wird. Als Ergebnis erhält man dann folgende allgemeine Form für σ_{epp} :

$$\sigma_{epp} = \sigma_M f_{rec}^{-1} \left[\frac{q_\mu^4}{q^4} w_L + \left(\frac{-q_\mu^2}{2q^2} + \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right) w_T + \frac{q_\mu^2}{2q^2} w_{TT} + \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{q_\mu^2}{q^3} (\epsilon + \epsilon') \tan \frac{\theta_e}{2} w_{LT} \right], \quad (2.31)$$

wobei f_{rec} den Rückstoßfaktor und σ_M den Mott'schen Wirkungsquerschnitt darstellt. Die vier Strukturfunktionen w_L , w_T , w_{LT} und w_{TT} hängen vom Stromoperator und dem Korrelationsoperator ab. Sie lassen sich auch in einer analytischen Form angeben [Ryc96].

Man sieht, daß σ_{epp} in Gleichung (2.31) die gleiche Form aufweist, wie σ_{ep} im Fall der ($e, e'p$)-Reaktion. Die Bedeutung ist allerdings sehr unterschiedlich. σ_{ep} enthält die Informationen der Elektronenstreuung an einem gebundenen („off-shell“) Nukleon. Im quasielastischen Fall ist der Streuprozeß somit hauptsächlich sensitiv auf die Einkörper Aspekte des Zielkerns. Bei der ($e, e'pp$)-Reaktion liegt die Sache völlig anders. σ_{epp} enthält die Informationen zu den Zwei-Körper Aspekten des Kernverbundes.

In [Ryc97] wurde das Modell erweitert. Es geht von dem separierten Ansatz wieder ab und basiert auf einem mikroskopischen Modell mit nichtrelativistischen Rechnungen mit verzerrten Wellen in einem Schalenmodell-Rahmen. Der diskrete Endzustand des Restkerns wird als Linearkombination von 2-Loch-Zuständen relativ zum Grundzustand des Zielkerns dargestellt. Die Endzustandswechselwirkung für die auslaufenden Protonen wird durch eine Partialwellenentwicklung bezüglich den Eigenfunktionen des Kontinuums des mittleren Kernpotentials berücksichtigt. Die Δ -isobaren Ströme werden nach [Van94] behandelt. Dabei wird das Δ dynamisch behandelt und Mediumeffekte werden berücksichtigt. Die Informationen zur Kernstruktur wurden mit den Spektralfunktionen aus [Ge96b] berücksichtigt. Die Grundzustands- sowie die Endzustands-Korrelationen werden durch ein zentrale Jastrow-Korrelationsfunktion $g(r_{12})$ eingeführt, die das Ergebnis einer G-Matrix-Rechnung aus [Gea94] ist. Mit diesem Modell wurden die Rechnungen durchgeführt, die in Kapitel 6 beim Vergleich mit den experimentellen Wirkungsquerschnitten als Gent-Modell dargestellt sind.

2.5 Auswahl der Reaktionskinematik

Wie in Abschnitt 2.3.2 gezeigt wurde, tragen verschiedene Prozesse zur Emission zweier Nukleonen aus dem Kern durch Elektronenstreuung bei. Die wichtigsten sind die Emission eines korrelierten Paares und die Anregung der Δ -Resonanz gefolgt von der Reaktion $\Delta N \rightarrow NN$. Das Ziel des hier vorgestellten Experimentes ist, den Beitrag der kurzreichweitigen Korrelationen zum Wirkungsquerschnitt zu untersuchen. Bei der Auswahl der Reaktionskinematik muß man also darauf bedacht sein,

die anderen Beiträge zum Wirkungsquerschnitt zu unterdrücken, um den Anteil der SRC möglichst isoliert zu messen.

Das Hauptaugenmerk muß dabei auf dem Beitrag der Δ -Resonanz liegen, da dies unter bestimmten kinematischen Bedingungen der Hauptbeitrag zum Wirkungsquerschnitt sein wird:

- Durch die Auswahl der $(e, e'pp)$ -Reaktion werden die Beiträge der Meson-Austauschströme in erster Ordnung unterdrückt.
- Der Energieübertrag ω sollte unterhalb der optimalen Energie für die Δ -Anregung, die bei $\sqrt{(\vec{q} + \vec{p}_p)^2 + m_\Delta^2} - m_p$ liegt, gewählt werden. Für ein Proton, das in Ruhe ist, und einen Impulsübertrag von $q \approx 300$ MeV/c (siehe unten) ergibt sich $\omega \ll 330$ MeV.
- Der Beitrag der Δ -Resonanz aus $pp \rightarrow \Delta^+p \rightarrow pp$ wird unterdrückt, wenn sich die Protonen in einem 1S_0 Anfangszustand befunden haben [Lag91, Ond97, Ond98, Wil96].

Zusätzlich gibt es noch weitere Aspekte, die bei der Auswahl der Reaktionskinematik berücksichtigt werden müssen:

- Der Dreier-Impulsübertrag muß hoch genug sein, um das Herausschlagen zweier Protonen zu favorisieren, d.h. $q \geq 300$ MeV/c.
- Der Energieübertrag muß hoch genug sein, um zu gewährleisten, daß die kinetische Energie für beide Protonen zur Verfügung steht, und daß die Energie der Protonen über der Nachweisgrenze der Spektrometer liegt.
- Der Elektronenstreuwinkel sollte so klein wie möglich sein, um den Mott-Wirkungsquerschnitt und den Polarisationsparameter ϵ zu maximieren⁷.

Diese Überlegungen führten zu der Entscheidung, die $(e, e'pp)$ -Reaktion in der sogenannten „Dip“-Region unter Vorwärtselektronenstreuwinkeln zu untersuchen. Das bedeutet, daß der Energieübertrag größer als der Wert für den quasielastischen Pik aber doch deutlich kleiner als der Wert im Maximum der Δ -Resonanz ist.

In einem 4π -Pilotexperiment [Bl98b] haben wir die Winkelverteilung des Wirkungsquerschnittes der Reaktion $^{12}\text{C}(e, e'pp)$ untersucht. Die Ergebnisse zur Proton-Proton Winkel-Korrelationsfunktion sind in Abb. 2.3 dargestellt, wobei in dieser spezifischen Kinematik ein Proton in Richtung des Impulsübertrages \vec{q} und das zweite mit dem Winkel γ zum ersten emittiert wird. Die dargestellten Rechnungen basieren auf dem faktorisierten Modell aus Abschnitt 2.4. Es wurden jeweils verschiedene zentrale Korrelationsfunktionen verwendet, die sich in zwei Gruppen aufteilen: „hard-core“ (HC) und „soft-core“ (SC). Vom ersten Typ ist nur ein Beispiel gezeigt mit einem „hard-core“ von 0.6 fm [Ohm56]. Die zweite Kategorie enthält eine Korrelationsfunktion, die man ausgehend vom Argonne v_{14} Potential unter der Verwendung von „Variational Monte-Carlo“ (VMC) Methoden erhält [Pie92]. Eine zweite Korrelationsfunktion erhält man, wenn man der CBF-Methode folgt, und die „fermi

⁷ $\epsilon = 1$ entspricht maximaler longitudinaler Polarisation.

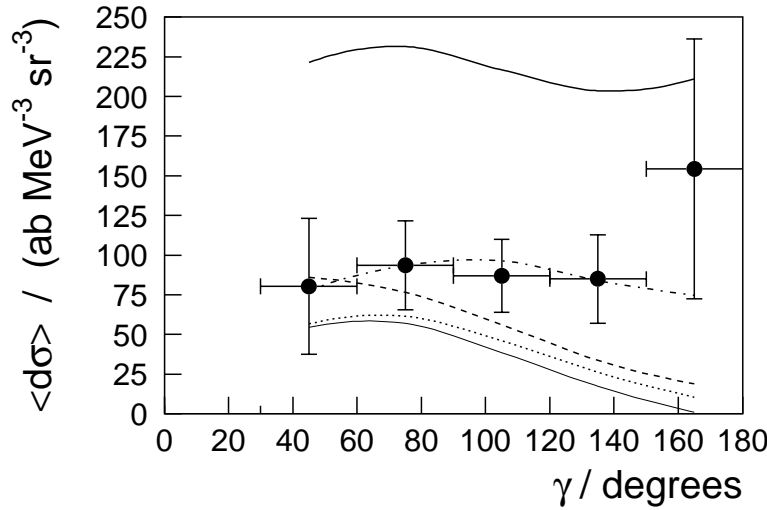


Abb. 2.3: Proton-Proton Winkel-Korrelationsfunktion der Reaktion $^{12}\text{C}(e, e'pp)$ für fehlende Energien $E_m \leq 70$ MeV. γ gibt den Winkel zwischen den beiden Protonen an, wobei eines in Richtung des Impulsübertrages \vec{q} emittiert wurde. Die Kurven repräsentieren Rechnungen mit verschiedenen Korrelationsfunktionen: HC (dicke durchgezogene Linie) [Ohm56], GM (strich-punkt-tierte Linie) [Gea94], VMC (gestrichelte Linie) [Pie92] und FHNC (gepunktete Linie) [Ari96]. Die unterste dünne Linie wurde unter der Annahme gerechnet, es gäbe keine SRC. Sie repräsentiert den Anteil der Δ -Resonanz. [Bl98b]

hypernetted-chain“-Technik (FHNC) anwendet [Ari96]. Als letztes ist eine Korrelationsfunktion (GM: G-Matrix) [Gea94] dargestellt, die das Resultat einer selbstkonsistenten Rechnung in Kernmaterie ist, wobei der Einfluß der Kernmaterie auf die Eigenschaften der Nukleonen mit einer Greens-Funktionen-Methode berücksichtigt wurde.

Abb. 2.3 zeigt deutlich, daß der Beitrag der Δ -Resonanz stark reduziert wird, falls eines der Protonen in Richtung des Impulsübertrages emittiert wird. In dem Fall der super-parallelen Kinematik, bei der das zweite Proton antiparallel zum Impulsübertrag⁸ emittiert wird, verschwindet dieser Beitrag sogar weitestgehend. Unter diesen kinematischen Bedingungen werden die Beiträge der isobaren Ströme stark unterdrückt, da der M_{1+} Multipol die Anregung des Δ im Paar dominiert und bei $\gamma = 180^\circ$ nicht beiträgt⁹.

Bei der Messung der $(e, e'pp)$ -Reaktion in dieser sogenannten super-parallelen Kinematik hat man weiterhin die Möglichkeit, eine Rosenbluth L/T-Separation durchzuführen [Giu91]. Dadurch wird die longitudinale Strukturfunktion zugänglich, die besonders sensitiv auf die SRC ist [Ge96b, Ge96a, Ryc96], und bei der die Beiträge der Δ -Resonanz völlig verschwinden.

In Abb. 2.4 ist die Kinematik dargestellt, die aufgrund der aufgeführten Überlegungen und der Randbedingungen, die durch die Meßapparatur (siehe Kapitel 3) vor-

⁸ $\gamma = 180^\circ$ in Abb. 2.3

⁹bei Vernachlässigung der Fermi-Bewegung

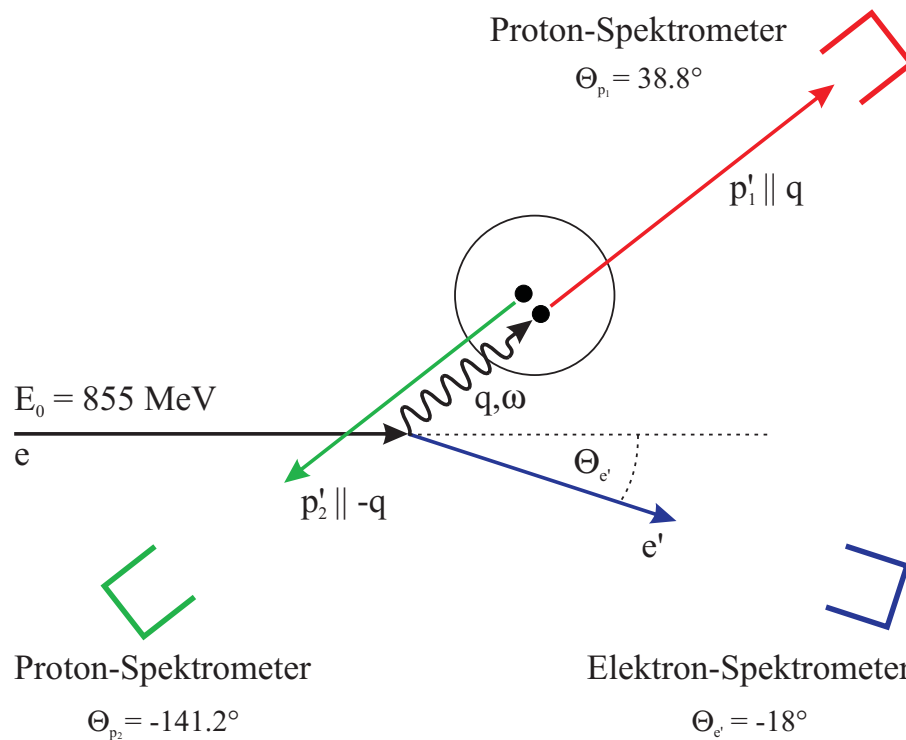


Abb. 2.4: Die super-parallele Kinematik der $(e, e'pp)$ -Reaktion. Die Reaktionsebenen der beiden Protonen liegen in der Streuebene. Das erste Proton wird in Richtung des Impulsübertrages \vec{q} nachgewiesen, das zweite Proton antiparallel dazu.

gegeben werden, ausgewählt wurde. Die Energie der einlaufenden Elektronen wurde zu $E_0 = 855 \text{ MeV}$ ¹⁰ festgelegt. Mit $q = 316 \text{ MeV}/c$, $\omega = 215 \text{ MeV}$ und $\theta_e = 18^\circ$ wurde eine Elektronenkinematik gewählt, die im Dip-Bereich liegt. Aufgrund des kleinen Streuwinkels ist der Mott-Wirkungsquerschnitt ausreichend groß, um moderate Koinzidenz-Zählraten zu erhalten. Durch eine geeignete Variation der Impulsakzeptanzen der beiden Protonen-Spektrometer kann der akzeptierte Bereich im fehlenden Impuls gewählt werden. Durch Messungen bei unterschiedlichen Einstellungen können Verteilungen im fehlenden Impuls für die verschiedenen Endzustände bestimmt werden.

Bei der Auswahl des Zielkerns der Reaktion und der Entscheidung für ^{16}O spielten vor allem zwei Gründe eine Rolle:

1. Das Anregungsenergiespektrum des ^{14}C Restkerns enthält nur wenige niedrig angeregte Zustände. Deren Abstand zueinander ist groß genug, um sie in einer Messung voneinander trennen zu können. Dies ermöglicht die selektive Untersuchung von Anregungen zu verschiedenen Endzuständen.
2. ^{16}O ist ein doppelt magischer Kern, d.h. die Schalen der Protonen und Neutronen sind abgeschlossen. Dies erleichtert die Beschreibung der Kernstruktur mit theoretischen Modellen.

¹⁰Maximalenergie des Beschleunigers

Außerdem wurden in [Ge96b] die 2-Loch-Spektralfunktionen für den ^{16}O -Kern berechnet. Diese bilden die Grundlagen der in den Abschnitten 2.3 und 2.4 vorgestellten Modelle.

Kapitel 3

Apparativer Aufbau

Die Durchführung des in Abschnitt 2.5 vorgestellten Experimentes stellt hohe Anforderungen an den apparativen Aufbau.

- Die Messung von sehr kleinen Wirkungsquerschnitten in einer Dreifach-Koinzidenz, erfordert einen Dauerstrichelektronenbeschleuniger mit hoher Stromstärke.
- Zur Trennung der einzelnen 2-Loch-Endzustände im Anregungsenergiespektrum braucht man ein Detektorsystem mit hoher Auflösung.
- Da als Targetmaterial ^{16}O ausgewählt wurde, muß eine geeignete Targetkonstruktion zur Verfügung stehen.

Am Institut für Kernphysik der Universität Mainz wurde in den letzten Jahren eine Anlage entwickelt, aufgebaut und in Betrieb genommen, die obige Anforderungen erfüllt und somit die Durchführung derartiger Experimente erstmalig ermöglicht. Im weiteren werden die einzelnen Komponenten dieser Anlage (Beschleuniger, Detektorsystem und Target) kurz vorgestellt.

3.1 Das Mainzer Mikrotron

Das Mainzer Mikrotron (MAMI) ist ein Dauerstrichelektronenbeschleuniger, der nach dem Prinzip des Rennbahnmikrotrons [Jah92] aufgebaut ist. Der Beschleuniger ist in der Lage, einen kontinuierlichen Elektronenstrahl mit einer Energie von maximal 881 MeV zu liefern. Dabei werden Stromstärken bis zu 110 μA erreicht.

Tatsächlich liefert der Beschleuniger keinen Gleichstrom. Der Elektronenstrahl weist eine Mikrostruktur von 2.5 GHz auf. Die Elektronen kommen in kleinen Paketen am Target an. Der zeitliche Abstand von zwei solchen Paketen liegt jedoch weit unter der Zeitauflösung des Detektorsystems, so daß die zeitliche Struktur des Strahls keine Rolle spielt.

Die maximale Energie der Elektronen wird erst nach dem Durchlaufen von drei Mikrotrons erreicht. Die Energie des Elektronenstrahls kann vom Experimentator zwischen 180 MeV und 855 MeV in 15 MeV Schritten frei gewählt werden. Darüber hinaus kann das 3. Mikrotron „verstimmt“ werden, um den Energiegewinn pro Umlauf zu variieren. Mit diesem Verfahren kann auch die Polarisationsrichtung von beschleunigten polarisierten Elektronen am Target in maximal longitudinale Richtung gestellt werden, ohne einen zusätzlichen Spinrotator verwenden zu müssen.

Eine Übersicht über die Lage des Beschleunigers und der angeschlossenen Experimentierhallen ist in Abb. 3.1 dargestellt. Der Strahl kann nach der Extraktion

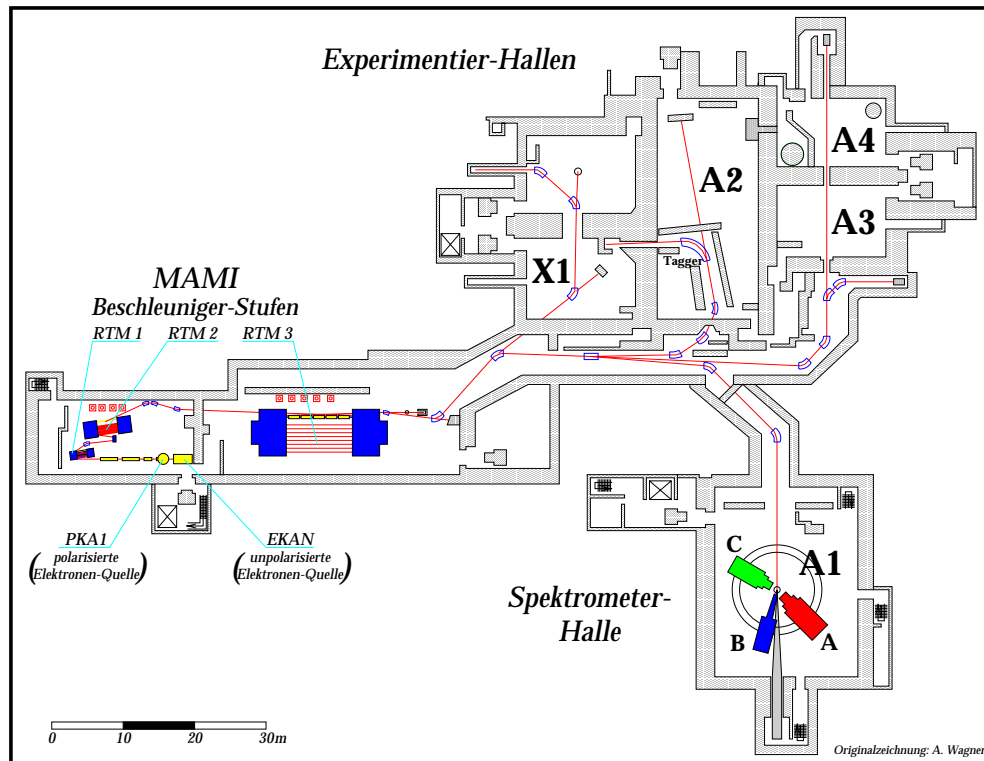


Abb. 3.1: Lageplan des Beschleunigers MAMI und der daran angeschlossenen Experimentierhallen.

aus dem RTM3 mit Hilfe des Strahlungsführungssystems in die Experimentierhallen der verschiedenen Kollaborationen (A1, A2, A3, A4, X1) geleitet werden. Die Kollaborationen sind in einem weiten Gebiet der Kernphysik tätig. Im weiteren soll die Experimentierhalle der A1-Kollaboration vorgestellt werden.

3.2 Die Drei-Spektrometer-Anlage

Mit der Drei-Spektrometer-Anlage der A1-Kollaboration wurde ein Detektorsystem entwickelt, welches in der Lage ist bis zu drei Teilchen in Koinzidenz mit Hilfe magnetischer Spektrometer bei hoher Impuls- und Winkelauflösung nachzuweisen. Die Möglichkeiten der Anlage wurden mittlerweile in vielfältigen Zweifach- und Dreifach-Koinzidenzexperimenten genutzt. Eine ausführliche Darstellung der Anlage findet sich in [B198a]. [Jah96] und [Jah98] vermitteln einen Überblick über die durchgeführten Experimente.

3.2.1 Die Magnetspektrometer

Die Anlage (Abb. 3.2) besteht aus drei hochauflösenden Magnetspektrometern, welche auf einem Drehkranz verfahrbar montiert sind. In der Drehachse der Spektrometer befindet sich die Streukammer mit dem Target. Das gestreute Elektron sowie



Abb. 3.2: Die Drei-Spektrometer-Anlage.

weitere geladene Reaktionsprodukte¹ werden in den Spektrometern nach Impulsen und Winkeln separiert nachgewiesen. In Tab. 3.1 sind die wichtigsten Eigenschaften der Spektrometer zusammengefaßt.

Die magnetoptischen Elemente der Spektrometer A und C sind als QSDD-Konfiguration ausgelegt. Die dispersiven Elemente sind zwei hintereinander angeordnete Dipolmagnete. Um die Winkelakzeptanz zu vergrößern und Abbildungsfehler zweiter Ordnung (sphärische Aberration) korrigieren zu können, sind diesen Dipolen ein Quadrupol- und ein Sextupolmagnet vorgeschaltet. Durch diese Anordnung wird in der dispersiven Richtung eine Punkt-zu-Punkt-Abbildung und in der nichtdispersiven Richtung eine Parallel-zu-Punkt-Abbildung erreicht.

Für Spektrometer B wird ein anderes magnetoptisches System verwendet. Zum Nachweis des gestreuten Elektrons ist ein möglichst hoher Maximalimpuls, sowie ein gutes Vertexauflösungsvermögen gefordert. Zum Nachweis hochenergetischer Protonen ist ein hoher Maximalimpuls ebenfalls notwendig. Um bei kleinen Elektronenstreuwinkeln (Vorwärtswinkeln) messen zu können, ist außerdem eine extrem schlanke Bauweise notwendig. Diese Forderungen führten zum Entwurf eines „clamshell“-Magnetens, dessen Polschuhe nicht parallel verlaufen, sondern um 3.495° gegeneinander geneigt sind. Dadurch wird eine Punkt-zu-Punkt-Abbildung sowohl in dispersiver als auch nichtdispersiver Richtung ermöglicht. Die Streuwinkelakzeptanz ist kleiner als bei den beiden anderen Spektrometern.

¹Protonen, Pionen, Deuteronen, etc.

Spektrometer		A	B	C
Konfiguration		QSDD	D	QSDD
Maximaler Impuls	[MeV/c]	735	870	551
Raumwinkel	[msr]	28	5.6	28
Streuwinkelbereich				
minimaler Winkel		18°	7°	18°
maximaler Winkel		160°	62°	160°
Impulsakzeptanz	[%]	20	15	25
Winkelakzeptanzen				
dispersive Ebene	[mrad]	±70	±70	±70
nichtdispersive Ebene	[mrad]	±100	±20	±100
Langes-Target-Akzeptanz	[mm]	50	50	50
Länge der Zentralbahn	[m]	10.75	12.03	8.53
Impulsaufhebungsvermögen		$\leq 10^{-4}$	$\leq 10^{-4}$	$\leq 10^{-4}$
Winkelaufhebung am Target	[mrad]	≤ 3	≤ 3	≤ 3
Ortsaufhebung am Target	[mm]	5 - 10	2	5 - 10

Tab. 3.1: Eigenschaften der drei Magnetspektrometer.

3.2.2 Die Spektrometerdetektoren

Nach den magnetoptischen Elementen ist jedes Spektrometer mit einem nahezu identischen Detektorsystem ausgestattet. In Abb. 3.3 ist das Abschirmhaus von Spektrometer C bei geöffneten Toren zu sehen. Direkt über dem Vakuumabschlußfenster befindet sich der Spurdetektor, der aus vier Ebenen von vertikalen Driftkammern besteht. Er dient zur Rekonstruktion der Teilchenbahn in der Fokalebene. Nach dem Spurdetektor sind zwei Ebenen von Plastiksintillatoren und ein Gas-Čerenkovdetektor angeordnet. Sie dienen der Bestimmung des Zeitpunktes des Ereignisses sowie der Identifikation der Teilchensorte.

Die Spurdetektoren

Mit den Spurdetektoren wird die Teilchenbahn in der Fokalebene des Spektrometers rekonstruiert. Aufgrund der großen Fokalebene der Spektrometer war der Einsatz von großflächigen Detektoren notwendig. Die weiteren Anforderungen an das Auflösungsvermögen sowie die speziellen geometrischen Gegebenheiten führten zur Verwendung von vertikalen Driftkammern.

Der Aufbau und die Inbetriebnahme der Spurdetektoren von Spektrometer C bilden den apparativen Schwerpunkt dieser Arbeit. Eine detailliertere Darstellung der Funktionsweise, des Aufbaus, sowie der erzielten Ergebnisse bezüglich des Auflösungsvermögens in den gemessenen Orts- und Winkelkoordinaten findet sich in Kapitel 4.

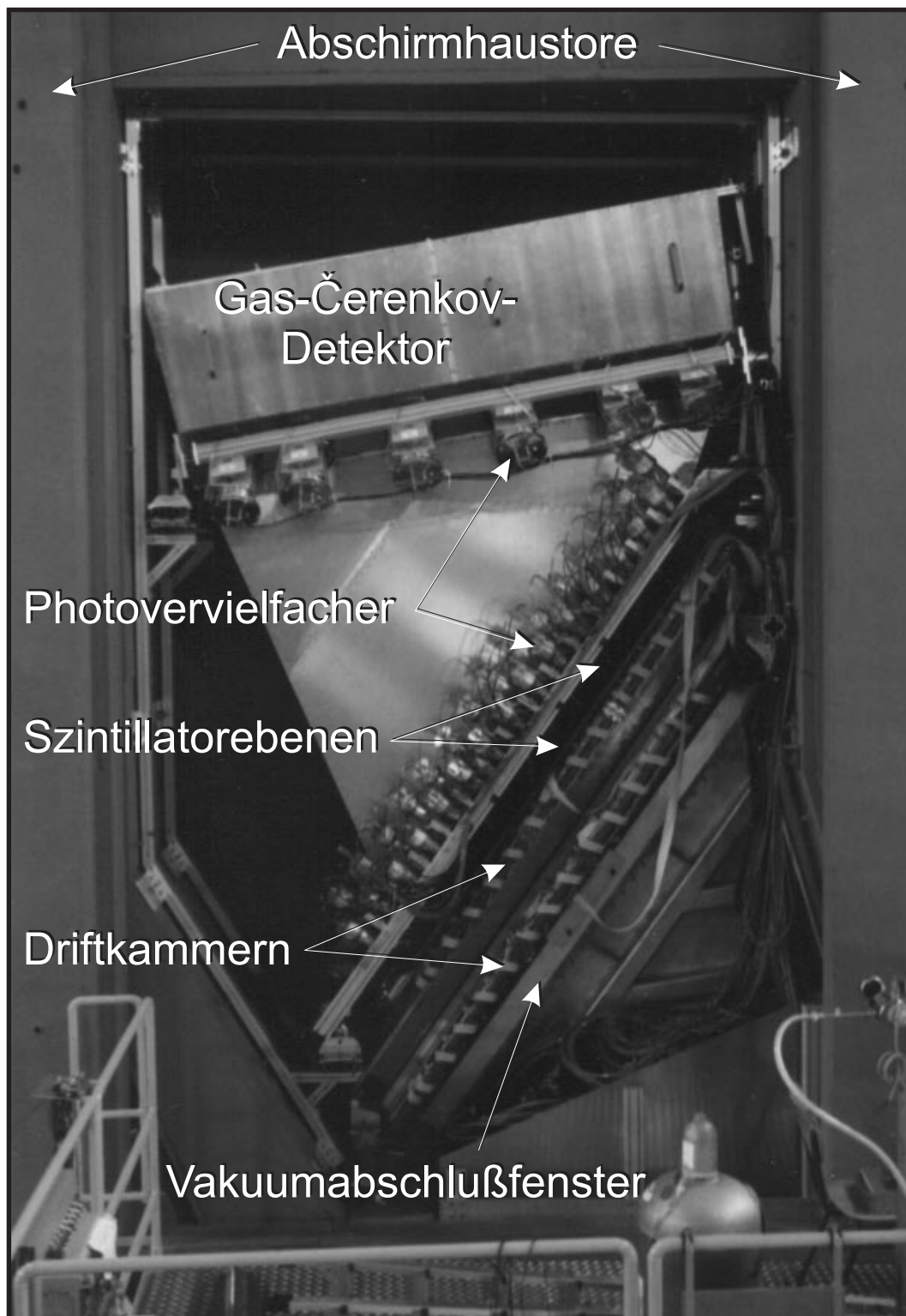


Abb. 3.3: Die Spektrometerdetektoren.

Die Szintillationszähler

Die Szintillationszähler ermöglichen die Identifikation der experimentell relevanten Teilchen, d.h. die Abtrennung von einer Vielzahl von Untergrundereignissen. Sie bestimmen den exakten Durchtrittszeitpunkt der Teilchen im Detektorsystem, wodurch der Anteil an zufälligen Koinzidenzen wesentlich verringert werden kann. Diese zufälligen Koinzidenzereignisse werden durch Teilchen aus der kosmischen Strahlung oder durch Konkurrenzreaktionen hervorgerufen. Zusätzlich wird in den Szintillatoren der Energieverlust der Teilchen gemessen. Dies erlaubt eine Trennung verschiedener Teilchensorten (insbesondere von Protonen und Pionen bzw. Positronen).

Die Szintillationszähler sind direkt hinter den Spurdetektoren angebracht. Sie bestehen aus je zwei Ebenen von Plastikszintillatoren, die die gesamte Akzeptanz der Spektrometer überdecken. Jede Ebene setzt sich aus 14 bzw. 15 Einzeldetektoren zusammen, die jeweils beidseitig durch Photomultiplier ausgelesen werden. Die erste Ebene (dE-Ebene) ist 3 mm dick und wird normalerweise nur zur Energieverlustbestimmung genutzt. Die zweite Ebene („Time-of-Flight“- bzw. ToF-Ebene) ist aus einem 10 mm dicken Material gefertigt, das ein besonders gutes und schnelles Ansprechverhalten hat. Mit dieser Ebene wird der Zeitpunkt des Teilchendurchtrittes gemessen. Der Entwurf, der Bau und die Eichung der Szintillationszähler ist ausführlich in [Ric94] beschrieben.

Beim Nachweis von niederenergetischen Protonen kann es passieren, daß die Protonen die ToF-Ebene nicht mehr erreichen. Dann muß die Bestimmung des Triggerzeitpunktes von der dünneren dE-Ebene übernommen werden. Dadurch verschlechtert sich die Koinzidenzzeitauflösung geringfügig (siehe 5.3.2). Dies trifft bei den hier beschriebenen Experimenten für das rückwärtige, zweite Proton, das in Spektrometer C nachgewiesen wird, zu.

Der Gas-Čerenkovdetektor

Mit den Szintillationszählern können minimalionisierende Teilchen nicht voneinander getrennt werden. In dem Impulsbereich für den die Drei-Spektrometer-Anlage ausgelegt ist, sind sowohl Elektronen als auch Pionen minimalionisierend. Um eine Diskrimination von e^+ , e^- gegen π^+ , π^- zu ermöglichen, ist hinter den Szintillationszählern ein Gas-Čerenkovdetektor angeordnet. Er nimmt mit etwa 4 Kubikmetern den meisten Platz im Abschirmhaus ein. Als Radiatorgas wird Freon 114 verwendet, da sein Brechungsindex von $n = 1.0011$ dazu führt, daß die Čerenkovschwelle für Pionen bei 2.5 GeV/c und somit weit außerhalb des relevanten Impulsbereiches liegt. Für Elektronen ergibt sich eine Čerenkovschwelle von 9 MeV/c. Dadurch wird nur von Elektronen bzw. Positronen ein Signal erzeugt.

Das im Radiator erzeugte Čerenkovlicht wird über ein System von Parabolspiegeln und Lichtsammeltrichtern auf großflächige Photomultiplier gelenkt. Alle Komponenten sind hinsichtlich ihrer Effizienz bis weit in den UV-Bereich hinein optimiert. Dadurch wird eine Ansprechwahrscheinlichkeit des Gas-Čerenkovdetektors über die

gesamte Spektrometerakzeptanz von nahezu 100 % erreicht. Eine ausführliche Darstellung findet sich in [Lie99].

Das Protonenpolarimeter

Zur Polarisationsbestimmung von gestreuten Protonen kann in Spektrometer A der Gas-Čerenkovdetektor gegen ein Fokalebene-Protonenpolarimeter ausgetauscht werden. Hinter den Szintillationszählern ist dann ein Kohlenstoffblock variabler Dicke als Analysator positioniert, in dem die Protonen erneut gestreut werden. Zur Festlegung der dabei auftretenden Streuwinkel wird die Spur der Protonen, die vorher in der Fokalebene durch die vertikalen Driftkammern gemessen wurde, nach der Streuung mit einem Doppelpaket von horizontalen Driftkammern bestimmt.

Die Polarisation der Protonen in der Fokalebene wird dann durch die Analyse der Asymmetrie im Azimutalwinkel dieser Streuung bestimmen. Unter Berücksichtigung der Spinpräzession in den Spektrometern magneten kann dann auf die Polarisation der Protonen am Target zurückgerechnet werden. Der Aufbau des Polarimeters und Einzelheiten zur Polarisationsbestimmung sind in [Pos99] dargestellt.

3.3 Das Wassertarget

Für das hier vorgestellte Experiment ist die Verwendung eines ^{16}O -Targets notwendig (siehe Abschnitt 2.5). Es gibt mehrere Möglichkeiten ein solches Target zu realisieren:

- gasförmiger Sauerstoff in einer Targetzelle oder als Jet-Target
- flüssiger Sauerstoff in einer Cryo-Targetzelle
- Sauerstoffverbindungen wie z.B. Oxide oder Wasser

Ein gasförmiges Target scheidet auf Grund der zu geringen Dichte, und damit einer zu geringen maximalen Luminosität, aus. Mit einer mit flüssigem Sauerstoff gefüllten Cryo-Targetzelle erreicht man genügend hohe Targetdicken. Man ist aber auf die Verwendung niedriger Strahlströme beschränkt, da ansonsten der flüssige Sauerstoff zu stark aufgeheizt werden würde. Man kann dabei zwar ausreichende Luminositäten erzielen, allerdings wird die Targetdicke dann so groß, daß die erforderliche Energieauflösung nicht mehr erreicht werden kann. Ein weiterer Nachteil entsteht durch die notwendigen Wände der Targetzelle, in denen Untergrundereignisse erzeugt werden, die nur teilweise und aufwendig abgetrennt werden können. Da ein Cryo-Target zudem technisch aufwendig und schwierig zu handhaben ist, kann ein solcher Aufbau nicht ideal sein.

Von den Verbindungen des Sauerstoffes ist Wasser als Targetmaterial aus verschiedenen Gründen die beste Wahl:

- untergrundfreies ^{16}O -Target, da eine 2 Proton-Knockout-Reaktion am Wasserstoff nicht möglich ist

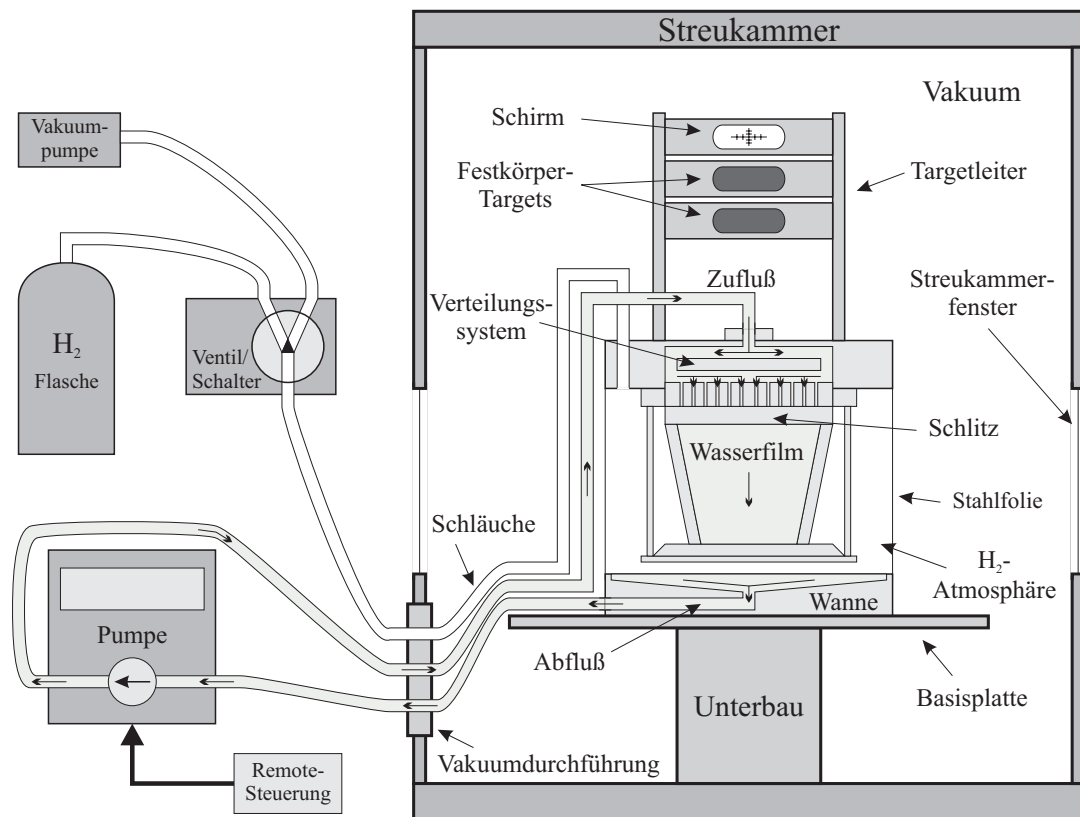


Abb. 3.4: Schematische Darstellung des Wassertargetaufbaus. Die Targetzelle ist in der Streukammer im Vakuum auf dem Standardtargetunterbau montiert. Der Zu- und Abfluß des Wasserkreislaufs, sowie die Zuführung des Wasserstoffgases werden mit elastischen Schläuchen zu einer Durchführung durch die Streukammerwand realisiert, damit die Winkel- und Höheneinstellung des Targetaufbaus gewährleistet bleibt. Die Wasserstoffatmosphäre in der Targetzelle kann über manuelle Zuführung von Gas oder Abpumpen mit einer Vakuumpumpe eingestellt werden.

- einfach zu beschaffendes und handhabbares Material

Allerdings bleibt auch bei Wasser das Problem, ein ausreichend dünnes Target erzeugen zu können.

Schon vor 17 Jahren wurde am Institut für Kernphysik in Mainz zur Durchführung präziser (e, e') -Experimente an ^{16}O ein Wassertarget entwickelt, das untergrundfreie Messungen am Sauerstoff zuläßt [Voe82]. Dieses Target wurde in den letzten Jahren bei einer Reihe (e, e') - und $(e, e'p)$ -Experimenten mit Erfolg eingesetzt. Das Konzept bei diesem Target sieht die Streuung der Elektronen an einem freien Wasserfilm vor. Der Aufbau des Targets ist in Abb. 3.4 schematisch dargestellt.

Der Wasserfilm wird in einer Targetzelle erzeugt, indem eine Pumpe kontinuierlich das Wasser durch einen geschlossenen Kreislauf pumpt. Dabei wird das Wasser vom Boden der Targetzelle durch ein Filter- und Kühlsystem in einen Behälter an der Oberseite der Targetzelle gepumpt. Von dort wird das Wasser durch einen Schlitz gepreßt und formt beim Herabfließen zwischen zwei Pfosten einen dünnen Film. Dieser Film wird durch die Oberflächenspannung des Wassers geformt und ist äquivalent zu einer dünnen, flachen Folie (siehe Abb. 3.5).

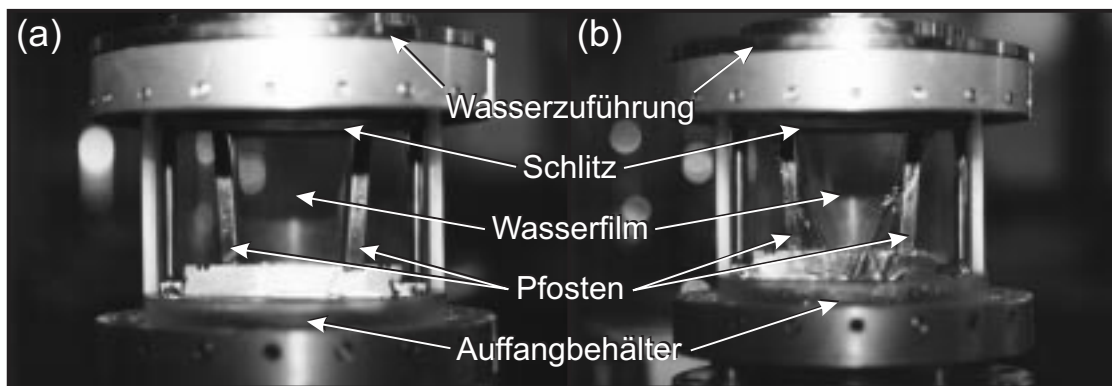


Abb. 3.5: Photo der Targetzelle im Betrieb. Zwischen den beiden Stahlpfosten hat sich der Wasserfilm gebildet. (a) dünner, flacher Film. (b) turbulenter „Wasserfall“.

Der Wasserfilm ist gegen das Vakuum der Streukammer durch eine dünne Stahlfolie getrennt, da sonst das Wasser im Vakuum verdampfen würde. Diese Targetzelle ist mit einer Wasserstoffatmosphäre gefüllt, da das Wasserstoffgas bei (e, e') - und $(e, e'p)$ -Experimenten einen energetisch gut separierbaren Untergrund und bei $(e, e'pp)$ -Experimenten keinen Untergrund erzeugt. Der Druck der Wasserstoffatmosphäre kann geregelt werden, um den Untergrund minimieren zu können. Der Untergrund, der in den Zellenwänden entsteht, kann aufgrund der Vertexauflösung der Spektrometer abgetrennt werden.

Die Targetzelle ist in der Streukammer auf dem Standardtargettisch montiert. Über der Targetzelle befindet sich noch eine kleine Targetleiter für bis zu 4 Standardfestkörpertargets. So benötigt man einen Zinksulfid- oder Berylliumoxid-Schirm, um den Elektronenstrahl bezüglich der x- und y-Lage sowie der Größe und Form des Strahlflecks zu optimieren. Des Weiteren ist ein ^{12}C -Target mit 45 mg/cm^2 Flächendichte in der Targetleiter montiert, um z.B. eine relative Eichung der Dicke des Wasserfilmes zu ermöglichen. Um die verschiedenen Targets benutzen zu können, läßt sich der gesamte Aufbau in der Höhe bezüglich des Elektronenstrahls verfahren.

Die Dicke des Wasserfilms läßt sich durch die Breite des Schlitzes variieren, durch den das Wasser gepreßt wird. Zur Änderung dieser Breite ist jedoch eine Demontage des Targets notwendig. Eine leichte Variation der Dicke ist aber auch durch die Menge des durchfließenden Wassers, also durch die Leistung der Pumpe, möglich. Bei einer zu großen Durchflußmenge ist der erzeugte Wasserfilm allerdings nicht mehr flach und gleichmäßig, sondern turbulent. Um die effektive Targetdicke für die einlaufenden Elektronen des Strahls, sowie für die auslaufenden Teilchen, die gemessen werden, zu optimieren, kann man den Winkel des Targets bezüglich der Strahlrichtung ändern. Für die auslaufenden Teilchen kann dadurch der mittlere Energieverlust und die Kleinwinkelstreuung minimiert werden.

Das Wassertarget wurde bei dem in dieser Arbeit vorgestellten Experiment erfolgreich eingesetzt. Die Langzeitstabilität war allerdings bei Strahlströmen von $60 \mu\text{A}$ bis $80 \mu\text{A}$ nicht gegeben. Nach einem bis vier Tagen trat ein Effekt auf, durch den

man nicht mehr in der Lage war, einen stabilen Wasserfilm in der Targetzelle zu erzeugen. Dies läßt sich wahrscheinlich auf die starke Produktion von Radikalen durch den Elektronenstrahl und die damit verbundene Veränderung der chemischen Zusammensetzung des destillierten Wassers zurückführen. Dadurch nimmt die Oberflächenspannung des Wassers ab, die zur Erzeugung des Wasserfilms notwendig ist. Dieses Problem ließ sich durch einen Austausch des Wassers im gesamten Kreislauf leicht beheben.

3.4 Die Datenerfassung

Das Datenerfassungssystem beruht auf dem Konzept eines unabhängigen Betriebs der Spektrometer oder angegliederter Detektorsysteme². Die Koinzidenzelektronik ist für das Erkennen und selektive Verarbeiten physikalisch sinnvoller Ereignisse verantwortlich und leitet die Auslese und Archivierung der Daten ein. Dabei werden folgende Prinzipien angewendet:

- die Ereignisse werden auf jedem Spektrometer (oder anderen Detektorsystemen) getrennt bewertet
- die daraus resultierenden Triggerinformationen (identifizierte Teilchen) werden in einer zentralen Koinzidenzlogik zusammengeführt
- zusammengehörende Ereignisse werden erkannt und entsprechend gekennzeichnet
- die Auslese der Daten erfolgt mit unabhängigen Rechnern („Frontends“) auf dem jeweiligen Spektrometer

Die Datenströme der einzelnen „Frontend“-Rechner werden an einen Host-Rechner gesandt, der sich um die Archivierung der Daten und die Kontrolle der gesamten Datenerfassung kümmert. Dabei werden mittels des „Eventbuilders“ die unabhängigen Datenströme zusammengeführt. Dieser „Eventbuilder“ setzt sich zusammen aus einer Hardwarekomponente, die das Kennzeichnen der Ereignisse auf den Spektrometern übernimmt, und einem Programm, das die Einzelereignisse vor der Archivierung anhand der Kennzeichnung einem Gesamt ereignis zuordnet.

3.4.1 Trigger- und Koinzidenzelektronik

Die Triggerelektronik auf den einzelnen Spektrometern ist gleichartig aufgebaut. Mit ihr werden die Daten der Szintillationszähler sowie des Čerenkov-Detektors verarbeitet. Die analogen Signale der Photomultiplier werden auf Leading-Edge-Diskriminatoren gegeben. Um Detektorrauschen zu unterdrücken, wird im allgemeinen ein Ansprechen beider Seiten (links und rechts) mindestens eines Segmentes jeder der beiden Szintillationsebenen (dE und ToF) gefordert. Mit Hilfe der Logikeinheit („Programmable Logic Unit“) kann bei Bedarf die Koinzidenzbedingung geändert

²z.B. die BGO-Kristallkugel oder Neutronendetektoren

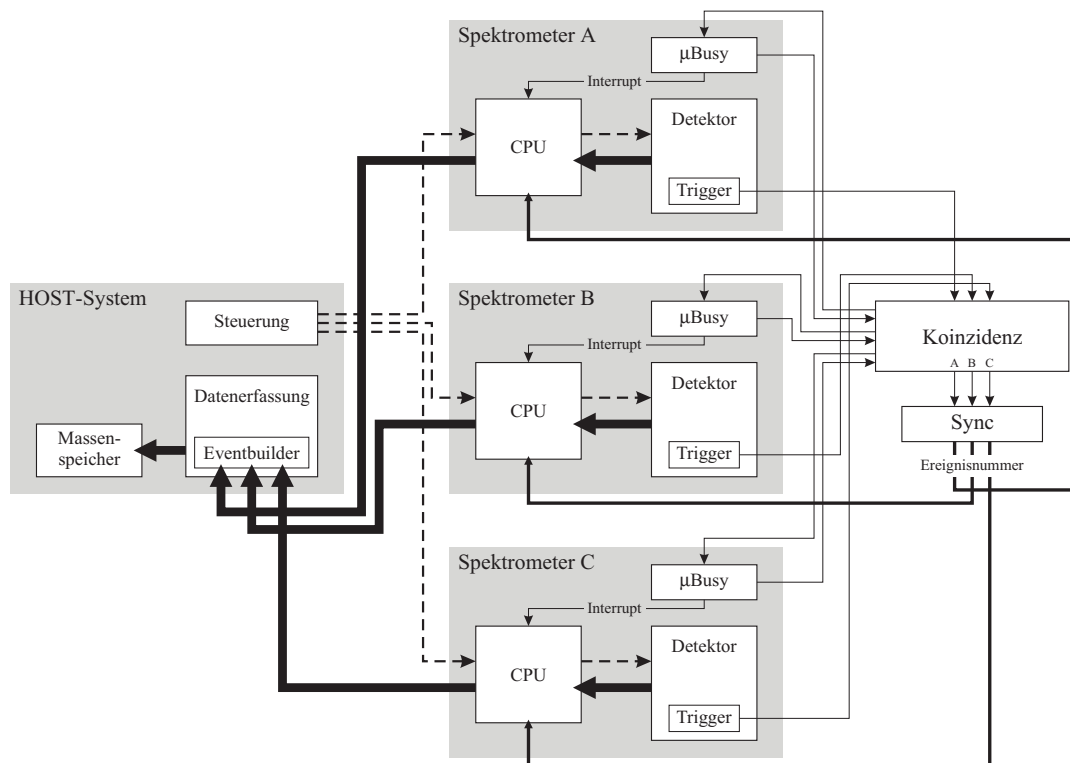


Abb. 3.6: Das Datenerfassungssystem der Drei-Spektrometer-Anlage. Dargestellt sind die verschiedenen Informationsströme (Daten: dicke Linien, Steuerung: gestrichelte Linien, logische Signale: dünne Linien) zwischen dem Host-System und den Spektrometern, sowie die Koinzidenzentscheidung, Computerverriegelung (μ Busy) und Ereignissynchronisation (Sync).

werden. So ist es zum sicheren Nachweis langsamer Protonen notwendig, auf die Koinzidenz zwischen dE- und ToF-Ebene zu verzichten und nur ein Signal von der dE-Ebene zu fordern. Von dieser Möglichkeit mußte während dieses Experiments bei Spektrometer C Gebrauch gemacht werden.

Der Ausgang dieser *lokalen* PLU wird der *zentralen* Koinzidenzlogik zugeführt. Hier laufen die Triggersignale von allen drei Spektrometern oder angegliederten Detektorsystemen zusammen. Zusätzlich liegt der Status („ μ Busy“) der jeweiligen Frontend-Rechner an. Die zentrale PLU entscheidet anhand ihrer Programmierung und der anliegenden Informationen, welcher Ereignistyp vorliegt. Dabei wird auch berücksichtigt, ob der jeweilige Frontend-Rechner in der Lage ist, Daten auszulesen. Sie gibt dann eine Rückmeldung an die betroffenen Spektrometer, durch die der VDC-Stopp, der Auslesebefehl für den Frontend-Rechner („interrupt“) sowie die Verriegelung der Detektorelektronik ausgelöst werden.

Die Programmierung der zentralen PLU läßt neben der Aufnahme von Dreifach-Koinzidenz-Ereignissen auch die Beimischung von Zweifach-Koinzidenz- und Einarm-Ereignissen zu, was zu Eichzwecken sinnvoll sein kann. Dazu werden die Triggersignale der einzelnen Spektrometer logisch verknüpft und über programmierbare Untersetzer der zentralen PLU zur Verfügung gestellt. Die Verschaltung der zentralen PLU ist in Abb. 3.7 dargestellt.

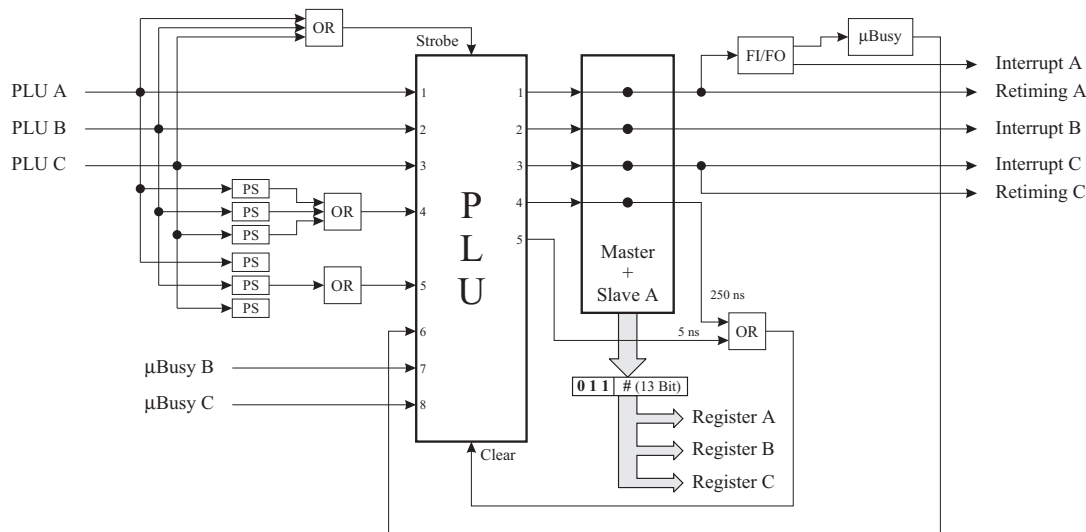


Abb. 3.7: Die zentrale Koinzidenzlogik der Drei-Spektrometer-Anlage. Um neben Dreifach-Koinzidenz-Ereignissen auch untersetzte Zweifach-Koinzidenz- und Einarm-Ereignisse aufnehmen zu können, werden die Triggersignale der Spektrometer-PLU's auf Untersetzer (PS : Prescaler) gegeben und logisch verknüpft, bevor sie einem Eingang der zentralen Koinzidenz-PLU zugeführt werden. Über ein μ Busy-Modul wird der zentralen PLU angezeigt, ob die Datenauslese eines Spektrometers beschäftigt ist. Nach der Entscheidung der PLU wird im Eventbuilder-„Master“ eine Ereignisnummer mit einer Ereignistypmarkierung erzeugt und in ein Register der „Slave“-Module übertragen. Dort wird es von der Spektrometer-CPU ausgelesen und den Detektordaten hinzugefügt.

Die oben erwähnte eindeutige Ereigniskennzeichnung wird von einem „Eventbuildermodul“ vorgenommen. Ihm werden die Ausgänge der zentralen PLU zugeführt. Das Modul generiert eine fortlaufende Nummer (13 Bit Breite) für alle Ereignisse, die von der zentralen PLU als gültig erkannt wurden. Gleichzeitig wird die Totzeitinformation abhängig vom Ereignistyp³ generiert und in 24-Bit Zählern registriert. Dadurch ist es bei der Datenauswertung möglich, Rechnertotzeiten für bestimmte Ereignistypen getrennt voneinander zu korrigieren.

Eine ausführliche Darstellung der universellen Trigger- und Koinzidenzelektronik findet sich in [Ric94, Böh99].

3.4.2 Datenauslese

Sowohl die Datenauslese als auch die Experimentsteuerung ist mit einem verteilten Rechnersystem (client/server) in einem Netzwerk mit VME Prozessoren und Workstations realisiert. Alle Rechner kommunizieren auf einem eigenen Ethernet-Segment über das TCP/IP oder UDP-Protokoll. Die Softwarepakete ECS⁴ [Kra95, Kun96] und MECDAS⁵ [Kry96] stellen Programme zur Diagnose, Kontrolle und zum Ändern des Zustandes der Anlage, sowie zur Datenauslese, -verarbeitung und on-line Analyse

³Einarm-Ereignis, Koinzidenz AB, etc.

⁴Experiment Control System

⁵Mainz Experiment Control and Data Acquisition System

bereit. Mit dem Softwarepaket `Cola++`⁶ steht zusätzlich ein umfangreiches Werkzeug sowohl zur on-line Analyse als auch zur vollständigen off-line Analyse der Daten zur Verfügung.

Jedes der Spektrometer ist mit einem eigenen VMEbus-System ausgestattet, das aus zwei Rechnersteckkarten, CAMAC- und Fastbus-Interfacekarten, sowie Eingabe/Ausgabe-Modulen für analoge und digitale Signale besteht. Einer der Rechner ist für die Datenauslese und das Verpacken der Daten bestimmt. Um eine schnelle Reaktionszeit zu erzielen, läuft dieser „Slave“-Prozessor ohne Betriebssystem. Die zweite CPU („Master“) liest die Meßdaten aus dem lokalen Speicher des Slave-Prozessors und schickt sie über Ethernet an den „Eventbuilder“-Prozess auf einer Workstation. Die Master-CPU übernimmt auch alle zeitunkritischen Aufgaben, wie die Steuerung und Überwachung der angeschlossenen Geräte, und wird mit einer institutseigenen Portierung eines BSD-Unix [Jah94] betrieben.

Die weitere Verarbeitung und Archivierung der Daten übernimmt eine Workstation. Auf ihr läuft der „Eventbuilder“-Prozess, der die Daten der eingesetzten Spektrometer anhand der Kennzeichnung zu einem Gesamtereignis verknüpft und auf Festplatte speichert. Die Daten können dann über das Netzwerk von anderen Workstations weiterverarbeitet werden, insbesondere zum Zwecke der Archivierung auf Band oder CD-ROM, sowie zur on-line Analyse.

Für die übergeordnete Experimentsteuerung und -überwachung wird eine weitere Workstation eingesetzt. Die Steuerung beinhaltet das Einstellen der Betriebsparameter der Anlage⁷. Die Überwachung umfaßt die Kontrolle und das Protokollieren aller Größen, die den Status der Anlage beschreiben. Diese Funktionen können vom Experimentator weitestgehend mit einer komfortablen graphischen Oberfläche bedient werden.

⁶Cindy OnLine Analyse, siehe Anhang D

⁷Magnetfelder, Driftkammerspannungen, etc.

Kapitel 4

Aufbau und Test des Spurdetektors von Spektrometer C

Mit den Magnetspektrometern der Drei-Spektrometer-Anlage sollen geladene Teilchen nachgewiesen werden. Dazu ist es unter anderem notwendig die Spur dieser Teilchen nach dem Durchlaufen des magnetoptischen Systems zu detektieren. Der Aufbau und die Inbetriebnahme dieses Spurdetektors für Spektrometer C bilden den apparativen Schwerpunkt dieser Arbeit. Im folgenden Kapitel werden die Anforderungen an den Detektor, sein grundlegendes Funktionsprinzip, sowie die technische Realisierung und die Ergebnisse der Inbetriebnahme im Spektrometer vorgestellt.

4.1 Anforderungen an den Spurdetektor

Von den Spektrometern wird ein Impulsaufklärungsvermögen von $\delta p/p \leq 5 \cdot 10^{-5}$ gefordert. Da die Magnetspektrometer aufgrund ihrer großen Impuls- und Winkelakzeptanzen ein Hardware-Impulsaufklärungsvermögen von nur $1.3 \cdot 10^{-3}$ erreichen, benötigt man Fokalebenezähler mit exzellenten Orts- und Winkelauflösungen. Durch Rückrechnung auf das Target mit Hilfe der Spurdetektorinformation läßt sich das Impulsaufklärungsvermögen dann auf den geforderten Wert verbessern.

Dies bedeutet, daß in der Fokalebene die Teilchenbahn mit einer Orts- bzw. Winkelauflösung von $\sigma_x \leq 100 \mu\text{m}$ bzw. $\sigma_\Theta \leq 3 \text{ mrad}$ bestimmt werden muß. Die Größe der Fokalebene ($\leq 180 \times 36 \text{ cm}^2$) und die große Winkeldivergenz ($\delta\Theta \approx \pm 12^\circ$) der Teilchenbahnen macht den Einsatz großflächiger Detektoren notwendig. Aus technischen und finanziellen Gründen führt dies zur Verwendung von planaren Driftkammern.

Die Fokalebene hat einen Winkel von 45° zur Horizontalen und die Teilchenbahnen treffen unter variablen Winkeln ($33^\circ \leq \Theta \leq 54^\circ$) auf die Fokalebene auf. Die Verwendung einer horizontalen Driftkammer ist nicht möglich, da sie nur Teilchendurchtrittswinkel akzeptiert, die wenige Grad um einen senkrechten Durchtritt herum liegen. Somit könnte sie nicht in der Fokalebene positioniert werden, sondern müßte unter 45° zu dieser montiert werden. Aufgrund der großen Divergenz der Teilchenbahnen würde man einzelne Anregungszustände des Kerns im Drahtspektrum ohne Teilchenbahn-Rekonstruktion nicht mehr trennen können. Diese Probleme treten bei einer vertikalen Driftkammer nicht auf, da ihre Winkelakzeptanz ausreichend ist. Ihre Drahtebene kann also genau in der Fokalebene liegen.

Die Definition der Koordinaten x , y , Θ und Φ von Teilchen, die durch die Fokalebene treten, und ihr Zusammenhang mit den Target-Koordinaten ist in Anhang C beschrieben.

4.2 Funktionsprinzip einer vertikalen Driftkammer

Bei planaren Drahtkammern ist das Prinzip des Proportionalzählrohres auf einen großflächigen Detektor übertragen worden. Sie bestehen im wesentlichen aus zwei zueinander parallelen Kathodenflächen mit einem Gitter aus dünnen Drähten dazwischen, wie in Abb. 4.1 dargestellt.

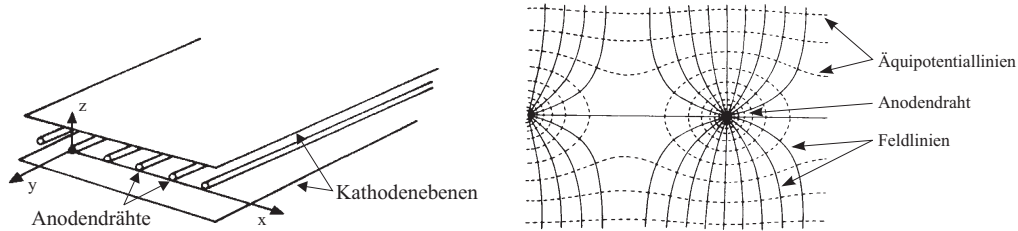


Abb. 4.1: Schematischer Aufbau einer planaren Vieldraht-Proportionalkammer mit den Kathodenebenen und den Anodendrähten (links). Rechts sind die Äquipotentiallinien und die elektrischen Feldlinien in der Umgebung zweier Anodendrähte in einer Ebene senkrecht zur Drahtrichtung dargestellt.

Das gesamte Volumen der Drahtkammer ist mit einem ionisierbaren Gas gefüllt. Tritt nun ein Teilchen durch dieses Gasvolumen, wird entlang seiner Spur das Gas ionisiert. Die entstandenen Elektronen laufen entlang den elektrischen Feldlinien auf die Anodendrähte, erzeugen dort eine Elektronenlawine und somit einen negativen Ladungspuls. Dieser kann dann mit nachgeschalteten Verstärkern ausgelesen werden. Jeder Anodendraht stellt so gewissermaßen einen eigenständigen Detektor dar.

Zur Verbesserung der Ortsauflösung¹ wird bei Driftkammern zusätzlich die Zeitspanne zwischen Teilchendurchtritt und Erscheinen eines Anodendrahtsignals gemessen. Dazu legt ein externer schneller Triggerdetektor den Zeitpunkt des Teilchendurchtritts fest. Die Zeitspanne zwischen der Primäriodisation durch das geladene Teilchen und dem Erscheinen des Signals am Anodendraht wird durch die Drift der ausgelösten Elektronen im elektrischen Feld zum Signaldraht hin gegeben. Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen hängt von der Feldstärke entlang ihrer Driftstrecke und dem Gasgemisch in der Kammer ab.

Bei der VDC² verläuft die Driftstrecke der Elektronen senkrecht zur Drahtebene. In Abb. 4.2 ist ein Schnitt durch eine vertikale Driftkammer senkrecht zu den Anodendrähten dargestellt. Die Winkelakzeptanz wird durch die spezielle Geometrie der Driftkammer eingeschränkt, da für eine Messung der Teilchenspur mindestens drei Driftzellen getroffen werden müssen. Bei zu flachen Teilchenspuren wird die Ortsauflösung schlechter. Für die Driftkammern der Spektrometer liegt der zulässige Bereich des Winkels θ etwa zwischen 20° und 60° .

Zur Rekonstruktion der Bahnspur des Teilchens müssen die gemessenen Driftzeiten zunächst in die entsprechenden Driftstrecken in der Mitte der Driftzellen umgerechnet werden. Dabei ist zu beachten, daß auf Grund der Feldgeometrie die gemessene

¹von 1 - 2 mm bei Proportionalkammern auf $\sigma_x < 100 \mu\text{m}$ bei Driftkammern

²Vertical Drift Chamber

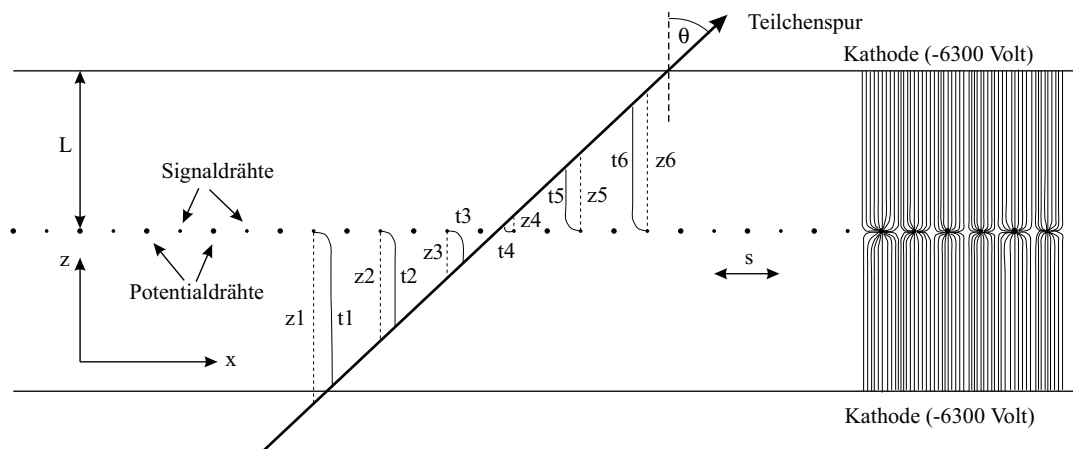


Abb. 4.2: Funktionsweise einer vertikalen Driftkammer. Die Drahtebene besteht alternierend aus nicht ausgelesenen Potentialdrähten und Signaldrähten. Alle Drähte liegen auf Massepotential, an den Kathoden liegt eine Spannung von 6200 bis 6700 Volt. Die kürzeste Driftstrecke der von dem ionisierenden Primärteilchen ausgelösten Elektronen liegt senkrecht zur Drahtebene. Die kürzesten Driftzeiten t_i entlang der gekrümmten Driftwege sind eingezeichnet. Die gestrichelten Linien zeigen die mit Hilfe der Driftzeit-Korrektur berechneten vertikalen Driftwege z_i in der Mitte der Driftzellen. Am rechten Rand sind für einige Zellen die Feldlinien eingezeichnet.

Driftzeit nicht dem Driftweg in der Mitte der Driftzelle entspricht (siehe Abb. 4.2). Es muß ein Korrekturverfahren angewendet werden, das in [Dis90, Hei93] ausführlich diskutiert wird. Man erhält dann Wertepaare (x_i, z_i) mit denen eine Geradenanpassung durchgeführt werden kann, die den Durchtrittspunkt x_D und den Bahnwinkel Θ liefert.

Die Anodendrähte haben in einer Driftkammer unterschiedliche Aufgaben. Sie liegen zwar alle auf Nullpotential, aber nur die Signaldrähte werden ausgelesen. Die Potentialdrähte dienen der Feldformung und Abschirmung zweier benachbarter Signaldrähte gegen Signalübersprecher. Beim Durchtritt eines Teilchens durch die VDC werden entlang der Teilchenspur Elektronen-Ionen-Paare im Kammergas gebildet. Als ionisierbares Gas wird meist ein Edelgas-Kohlenwasserstoff-Gemisch gewählt. Die freien Elektronen driften im Gas mit einer Geschwindigkeit von etwa $50 \text{ mm}/\mu\text{s}$ zu den Anodendrähten. Um zu gewährleisten, daß die Elektronendrift in einem Gebiet verläuft, in dem das elektrische Feld weitgehend homogen ist, ist der Abstand zwischen Signaldrähten und Kathodenebene (10 - 12 mm) wesentlich größer als der Abstand zweier Signaldrähte (4 - 6 mm). In der Nähe der Drähte nimmt die Feldstärke soweit zu, daß der Effekt der Gasverstärkung eintritt. Dadurch wird das Signal auf den Drähten so groß, daß es nach externer Verstärkung digitalisiert werden kann.

Um eine hohe Gasverstärkung zu erreichen, werden die Signaldrähte möglichst dünn³ gewählt. Dabei muß ein Kompromiß zwischen hoher Gasverstärkung und mechanischer Stabilität gefunden werden. Der Durchmesser der Potentialdrähte muß größer sein, um eine Lawinenbildung an ihnen und damit ein Übersprechen dieser Signale

³typischerweise 10 - 20 μm Durchmesser

zum benachbarten Signaldraht zu vermeiden. Man erhöht damit bei nahezu identischer Feldgeometrie auch die Betriebssicherheit der Driftkammer.

Die Eigenschaften des Kammergases sind bei allen Prozessen⁴ zum Nachweis geladener Teilchen von besonderer Bedeutung. Dabei werden unterschiedliche Anforderungen an das Kammergas gestellt, die sich teilweise widersprechen.

- große Primärstatistik
- kleine Diffusion (\rightarrow gute Auflösung)
- konstante Driftgeschwindigkeit über einen großen Feldstärkebereich
- hohe Driftgeschwindigkeit (\rightarrow hohe Zählratenbelastbarkeit)
- hohe Gasverstärkung (\rightarrow große Signale)
- Arbeitsbereich bei niedrigster Feldstärke, die noch maximale Ansprechwahrscheinlichkeit bietet (\rightarrow niedrige Hochspannung)

Bei den Driftkammern der Spektrometer wird ein Gasgemisch aus 50 % Isobutan, 49.25 % Argon und etwa 0.75 % Ethanol benutzt. Mit diesem Gemisch erreicht man einen guten Kompromiß, um obige Anforderungen zu erfüllen. Das Ethanol dient zum einen, genauso wie Isobutan, als „Quencher“, zum anderen soll es Ablagerungen auf den Signaldrähten verhindern und so den Alterungsprozeß der Driftkammern hinauszögern.

Eine ausführliche Beschreibung des Funktionsprinzips von Driftkammern findet sich in [Blu93]. Die speziellen Anforderungen an die Driftkammern der Spektrometer und die sich daraus ergebenden Details des Entwurfs sind in [Sau95] dargestellt.

4.3 Die technische Realisierung

Die vier Driftkammern des Spektrometers C sollen die x - und die y -Koordinate des Durchtrittspunktes durch die Fokalebene sowie die Winkel der Teilchenbahn zur x - und y -Achse bestimmen. Zur Bestimmung der dispersiven x -Koordinate sind nur die Spurinformatoren der ersten, in der Fokalebene liegenden Driftkammer notwendig. Für die y -Koordinate sowie die Winkel Θ und Φ werden Spurinformatoren aus allen vier Driftkammerebenen benötigt.

Jeweils zwei Driftkammern sind zu einem Doppeldriftkammerpaket zusammengefaßt. Die beiden Doppeldriftkammerpakete sind in einem Abstand von 160 mm zueinander angeordnet. Dadurch wird die Bestimmung der Winkel Θ und Φ mit der geforderten Genauigkeit von $\sigma \leq 3$ mrad möglich.

Durch eine Konstruktion als Doppeldriftkammerpaket (die Anordnung zweier Drahtebenen direkt übereinander) spart man eine Kathodenfolie, da die mittlere Folie von beiden Driftkammern genutzt wird. Für die Konstruktion werden acht Rahmen benötigt, die die Drähte, Hochspannungs- und Gasabschlußfolien tragen. Es wurde

⁴Primärionisation, Elektronendrift, Diffusion und Gasverstärkung

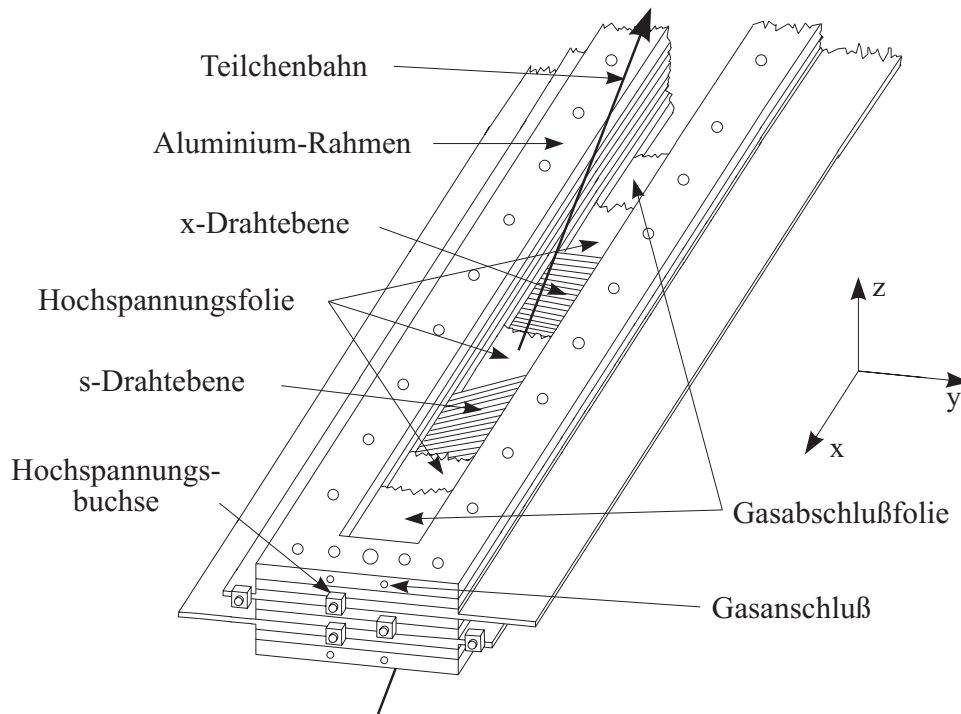


Abb. 4.3: Aufsicht auf eine vertikale Doppeldriftkammer. Die Drähte der x -Ebene bestimmen die disperse x -Koordinate des Durchstoßpunktes. Die Drähte der zweiten Ebene (s -Ebene) schließen mit denen der x -Ebene einen Winkel von 40° ein und werden zur Bestimmung der y -Koordinate verwendet. Auf den überstehenden Zungen der Drahtebenen werden die Vorverstärkerkarten montiert.

darauf geachtet, daß jeder Rahmen nur eine Funktion erfüllt, damit ein leichtes Austauschen der Rahmen möglich ist, wenn z.B. eine Folie gerissen ist. Abb. 4.3 zeigt den Aufbau einer Doppeldriftkammer.

Die sechs inneren Rahmen sind aus glasfaserverstärktem Epoxydharz⁵ gefertigt, das vor allen Dingen wegen seiner mechanischen und Hochspannungsfestigkeit gewählt wurde. Drei dieser Rahmen sind als Trägerrahmen für die Kathodenfolien bestimmt. Zwei weitere Rahmen besitzen an den Längsseiten überstehende „Zungen“. Diese Rahmen tragen die Ausleseplatinen, Anodendrähte und auf den „Zungen“ die Vorverstärkerkarten. Der sechste Rahmen bleibt konstruktionsbedingt leer und dient nur als Abstandhalter. Die Rahmen besitzen eine Dicke von 12 mm und geben so die halbe Driftzellenhöhe l vor.

Die beiden äußeren Rahmen bestehen aus Aluminium. Sie sind 20 mm dick, da sie der mechanischen Stabilität der Driftkammer dienen. In ihnen sind Gewindebohrungen für den Anschluß des Gassystems angebracht. Um das Kammerinnere gasdicht gegen die Außenwelt abzuschließen, sind die einzelnen Rahmen gegeneinander mit O-Ringen abgedichtet. Zum Aufnehmen der O-Ringe besitzen die Rahmen umlaufende Nuten. Die sensitive Fläche der Kammer wird oben und unten mit Gasabschlußfolien abgedichtet, die auf den Aluminiumrahmen verklebt sind.

⁵G11 : GKS 4411W, siehe Anhang B.1

Für die gleichmäßige Verteilung des Gasgemisches in der Kammer besitzt jeder Rahmen Langlöcher an den Stirnseiten. Beim Zusammenbau zum Driftkammerpaket werden die einzelnen Rahmen mit 36 Schrauben durch vorgesehene Bohrungen verschraubt. Um eine genaue Positionierung der Rahmen zueinander zu gewährleisten, stehen insgesamt acht Paßbohrungen zur Verfügung.

Beim Zusammenbau der Kammer zeigte sich, daß sich die mit Folien und Drähten bestückten Rahmen in der Mitte der ca. 2.5 m langen Seite durch die Spannung der Folien bzw. Drähte um etwa 1 - 2 mm zusammenzogen. Auch durch die vorhandenen Paßbohrungen konnte dieser Effekt nicht vollständig behoben werden, obwohl die Aluminiumrahmen zur Steifigkeit der Kammer beitragen. Aus diesem Grund wurde auf beiden Längsseiten der Kammer ein Vierkantprofil aus Stahl angebracht. Diese Profile sind an den äußeren Enden der Kammer befestigt und in der Mitte durch Gewindestangen mit den Aluminiumrahmen verbunden. Mit Hilfe dieser Konstruktion kann durch ein Spannen der Kammer in deren Mitte die Sollbreite der sensitiven Fläche über die gesamte Länge der Kammer erreicht werden.

4.3.1 Aufbau der einzelnen Komponenten einer Doppeldriftkammer

Eine detaillierte Beschreibung der verschiedenen Arbeitsschritte zum Aufbau der einzelnen Komponenten der Driftkammern findet sich in [Kah93, Sau95]. Im folgenden werden die wesentlichen Aspekte zusammenfassend dargestellt.

Gasabschlußfolien

Als Gasabschlußfolie wurde ein 6 μm dicker Aramid-Film⁶ verwendet. Dieser organische Film vereinigt gute mechanische, thermische, chemische und physikalische Eigenschaften und besitzt eine geringe Gasdurchlässigkeit für Wasserdampf und Sauerstoff. Zum Verkleben des Films mit den Aluminiumrahmen wurde ein warmhärtender Einkomponentenklebstoff⁷ verwendet, der mit dem chemisch resistenten Film eine Verbindung eingeht.

Kathodenfolien

Die Trägerrahmen der Kathodenfolien besitzen eine umlaufende Vertiefung, die zur Verklebung der Folie dient. Dadurch wird die Position der Folie nicht an der Klebestelle definiert, die bei einem Austausch einer defekten Folie bearbeitet und gereinigt werden muß. In der Vertiefung wurde außerdem ein umlaufendes Kupferband angebracht, mit dem die Folie leitend verbunden wird. Diese umlaufende, leitende Verbindung gewährleistet eine elektrische Kontaktierung der gesamten Folienfläche.

⁶Toray TX-1, siehe Anhang B.2

⁷Ciba-Geigy Araldit AV 118

An das Kupferband wird über eine nach außen geführte Buchse die Hochspannung angeschlossen.

Um eine gleichmäßige, ebene Kathodenfläche zu erhalten, wurde die Hochspannungsfolie⁸ in gespanntem Zustand auf die Trägerrahmen geklebt. Dafür wird die Folie zunächst auf einem Holzrahmen befestigt, mit dem die Folie durch Unterdruck in einer umlaufenden Nut gespannt werden kann. Der Holzrahmen wird dann mit Folie auf den Trägerrahmen gelegt. Um die Aushärtung des verwendeten Klebstoffes zu gewährleisten, wird die Folie mit angepaßten Anpreßleisten auf die Klebestellen gepreßt und für ca. 12 Stunden auf 40°C erwärmt.

Anodendrähte

Um die Signale der Anodendrähte auslesen zu können, besitzen die Drahtträgerrahmen an den Längsseiten überstehende „Zungen“. Auf diesen Zungen sind speziell angefertigte Platinenfolien⁹ aufgeklebt. Diese Leiterplatinen, an denen die Drähte befestigt werden, führen die Drahtsignale zwischen den Kammerrahmen nach außen zu den Vorverstärkerkarten, die direkt auf den Zungen montiert sind (siehe Abb. 4.4).

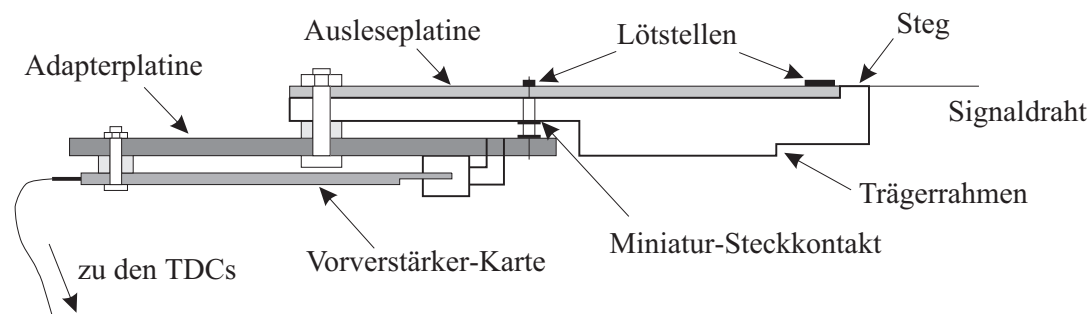


Abb. 4.4: Montage der Vorverstärkerkarten an den Draht-Trägerrahmen. Der Signaldraht wird direkt auf die Lötungen der Leiterplatinen gelötet. Über die Leiterbahnen wird der Kontakt mit der Buchse eines Miniatursteckkontaktes hergestellt. Aus Platzgründen sind die Vorverstärkerkarten parallel zum Trägerrahmen montiert.

Als Signal- und Potentialdrähte wurden goldbedampfte Wolframdrähte¹⁰ mit unterschiedlicher Dicke gewählt. Die dünnen Signaldrähte erzeugen eine hohe Gasverstärkung und damit hohe Signale. Die Potentialdrähte sind dicker, um eine Lawinenbildung an ihnen zu vermeiden. Dadurch wird ein Abschirmungseffekt der Signaldrahtzellen zueinander erreicht. Außerdem sind sie wesentlich stabiler.

Die gesamte Fläche der Trägerrahmen wurde mit Anodendrähten bestückt. In den x -Ebenen, die die x -Koordinate und den zugehörigen Winkel Θ bestimmen, sind die Drähte senkrecht zur Längsseite gespannt. Die s -Ebenen bestimmen die y -Koordinate und den zugehörigen Winkel Φ . Die Drähte sind nicht senkrecht zu den x -Drähten gespannt, sondern in einem Winkel von 40°. Dadurch erhält man zwar

⁸Mylar-Folie, Dicke: 3.5 μm , beidseitig mit 400 Å Aluminium bedampft, siehe Anhang B.2

⁹Du Pont Pyralux Laminat, Dicke: 185 μm

¹⁰Signaldrähte: $\varnothing = 15 \mu\text{m}$, Potentialdrähte: $\varnothing = 50 \mu\text{m}$, siehe Anhang B.3

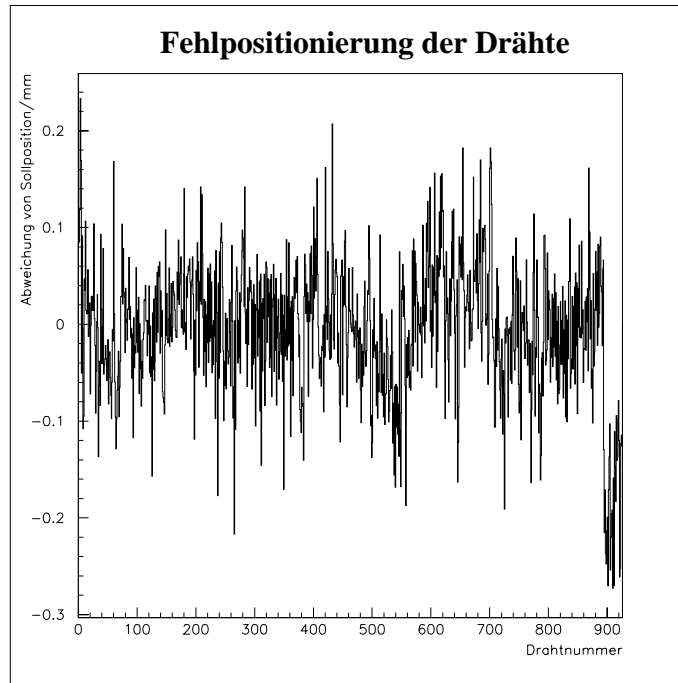


Abb. 4.5: Abweichung der gemessenen Position der Drähte der x_1 -Ebene von der Sollposition.

eine schlechtere Auflösung in der Bestimmung der y -Koordinate, die Drahtlänge beträgt aber nur etwa 50 cm statt 2.3 m.

Entscheidend bei der Bestückung ist die präzise Positionierung der Drähte. Dies betrifft die Lage der Drähte in der Ebene, die Parallelität und den Abstand der Drähte. Dadurch werden systematische Fehler in der Ortsbestimmung vermieden bzw. klein gehalten. Die Lage der Drähte in der Ebene ist durch den Steg des Kammerrahmens festgelegt, auf dem die Drähte aufliegen. Um Parallelität und Abstand sicherzustellen, wurden zwei Positionierkämme verwendet, die gemeinsam gefertigt wurden und 250 Kerben in einem Abstand von (2.50 ± 0.01) mm besitzen. Die Kämme wurden auf einer Justierplatte zusammen mit den Trägerrahmen justiert.

Da für alle Driftkammern der drei Spektrometer etwa 16000 Drähte gespannt, positioniert und verlötet werden mußten, wurde eine an CERN¹¹ entwickelte Draht-Fädelmaschine [All68, Ras76] nachgebaut, die das Spannen der Drähte, in einem Abstand von 5 mm, automatisiert. Das erzeugte Drahtgeflecht wird auf einen Übernahmerahmen geklebt, der zum Verlöten der Drähte auf den Leiterplatten über die Positionierkämme auf der Justierplatte gelegt wird. Da die Positionierkämme nur eine Länge von 660 mm besitzen, mußte der Kammerrahmen mehrmals relativ zu den Positionierkämmen versetzt werden.

Nach der vollständigen Bestückung eines Trägerrahmens wurden die Drähte daraufhin überprüft, ob sie elektrischen Kontakt zu ihren Anschlußbuchsen haben. Um eine spätere Verschiebung der Drahtpositionen zu verhindern und die Zuglast der

¹¹Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, Genf, Schweiz

gespannten Drähte abzufangen, wurden die Drähte auf dem Steg des Trägerrahmens mit einem Gießharz verklebt.

Trotz des hohen mechanischen Aufwandes zur Positionierung der Drähte können Fehlpositionierungen entstehen, die sich direkt auf die Koordinatenbestimmung auswirken. Wenn man genaue Kenntnis über die tatsächliche Position jedes Drahtes auf dem Trägerrahmen hat, kann man diese Daten in die Messung der Teilchenspur einfließen lassen. Deswegen wurde vor dem Zusammenbau der Driftkammerpakete die Position jedes Drahtes mit einem optischen Meßverfahren [Mau93] vermessen. Die Messungen zeigten eine systematische Abweichung der Drahtpositionen von ihrer Sollposition, was auf die Fertigungstoleranzen der Positionierkäme zurückgeführt werden kann. Der tatsächliche Drahtabstand beträgt (2.4992 ± 0.073) mm. Nach der Berücksichtigung dieses Drahtabstandes in der Datenauswertung und einer weiteren Korrektur mit einem Polynom 5-ten Grades wurde die mittlere Abweichung von der Sollposition zu $\sigma \approx 70 \mu\text{m}$ bestimmt. In Abb. 4.5 ist die so ermittelte Abweichung jedes Drahtes von seiner Sollposition dargestellt.

4.3.2 Einbau in das Abschirmhaus von Spektrometer C

Das Abschirmhaus des Spektrometers dient zum Einen zur Reduktion des Strahlungsuntergrundes, der von im Strahlfänger erzeugten Neutronen durch Neutroneneinfangreaktionen im Detektormaterial oder in Detektornähe hervorgerufen wird. Die Abschirmung besteht aus einer 400 mm dicken, mit Borkarbid versetzten Betonschicht, die innen mit 50 mm dickem Blei ausgelegt ist. Die zweite Aufgabe des Abschirmhauses ist die Halterung der Detektoren.

Die Positionen der Detektorsysteme im Abschirmhaus wird durch die Lage der Fokalebene des magnetoptischen Systems von Spektrometer C bestimmt. Die erste x-Ebene der Driftkammern soll genau in der Fokalebene liegen. Die zweite Doppeldriftkammer wird um 400 mm versetzt¹² mit einem senkrechten Abstand von 160 mm angeordnet. Dies wird durch die Montage beider Doppeldriftkammern an einen Trägerrahmen gewährleistet. Die Position im Abschirmhaus wird durch spezielle, justierbare Halterungen bestimmt, die am Trägerrahmen angreifen.

Um einen flexiblen Ein- und Ausbau bei einer gleichzeitig genauen, reproduzierbaren Positionierung der Driftkammern zu gewährleisten, wird das Kammerpaket auf ein Schienensystem aufgesetzt. Wie Abb. 4.6 zeigt, besteht es am unteren Ende aus einer in zwei Dimensionen justierbaren Linearführung und am oberen Ende aus einer gefaßten, kugelgelagerten Kugel, die auf einer Schiene rollt. Die Kippung der Kammer kann bei dieser Drei-Punkt-Lagerung durch die auf beiden Seiten unabhängig mögliche Höhenverstellung der Linearführung justiert werden. Zusammen mit einer Einstellschraube an der Rollkugel kann so auch der Winkel des Driftkammer-Pakets relativ zum Abschirmhaus und der Abstand zum Vakuumaustrittsfenster feinjustiert werden.

¹²in dispersiver Richtung

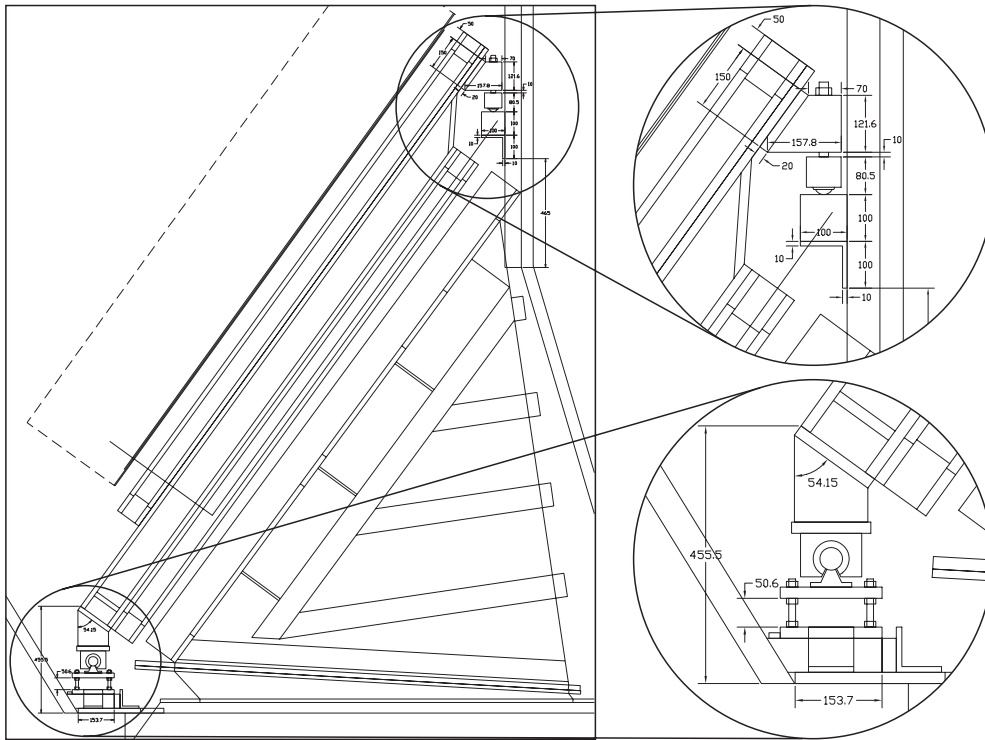


Abb. 4.6: Die Halterungen des Spurdetektors von Spektrometer C im Abschirmhaus. Das Driftkammerpaket wird unten von einer Linearführung gehalten, am oberen Ende ruht sie auf einer Kugel (Kugellager), die über eine Schiene rollen kann. Die gesamte Konstruktion kann, nach Verlängerung der Linearführung und der Schiene, seitwärts aus dem Abschirmhaus herausgefahren werden.

Die obere Schiene ist an MAYTEC-Aluminium-Profilen befestigt, die umlaufend an den Schmalwänden und der Decke des Abschirmhauses angebracht sind. Auch die Schiene selbst ist mit Hilfe solcher MAYTEC-Profile realisiert. Der Unterbau der Linearführung setzt direkt auf dem Boden des Abschirmhauses auf und wurde aus Aluminium-Platten und -Blöcken gefertigt.

Da der Schlitten das Rundprofil der Linearführung umfaßt, ist auch bei einer Erschütterung ein Herausspringen der Driftkammer aus der Führung unmöglich. Zum Ein- und Ausbau der Kammern werden die beiden Schienen um etwa 1.5 m verlängert und auf der Spektrometer-Bühne abgestützt. Das Kammerpaket wird seitlich herausgefahren und kann vom Hallenkran übernommen werden. Nach einmal erfolgter Justierung der Position der Driftkammern kann deren alte Position nach einem Ausbau des Kammerpakets mit Hilfe eines Endanschlag auf den Schienen reproduziert werden.

4.3.3 Die Versorgungs- und Auslesesysteme

Zum Betrieb der Driftkammern sind ein Gasversorgungssystem, die Spannungsversorgung der Vorverstärker und Hochspannungsnetzgeräte notwendig. Das Gassystem und die Spannungsversorgung der Vorverstärker sind in 19"-Überrahmen aufgebaut.

Die Hochspannung der Kathodenfolien wird von einem NIM¹³-Einschub der französischen Firma NOVELEC¹⁴ zur Verfügung gestellt.

Die Maximalspannung der beiden unabhängigen Kanäle der NOVELEC-Module beträgt jeweils -8000 V, bei einem Maximalstrom von 400 μ A. Über Drehpotentiometer kann sowohl für die Spannung, als auch für den Strom ein Schwellenwert eingestellt werden, bei dessen Überschreitung das Gerät automatisch abschaltet. Die Betriebsspannung wird von Hand oder ferngesteuert mit einer Referenzspannung eingestellt. Zur Überwachung der Spannungen und Ströme existieren Monitoranschlüsse. Der wesentliche Vorteil dieses Gerätes beim Betrieb von Driftkammern gegenüber anderen Alternativen besteht darin, daß nach dem Einschalten die Spannung automatisch langsam und gleichmäßig auf den Sollwert eingestellt wird.

Die für den Betrieb der Driftkammern notwendige Gasmischung und der Gasfluß werden von einem Gasfluß-Regelsystem¹⁵ eingestellt, dem die Kammergase Argon und Isobutan aus zwei auf der Bühne des Spektrometers befindlichen Druckflaschen zugeführt werden. Der Gasfluß wird mit Hilfe von auf das jeweilige Gas geeichten thermischen Massenflußreglern reguliert, die elektronisch gesteuert werden. Zur Beimischung von Ethanol wird ein Teil des Argon-Gases durch einen Ethanol-Behälter geleitet. Dabei entsteht ein Gemisch aus Argon und Ethanol-Dampf, das in einem Mischer mit dem Rest des Argons und dem Isobutan durchmischt wird.

Die Betriebssicherheit der Driftkammer wird stark von der Reinheit des Kammergases beeinflusst. Deswegen sind alle Verbindungsleitungen des Gassystems aus Edelstahlrohren aufgebaut. Das „Abgas“ der Driftkammern wird durch „Bubblers“ geleitet, die mit Diffusionspumpenöl¹⁶ gefüllt sind. Dabei muß das Gas eine Flüssigkeitssäule von etwa 3 cm Höhe verdrängen, wodurch in den Driftkammern ein leichter Überdruck entsteht, der die Diffusion von Sauerstoff oder Wasserdampf in das Innere der Driftkammern behindert.

Die Spannungsversorgung der Vorverstärker/Diskriminator-Karten¹⁷ wurde mit linear geregelten Netzteilen¹⁸ realisiert. Der Nachteil eines kleineren Wirkungsgrades gegenüber Schaltnetzteilen wird dadurch ausgeglichen, daß sie keine hochfrequente Störstrahlung erzeugen. Diese Störstrahlung würde von den Kabelverbindungen zu den Vorverstärker-Karten oder den Drähten der Driftkammern wie von einer Antenne eingefangen. Dies würde zu starken Störungen der ausgelesenen Signale führen, die nur schwer zu unterdrücken wären.

Die differentiellen ECL-Signale der Vorverstärker-Karten gelangen über „twisted-pair“-Flachbandkabel zu der auf der Bühne des Spektrometers stehenden Ausleseelektronik. Bei Spektrometer C wird ein modulares TDC-System auf Transputerbasis verwendet [Gei94, Cla95]. Grundlage des Systems ist der im Hause entwickelte

¹³NIM : National Instrument Module, Standard-Spannungsversorgung

¹⁴NOVELEC HV 8174, siehe Anhang B.5

¹⁵siehe Anhang B.4

¹⁶Dieses Öl weist einen sehr niedrigen Dampfdruck auf.

¹⁷LeCroy 2735DC, siehe Anhang B.6

¹⁸Lambda Netzgeräte, siehe Anhang B.6

TDC2001-Chip [Wei92], der nach einem neuartigen, digitalen Meßverfahren arbeitet. Dadurch entfallen die bei konventionellen TDC's benötigten Konversionszeiten. Das System zeichnet sich außerdem durch einen großen Meßbereich (bis zu $16 \mu\text{s}$) bei einer Zeitauflösung von 250 ps aus.

Für jede der 4 Driftkammerebenen wird jeweils ein Subsystem verwendet. Es besteht aus einem VME-Crate mit modifizierter Busbelegung, welches bis zu 16 TDC-Karten mit je 32 Kanälen aufnehmen kann. Um ein paralleles Auslesesystem zu realisieren, wurden Transputer als Prozessoren verwendet. Jeder einzelne Transputer stellt einen leistungsfähigen, frei programmierbaren Mikroprozessor dar. Da jedes der Frontend-Crates mit einem eigenen Transputer ausgestattet ist, erlaubt dies die einfache Parallelisierung der Auslesesoftware, so daß die Zeitinformationen der einzelnen Kammerebenen gleichzeitig ausgelesen werden können. Man erreicht so eine mittlere Auslesegeschwindigkeit von $180 \mu\text{s}$ für alle vier Driftkammerebenen.

4.4 Test und Inbetriebnahme

Die Driftkammern wurden zunächst im Labor auf ihre Hochspannungsfestigkeit getestet. Dabei wurde die elektrische Kontaktierung der Signaldrähte mit ihren Auslesebuchsen nochmals überprüft. Bei diesen Tests konnten die meisten fehlerhaften oder durchhängenden Drähte gefunden und repariert werden.

Nach der Montage der Vorverstärkerkarten wurde das komplette Driftkammerpaket in das Abschirmhaus von Spektrometer C eingebaut. Dort wurden die Versorgungs- und Auslesesysteme angeschlossen und ebenfalls getestet.

Die Kenngrößen der Driftkammern, ihr Orts- und (daraus abgeleitet) Winkelauflösungsvermögen, sowie die Nachweiswahrscheinlichkeit wurden mit der Messung der Reaktion $^{12}\text{C}(e, e')$ bei einer Elektronenenergie von 360 MeV und einem Streuwinkel von 40° bestimmt. Abb. 4.7 zeigt die mit Spektrometer C gemessenen Fokalebenekoordinaten. Die Ergebnisse für die Fehler der Orts- und Winkelbestimmung des Teilchendurchtritts durch die Fokalebene von Spektrometer C sind in Abb. 4.8 dargestellt. Die asymmetrischen Verteilungen lassen sich durch zwei Momente beschreiben, den Mittelwert und den wahrscheinlichsten Wert.

Für die globalen, über die ganze Fokalebene ($\Delta p/p = 25 \%$, $\Delta\Omega = 28 \text{ msr}$) integrierten Orts- und Winkelauflösungen der Driftkammern ergaben sich die in Tab. 4.1 aufgeführten Werte, die die Anforderungen aus Abschnitt 4.1 erfüllen.

Fokalebene koordinate	x	y	Θ	Φ
Fehler				
Mittelwert	$102 \mu\text{m}$	$232 \mu\text{m}$	$266 \mu\text{rad}$	$1072 \mu\text{rad}$
wahrscheinlichster Wert	$72 \mu\text{m}$	$152 \mu\text{m}$	$188 \mu\text{rad}$	$785 \mu\text{rad}$

Tab. 4.1: Auflösung des Spurdetektors von Spektrometer C über der gesamten Fokalebene. Da die Fehler in etwa landauverteilt sind, werden zwei Momente, Mittelwert und wahrscheinlichster Wert, angegeben.

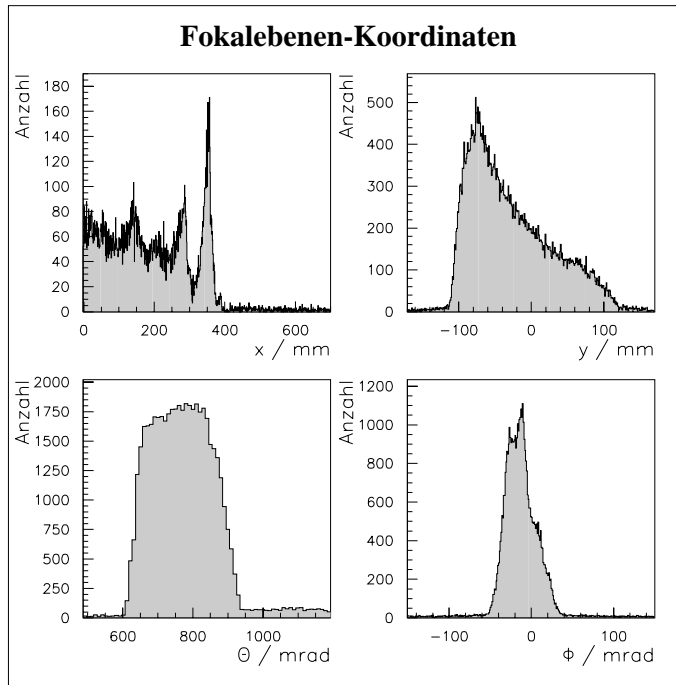


Abb. 4.7: Erste Rohspektren der Fokalebenekoordinaten von Spektrometer C. Aufgenommen wurde die Reaktion $^{12}\text{C}(e, e')$ bei einer Elektronenenergie von 360 MeV und einem Streuwinkel von 40° .

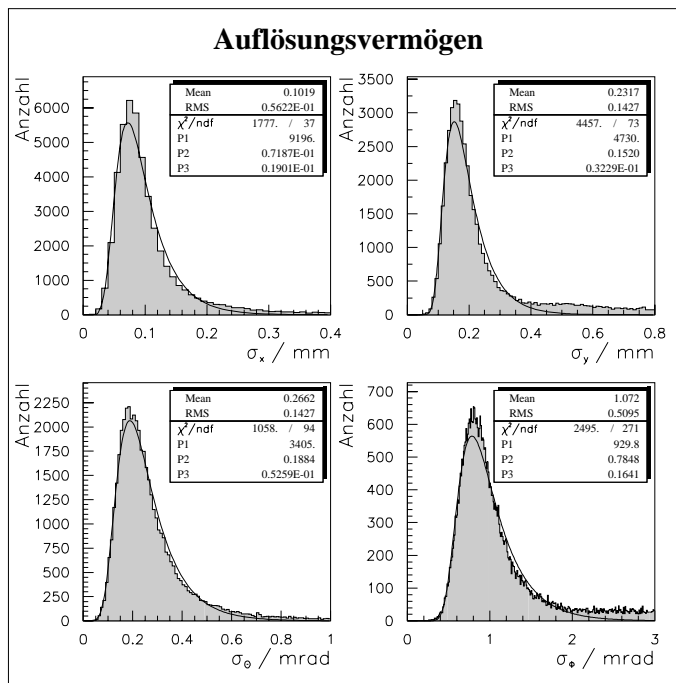


Abb. 4.8: Auflösungsvermögen des Spurdetektors von Spektrometer C. Gezeigt sind die Verteilungen der Fehler für die Fokalebenekoordinaten x , y , Θ und Φ .

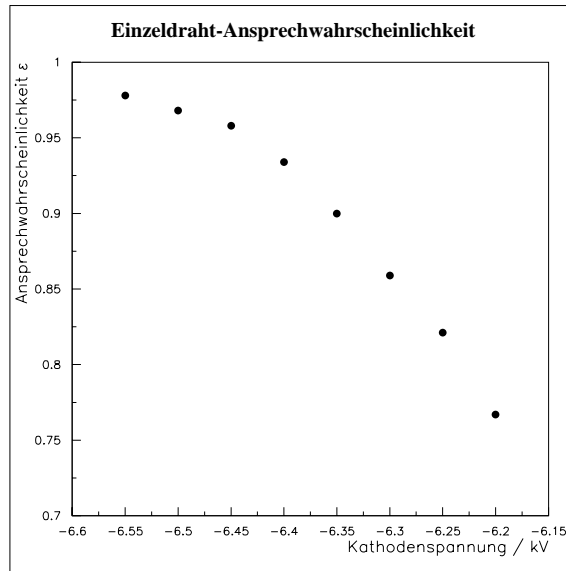


Abb. 4.9: Abhängigkeit der Einzeldraht-Ansprechwahrscheinlichkeit der Driftkammern von der angelegten Kathodenspannung, gemessen mit ≈ 1 MeV Elektronen aus einem ^{90}Sr -Präparat.

Der zweite wichtige Parameter, durch den die Driftkammern charakterisiert werden, ist die Nachweiswahrscheinlichkeit. Zu deren Bestimmung wird eine selbstkonsistente Methode verwendet, bei der die einzelnen Driftzellen als unabhängige Detektoren betrachtet werden. Man erhält damit die Möglichkeit, mit den Meßdaten der Driftkammer selbst zu triggern. Die Teilchenspur wird durch die beiden äußeren Drähte eines Ereignisses, die gefeuert haben, festgelegt. Dadurch wird sichergestellt, daß die Driftzellen, die in die Berechnung einbezogen werden, auch voll getroffen wurden. Dies ist notwendig, um systematische Fehler zu vermeiden, da die Einzeldraht-Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ abfällt, wenn die Driftzelle nicht voll getroffen wurde [Dis90].

Bei einer Einzeldraht-Ansprechwahrscheinlichkeit von 100 % sollten alle Drähte gefeuert haben, die zwischen den beiden äußeren „Trigger“-Drähten liegen. Da das Ansprechen eines Drahtes jedoch statistischen Prozessen folgt, wird die Anzahl der Drähte, die ein Signal geliefert haben, durch eine Binomialverteilung beschrieben:

$$p(n, m) = \binom{n}{m} \epsilon^m (1 - \epsilon)^{n-m}$$

Hierbei ist $p(n, m)$ die Wahrscheinlichkeit, daß m von n Drähten ein Signal geliefert haben, und ϵ die Einzeldraht-Ansprechwahrscheinlichkeit. Mit dieser Methode wurde die Ansprechwahrscheinlichkeit einer einzelnen Driftzelle zu $\epsilon \approx 98.5$ % bestimmt.

Um einen Kompromiß zwischen hoher Ansprechwahrscheinlichkeit bei großen Feldstärken und der Gefahr von Gasentladungen in der Driftkammer bei zu hohen Feldstärken zu finden, wurden im Labor Messungen mit einem ^{90}Sr -Präparat bei unterschiedlichen Kathodenspannungen gemacht. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abb. 4.9 dargestellt. Ab einem Schwellenwert U_S der Kathodenspannung wird ein Plateauwert für die Ansprechwahrscheinlichkeit erreicht, der den optimalen

Arbeitspunkt vorgibt. Das Plateau wurde bei der Messung der nur sehr schwach ionisierenden Elektronen des Präparates in Abb. 4.9 nicht erreicht.

Beim Nachweis von stärker ionisierenden Teilchen im Spektrometer verschiebt sich dieser Schwellenwert noch zu niedrigeren Kathodenspannungen. Als Standardwerte wurden für Elektronen und Pionen $U_S \approx 6400$ V und für Protonen $U_S \approx 5800 - 6200$ V gefunden.

Die Wahrscheinlichkeit, ein Teilchen mit der Driftkammer nachzuweisen, ergibt sich aus der Einzeldraht-Ansprechwahrscheinlichkeit und der einschränkenden Bedingung, daß für die Bestimmung der Teilchenspur mindestens drei Driftzellen ein Signal geliefert haben. Unter diesen Voraussetzungen erhält man für die Nachweiswahrscheinlichkeit einer Teilchenspur in der Driftkammer einen Wert von 99.99 %. Dieser hohe Wert der Nachweiswahrscheinlichkeit kann nur durch die große Redundanz der Informationen bei der Messung einer Teilchenspur erzielt werden.

Kinematik	#1	#2	#3	#4	#5
θ_{p_1}	38.8°				
θ_{p_2}	-141.2°				
$p_{cent}(A)$ (MeV/c)	563	513	490	457	398
$p_{cent}(C)$ (MeV/c)	242	264	297	365	422
T_{p_1} (MeV)	131 - 192	105 - 165	101 - 149	89 - 131	67 - 98
T_{p_2} (MeV)	25 - 40	27 - 49	37 - 59	54 - 88	71 - 114
E_x (MeV)	(-75) - 70	(-55) - 90	(-50) - 85	(-60) - 75	(-55) - 80
$p_m^{\dagger*}$ (MeV/c)	(-110) - 110	(-30) - 180	60 - 220	150 - 320	260 - 430
p_{rel}^{\dagger} (MeV/c)	205 - 280	180 - 275	195 - 275	210 - 290	205 - 285
	520 - 615	495 - 605	510 - 605	525 - 625	520 - 620

Tab. 5.2: Die zentralen Hadronkinematiken der Messungen. Im oberen Teil der Tabelle sind die Einstellungen der Protonen-Spektrometer (A und C) angegeben. Im unteren Teil sind die akzeptierten Bereiche einiger physikalisch interessanter Größen aufgeführt.

\dagger Für die Werte zu p_m und p_{rel} gilt $E_x > -2$ MeV.

* Für p_m gilt folgende Vorzeichenkonvention: $p_m \geq 0$ für $\vec{p}_m \parallel \vec{q}$ und $p_m < 0$ für $\vec{p}_m \parallel -\vec{q}$.

der Impulsakzeptanzbereiche der beiden Protonen-Spektrometer der akzeptierte Bereich im fehlenden Impuls festgelegt werden kann. Diese Tatsache wurde zur Messung einer Verteilung im fehlenden Impuls ausgenutzt. Es hat sich gezeigt, daß mit 4 Einstellungen ein Bereich von -100 MeV/c bis 430 MeV/c im fehlenden Impuls abgedeckt werden kann. In Tab. 5.1 und Tab. 5.2 sind die genauen Daten zu den ausgewählten Kinematiken aufgeführt. In Tab. 5.2 wie auch bei weiteren Angaben zu Beträgen des fehlenden Impulses wird folgende Konvention verwendet: positive Beträge bezeichnen $\vec{p}_m \parallel \vec{q}$, negative Beträge bezeichnen $\vec{p}_m \parallel -\vec{q}$.

Die Angaben zu den Impulseinstellungen der Spektrometer bei den Daten der Hadronkinematiken stellen den Wert der zentralen Bahn im Spektrometer dar. Dieser Wert ist nicht identisch mit den Impulsen der Protonen nach der Reaktion. Sie wurden um die Energieverluste der Protonen, die beim Durchlaufen von Materialien vor den Dipolmagneten der Spektrometer auftreten, korrigiert. Die Energieverluste treten im Targetmaterial selbst, in der Wasserstoffatmosphäre und den Wänden der Targetzelle, im Abschlußfenster der Streukammer, dem Eintrittsfenster des Spektrometers sowie in der Luft zwischen diesen beiden Fenstern auf. Sie liegen in der Größenordnung von $\Delta T_p = 1 - 2$ MeV.

Ein zweites Kriterium für die Wahl der Impulseinstellungen der Protonen-Spektrometer war die Lage des interessanten Bereiches des Anregungsenergiespektrum in dessen Akzeptanzverteilung. Es wurde versucht, den Grundzustand an der linken Seite des Plateaus der Verteilung zu plazieren. Dadurch erreicht man eine nahezu konstante Akzeptanz vom Grundzustand bis hin zu Anregungsenergien von etwa 25 MeV. Somit ist die Akzeptanzkorrektur für die interessanten Zustände gleichartig und in etwa konstant. Die detaillierten Akzeptanzrechnungen werden in Abschnitt 5.4 genauer dargestellt.

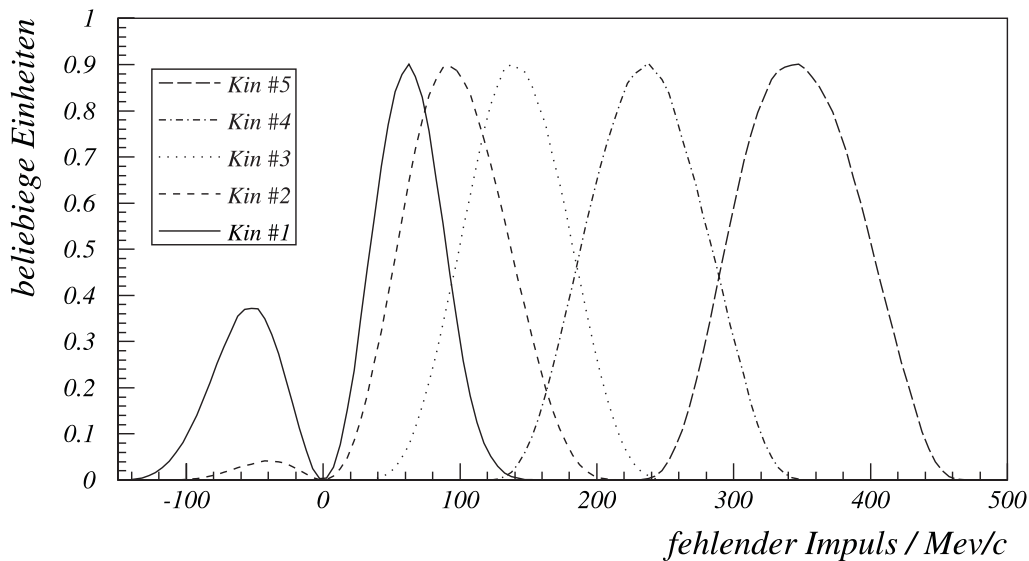


Abb. 5.1: Die Akzeptanzverteilungen im fehlenden Impuls der verschiedenen Kinematiken, dargestellt in einem Bild. Die Verteilungen wurden für Anregungsenergien $E_x > -2$ MeV simuliert.

Die verschiedenen Kinematiken unterscheiden sich im wesentlichen im fehlenden Impuls. Um am Ende eine kontinuierliche Verteilung im fehlenden Impuls zu erhalten, wurden die Einstellungen so gewählt, daß sich die jeweiligen Akzeptanzverteilungen etwa bei der Halbwertsbreite überlappen (siehe Abb. 5.1). Kinematik #2 bildet dabei eine Ausnahme. Während der Messung dieser Kinematik sind große technische Probleme mit dem Wassertarget aufgetreten. Die Analyse dieser Daten hat gezeigt, daß es große Probleme bezüglich der Eichung und der Statistik bei diesen Daten gibt, die sich nicht beheben lassen. Da diese Kinematik aber nicht notwendig ist, um die Verteilung im fehlenden Impuls zu erhalten, wurde die Messung nicht wiederholt. Sie wird im weiteren nicht betrachtet und trägt auch nicht zu den in Kapitel 6 dargestellten Ergebnissen bei.

Kinematik #5 ist nur der Vollständigkeit halber angegeben. Die Messungen zu dieser Kinematik wurden Ende 1998 durchgeführt, werden aber in dieser Arbeit nicht mehr berücksichtigt.

Der dritte Punkt, auf den bei der Auswahl der Kinematiken Wert gelegt wurde, betrifft den relativen Impuls der beiden Protonen im korrelierten Paar. Diese Größe ist zwar keine Observable, da sich bei der Kopplung des virtuellen Photons an das Paar zwei Amplituden kohärent überlagern, sie spielt aber eine entscheidende Rolle für die kurzreichweitigen Korrelationen (siehe Abschnitte 2.3.1 und 2.4). Aus diesem Grunde wurde darauf geachtet, daß mit der Variation des akzeptierten Bereichs im fehlenden Impuls die Akzeptanz im Relativimpuls in etwa konstant bleibt.

5.2 Die Luminosität

Wie aus Gleichung (5.2) ersichtlich, ist es zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes notwendig, die integrierte Luminosität der Messung zu berechnen. Zunächst ist

die Luminosität definiert als das Produkt aus der Stromdichte der einfallenden Teilchen und der Anzahl der Targetkerne:

$$L = j \cdot N_{Target}. \quad (5.3)$$

Im Falle eines einlaufenden Elektronenstrahls, wie z.B. beim Beschleuniger MAMI, und eines feststehenden Targets, läßt sich die obige Gleichung umformen und als integrierte Luminosität wie folgt aufschreiben:

$$\int L dt = \frac{Q}{e} \cdot (\rho d)_T \cdot \frac{N_A}{A_T}. \quad (5.4)$$

Dabei ist Q die Gesamtladung der während der Integrationszeit einfallenden Elektronen und e die Elementarladung, also $\frac{Q}{e}$ die Anzahl der einfallenden Elektronen. $(\rho d)_T \equiv \sigma_T$ stellt die Flächendichte des Targets dar, A_T ist die Massenzahl des Targetmaterials und N_A die Avogadro-Konstante.

Die genauen Einzelheiten zur Berechnung der Luminosität mit dem Softwarepaket `Cola++` an der Drei-Spektrometer-Anlage sind in Anhang D.3.1 dargestellt.

Das bei dem hier vorgestellten Experiment verwendete Wassertarget ist kein statisches Target, bei dem die Flächendichte σ_T eine bekannte, konstante Größe darstellt. Durch das Funktionsprinzip (siehe Abschnitt 3.3) ist die Dicke des Wasserfilms und somit die Flächendichte des Targets eine dynamische Größe. Deswegen muß man besondere Sorgfalt auf die Bestimmung der Targetdicke, vor allem aber auf eine kontinuierliche Kontrolle dieses Wertes verwenden.

5.2.1 Totzeitkorrekturen

Die Totzeit ist die Zeitspanne, in der die Meßapparatur nicht in der Lage ist Ereignisse zu registrieren. Zu dieser Zeitspanne gehören Totzeiten der Detektoren selbst, Konversions- und Signallaufzeiten in der Auslese-Elektronik, sowie die Zeit, die das Datenerfassungssystem zum Auslesen der Elektronik benötigt. Da die Bestimmung der Luminosität unabhängig von der Totzeit der Drei-Spektrometer-Anlage ist, muß entweder die Anzahl der gemessenen Ereignisse oder die bestimmte Luminosität um den Totzeitanteil korrigiert werden. Bei einer Analyse mit dem `Cola++`-Paket wird die Luminosität korrigiert. Genaueres über diese Korrektur und die Bestimmung der Totzeit selbst ist in Anhang D.3.2 beschrieben. Der Fehler im Totzeitkorrekturfaktor beträgt etwa 0.5 % und resultiert aus der endlichen Auflösung der Zeitmessung bei der Totzeitbestimmung.

5.2.2 Die Eichung der Targetdicke

Zur Bestimmung des absoluten Wertes der Flächendichte σ_T des Wassertargets wurde ein $^{16}\text{O}(e, e')$ -Experiment bei einer Energie der einlaufenden Elektronen $E_0 = 630$ MeV durchgeführt. Die gestreuten Elektronen wurden unter einem Winkel von

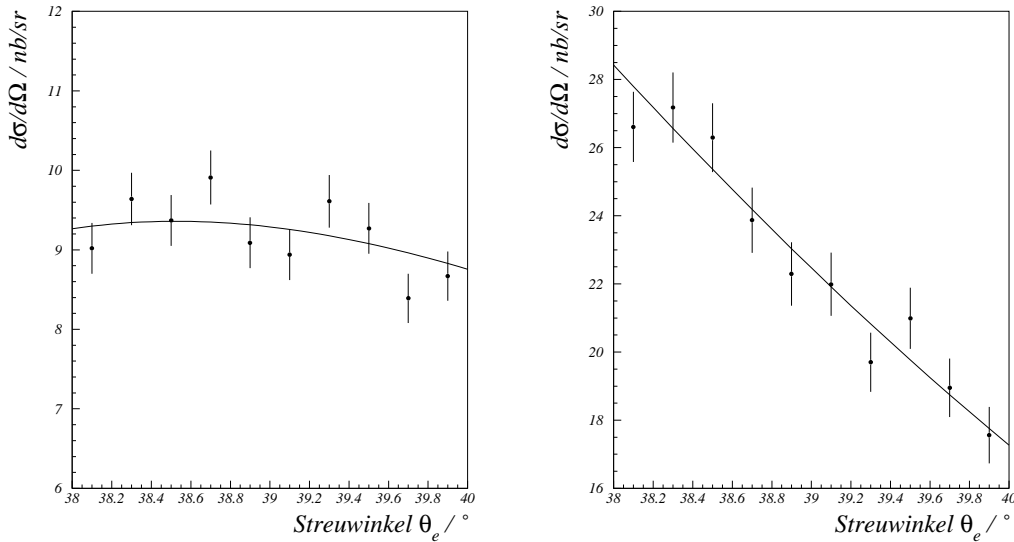
(a) Wirkungsquerschnitt $^{12}\text{C}(e, e')$ (b) Wirkungsquerschnitt $^{16}\text{O}(e, e')$

Abb. 5.2: Absolute Eichung der Flächendichte des Wassertargets mit Hilfe der Messung der $^{16}\text{O}(e, e')$ -Reaktion ($E_0 = 630$ MeV, $\theta_e = 39^\circ$). Zur Kontrolle wurde der elastische Wirkungsquerschnitt an einem ^{12}C -Target mit bekannter Flächendichte unter den gleichen Bedingungen gemessen. Die Kurven stellen den Verlauf der theoretischen Wirkungsquerschnitte dar (siehe Text). Für das Wassertarget wurde die Flächendichte zu $\sigma_T = 54.2 \pm 1.1$ mg/cm² bestimmt.

$\theta_e = 39^\circ$ nachgewiesen. Zusätzlich wurden die an einem ^{12}C -Target mit bekannter Flächendichte $\sigma_T = 45.4$ mg/cm² elastisch gestreuten Elektronen in einem Kontroll-experiment unter den gleichen Bedingungen gemessen.

Mit dem Kontrollexperiment an ^{12}C konnten eventuelle Unstimmigkeiten bei der Analyse kontrolliert und beseitigt bzw. bei der Analyse der ^{16}O -Messung berücksichtigt werden. Die elastischen Wirkungsquerschnitte der beiden Messungen sind als Winkelverteilungen in Abb. 5.2(a) für ^{12}C und in Abb. 5.2(b) für ^{16}O dargestellt.

Die Meßdaten der elastischen Messungen wurden an den Verlauf des theoretischen Wirkungsquerschnittes, der mit dem Programm `drepha`¹ berechnet wurde, angepaßt. In dem Programm `drepha` wird eine Parametrisierung der Ladungsverteilung $\rho(r)$ mit 0-ten sphärischen Bessel-Funktionen $j_0(q_\nu r)$ verwendet [Dre74]:

$$\rho(r) = \begin{cases} \sum_{\nu=1}^{\infty} a_\nu j_0(q_\nu r) & \text{für } r \leq R \\ 0 & \text{für } r > R \end{cases}, \quad (5.5)$$

wobei R den Abschneideradius darstellt und die Stützstellen q_ν durch die Bedingung $j_0(q_\nu r) = 0$ mit $q_\nu = \nu\pi/R$ gegeben sind. Als Abschneideradius wurde $R = 8$ fm verwendet [Reu81].

¹Phasenanalyse für elastische Elektronenstreuung

Für die Berechnung des ^{12}C -Wirkungsquerschnittes wurde der Parametersatz aus [Off88] benutzt. Die Ergebnisse von `drepha` wurden zunächst mit den gemessenen Daten aus [Off88, Sic70] verglichen. Innerhalb eines Fehlers von etwa 2 % stimmten die Rechnungen gut mit diesen Daten überein. In [Vri87] ist ein Parametersatz für den ^{16}O -Kern angegeben, der auf den Daten aus [Lah82] beruht. Die Ergebnisse, die `drepha` mit diesem Parametersatz liefert, wurden mit den gemessenen Wirkungsquerschnitten aus [Sic70, Lah82] verglichen. Der Vergleich ergab zum Teil große Abweichungen, die zwischen 0 % und 17 % lagen. Ähnlich große Abweichungen traten auch bei Verwendung des Parametersatzes aus [Lah82] auf. Die Abweichungen variierten stark mit dem Wert des Impulsübertrages \vec{q} und der Strahlenergie E_0 . Zusätzlich wurde die Steigung des Verlaufes nicht gut wiedergegeben.

Im Bereich des bei den elastischen Messungen auftretenden Impulsübertrages von $q \approx 330 \text{ MeV}/c$ lieferte der Parametersatz aus [Vri87] die besten Ergebnisse. Die verbleibenden Abweichungen wurden bei der Anpassung der Flächendichte des Wassertargets mit einem Korrekturfaktor berücksichtigt. Als Ergebnis dieser Anpassungsprozedur wurde für die Flächendichte ein Wert von $\sigma_T = 54.2 \pm 1.1 \text{ mg}/\text{cm}^2$ gefunden.

5.2.3 Die relative Eichung

Wie schon dargestellt ist die Flächendichte des Wassertargets keine konstante Größe. Deswegen muß man den Wert kontinuierlich kontrollieren. Bei den hier vorgestellten Messungen wurde dafür eine Eigenschaft des Datenerfassungssystems der Dreispektrometer-Anlage ausgenutzt. Neben den koinzidenten Ereignissen werden auch die Einarm-Ereignisse der Spektrometer erfaßt² und mit den Koinzidenzen gemeinsam archiviert. Daneben war es von Vorteil, daß bei allen gemessenen Kinematiken die Einstellungen von Spektrometer B die gleichen waren. So konnten die Einarm-Ereignisse von Spektrometer B zur Kontrolle der Luminosität verwendet werden.

Zur Anbindung an die absolute Bestimmung der Flächendichte mit den elastischen Messungen wurde direkt im Anschluß an diese eine Einarm-Messung mit Spektrometer B unter den Bedingungen der $(e, e'pp)$ Kinematiken als Referenzmessung durchgeführt. Dadurch konnte sichergestellt werden, daß die mittlere Flächendichte bei beiden Messungen gleich war.

Für jeden „Run“ der Datenaufnahme wurde bei der Analyse die Anzahl der Einarm-Ereignisse in einem kleinen Bereich in der Mitte der Spektrometerakzeptanz³ gezählt. Das Verhältnis dieser Zahl zur separat bestimmten integrierten Luminosität des Runs wurde mit dem aus der Referenzmessung erhaltenen Verhältnis verglichen. Dadurch erhält man ein direktes Maß für die mittlere Flächendichte während des Runs. In Abb. 5.3 ist die für jeden Run ermittelte mittlere Flächendichte gegen die Nummer des Runs aufgetragen. Die einzelnen Runs sind chronologisch aufgetragen.

²nach Wahl auch skaliert

³ $\Delta p < \pm 4 \%$, $\Phi_0 < \pm 10 \text{ mrad}$, $\Theta_0 < \pm 30 \text{ mrad}$

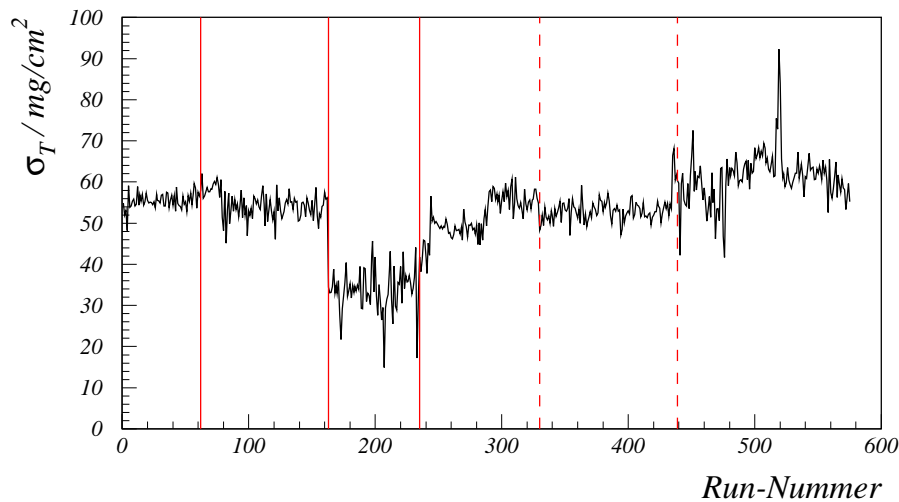


Abb. 5.3: „Zeitliche“ Entwicklung der mittleren Flächendichte. Aufgetragen ist die ermittelte mittlere Flächendichte gegen die Nummer des Datenaufnahme-Runs. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen den Beginn bzw. das Ende einer Strahlzeitperiode. Die gestrichelten Linien kennzeichnen den Beginn bzw. das Ende einer der drei verschiedenen Kinematiken (#1, #3 und #4), die in der vierten Strahlzeitperiode gemessen wurden. Die Messungen der dritten Strahlzeitperiode (Kinematik #2) wurden verworfen (kurze Runs, siehe Text).

Die durchgezogenen Linien kennzeichnen den Beginn bzw. das Ende einer Strahlzeitperiode⁴. Die gestrichelten Linien in der vierten Strahlzeitperiode trennen die drei verschiedenen gemessenen Kinematiken (#1, #3 und #4).

Die Flächendichte ist in der zeitlichen Entwicklung recht konstant, auch über die Grenzen der Strahlzeitperioden hinaus. Man erkennt jedoch deutlich einige Sprünge im Verlauf, die mit Änderungen der Betriebsparameter des Wassertargets übereinstimmen. Besonders deutlich ist dieser Effekt an der Spitze bei Run-Nummer 520 zu sehen. Bei den vier Runs, die diese Spitze bilden, wurde die Wasserdurchflußmenge zu Testzwecken deutlich erhöht. Zu dieser Zeit war die Stabilität des Wasserfilms mit den normalen Betriebsparametern nicht mehr gegeben. Nach kurzer Zeit trat jedoch eine Besserung ein, so daß wieder mit den normalen Betriebsparametern gearbeitet werden konnte.

Die zweite auffällige Stelle ist die dritte Strahlzeitperiode. Dort war ein normaler Betrieb des Wassertargets fast nicht möglich. Die meisten dieser Runs waren nur etwa 5 - 10 Minuten lang. Zum Ende dieser Strahlzeit wies die Stahlfolie der Targetzelle ein Loch auf, wodurch ein Betrieb des Targets nicht mehr möglich war. In Abschnitt 5.1 wurde schon erwähnt, daß die Daten zu Kinematik #2, die während dieser Strahlzeit gemessen wurden, aufgrund von Statistik- und Eichproblemen verworfen wurden. Die Probleme mit der Eichung deuten sich in Abb. 5.3 an.

Die integrierte Luminosität wird unter Verwendung der ermittelten Werte der mittleren Flächendichte für jeden Run einzeln berechnet und genauso wie die Daten selbst für jede Kinematik aufsummiert. Die statistischen Daten zu den in der Analyse verwendeten Runs sind in den Anhängen A.1, A.2 und A.3 aufgeführt.

⁴zeitlich zusammenhängender Beschleuniger- und Meßbetrieb

5.3 Behandlung des Untergrundes

In den aufgenommenen Daten sind leider nicht nur die gewünschten Informationen über die $(e, e'pp)$ -Reaktion enthalten, sondern auch Untergrundereignisse. Im Allgemeinen wird das Meßergebnis durch diese Ereignisse verfälscht, auch wenn sie teilweise zu Eichzwecken verwendet werden können. Es ist daher notwendig, den Untergrund durch geeignete Software-Schnitte bei der Analyse zu unterdrücken. Es wird jedoch nicht möglich sein, alle Untergrundereignisse aus den Daten zu eliminieren. In Abschnitt 5.3.3 wird ein Verfahren vorgestellt, mit dem der verbleibende Untergrund im Mittel von den Daten abgezogen werden kann.

5.3.1 Beiträge aus den Targetwänden

Da das Wassertarget nicht im Vakuum betrieben werden kann, ist es notwendig, den Wasserfilm in einer Wasserstoffatmosphäre zu erzeugen. Diese Wasserstoffatmosphäre ist durch eine Stahlfolie vom Vakuum der Streukammer getrennt. Der Elektronenstrahl des Beschleunigers tritt nun durch die Stahlfolie auf der einen Seite der Targetzelle in diese ein und durchläuft die Wasserstoffatmosphäre bis zum Wasserfilm. Dann verläßt er die radial-symmetrische Targetzelle durch die gleichen Materialien.

In allen Materialien, die vom Elektronenstrahl durchdrungen werden, können Reaktionen stattfinden. Die bei diesen Reaktionen gestreuten Elektronen werden dann im Elektronenspektrometer (Spektrometer B) nachgewiesen. Die Reaktionen in der Stahlfolie und der Wasserstoffatmosphäre sind nicht gewünscht und können Untergrundereignisse erzeugen. In Abb. 5.4 ist das Spektrum der Vertexposition, aufgenommen mit Spektrometer B, einmal als Einarm-Spektrum (5.4(a)), sowie unter der Dreifach-Koinzidenz-Bedingung (5.4(b)) dargestellt. Im Einarm-Spektrum kann man sehr deutlich die Beiträge der verschiedenen Materialien im Target erkennen. Der Hauptbeitrag an Untergrundereignissen rührt von den Targetwänden her. Unter der Koinzidenz-Bedingung wird der Anteil der Untergrundereignisse schon deutlich unterdrückt. Auf der einen Seite fällt der Großteil der Untergrundereignisse durch die Forderung einer zeitlich korrekten Korrelation der drei gemessenen Teilchen weg. Auf der anderen Seite ist eine $(e, e'pp)$ -Reaktion am Wasserstoff nicht möglich.

Durch einen Software-Schnitt in dem in Abb. 5.4 dargestellten Spektrum, der bei etwa ± 8 mm liegen sollte, wird man auch den Rest der Ereignisse, die in den Targetwänden stattfinden, los. Falls man den Software-Schnitt zu groß wählt, können Fehler bei der Subtraktion des Untergrundes (siehe Abschnitt 5.3.3) auftreten, da die Spektren der Vertexposition für die verschiedenen Untergrundbeiträge die selben Anteile enthalten, die auch im Spektrum in Abb. 5.4(a) enthalten sind. Diese Spektren werden nicht wie das Spektrum für die echten Dreifach-Koinzidenzen durch die restriktive Koinzidenzbedingung gesäubert. Auf der anderen Seite verwirft man durch einen engen Software-Schnitt echte Ereignisse. Dieser Verlust kann durch einen Korrekturfaktor im Wirkungsquerschnitt berücksichtigt werden. Für den oben angegebenen Schnitt ergab sich ein Korrekturfaktor von $\kappa = 1.035 \pm 0.002$.

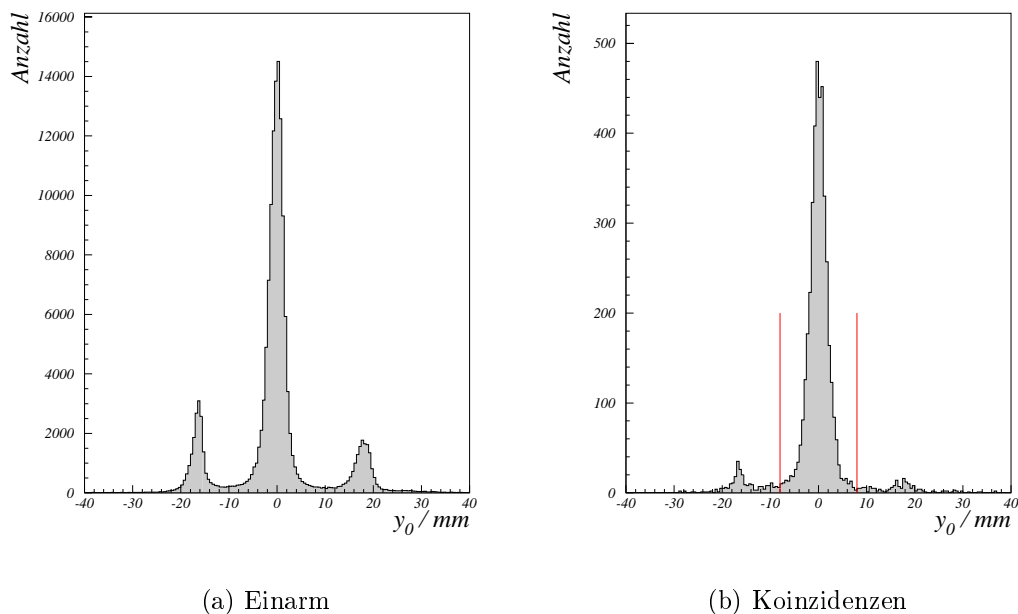


Abb. 5.4: Der Beitrag zum Untergrund aus den Targetwänden des Wassertargets. Im linken Bild ist ein Einarm-Spektrum von Spektrometer B gezeigt, daß die Vertexposition der gestreuten Elektronen zeigt. Deutlich ist der Pik, der durch Reaktionen im Wasserfilm entsteht, zu sehen. Rechts und links davon sind die Beiträge der Wasserstoffatmosphäre zu erkennen, bis hin zu den beiden kleineren Piks, die von den Targetwänden herrühren. Im rechten Bild ist das gleiche Spektrum für Dreifach-Koinzidenz-Ereignisse mit korrekter Zeitkorrelation dargestellt. Unter der Koinzidenzbedingung wird der Beitrag der Targetwände deutlich unterdrückt. Bei ± 8 mm ist ein Software-Schnitt dargestellt, mit dem der restliche Untergrund beseitigt werden kann (siehe Text).

5.3.2 Koinzidenzzeitauflösung

Um die echten von den zufälligen Koinzidenzen zu trennen, wurden Schnitte auf die Koinzidenzzeit durchgeführt. Gemessen wurde dazu die Differenz der Ankunftszeiten der Teilchen in den Szintillatorebenen der Spektrometer. Die Verteilung der Rohdaten ist am Beispiel der Zeit-Differenzmessung für Spektrometer A und B in Abb. 5.5 dargestellt. Die Verteilung hat eine Halbwertsbreite (FWHM⁵) von 12 ns.

Wie im vorhergehenden Abschnitt schon zu erkennen ist, trägt eine gute Auflösung in der Koinzidenzzeit und somit eine gute Kenntnis der zeitlichen Korrelation der drei gemessenen Teilchen sehr stark zur Untergrundreduktion bei. Durch das Anwenden einiger Korrekturen kann die Koinzidenzzeitauflösung erheblich verbessert werden. So sind die Szintillatoren, die den Triggerzeitpunkt bestimmen, segmentiert aufgebaut. Unterschiedliche Kabellaufzeiten und verschiedene Verstärkungsfaktoren der Photomultiplier bewirken Zeitdifferenzen, die bei der Analyse ausgeglichen wurden. Diese „offsets“ differieren um bis zu 5 ns. Außerdem gibt es Unterschiede zwischen den verschiedenen Kinematiken, die auf die unterschiedlichen Protonenenergien und damit auf unterschiedliche Signalhöhen im Szintillator zurückzuführen

⁵FWHM: Full Width Half Maximum

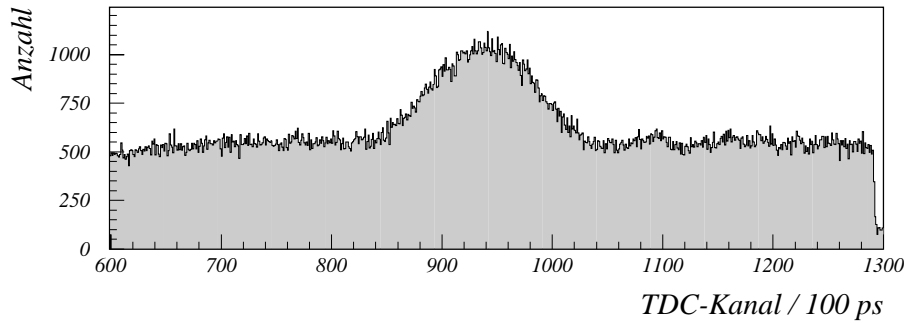


Abb. 5.5: Ein Rohzeitspektrum der Koinzidenzzeitmessung zwischen Spektrometer A und B.

sind. Des weiteren gibt es auch kleine Unterschiede zwischen den einzelnen Strahlzeiten, die auf Änderungen am Aufbau zurückzuführen sind.

Da nur die eine Seite der beidseitig ausgelesenen Szintillatoren zeitbestimmend ist, muß die Laufzeit des Szintillationslichtes vom Ort des Teilchendurchtritts bis zum Photomultiplier ebenfalls berücksichtigt werden. Mit Hilfe des Spurdetektors läßt sich der Durchtrittsort mit hoher Präzision ermitteln.

Der letzte Korrekturschritt berücksichtigt die unterschiedlichen Längen der Teilchenbahnen in den Spektrometern. Je nach Impuls und Eintrittswinkel legen die Teilchen vom Target bis zur Fokalebene Wege zurück, die um mehr als zwei Meter differieren können. Das verwendete Verfahren zur Bahnrückverfolgung kann um die Koordinate l_0 , der Differenz aus Teilchenbahn und Referenzbahn, erweitert werden [Kor94]. Der Zusammenhang der Fokalebenekoordinaten x , Θ , y und Φ mit l_0 lautet:

$$l_0 = \sum_{i,j,k,l} \langle l_0 | x^i \Theta^j y^k \Phi^l \rangle x^i \Theta^j y^k \Phi^l. \quad (5.6)$$

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

In Abb. 5.6 sind am Beispiel der Kinematik #4 die Koinzidenzspektren gezeigt, nachdem alle Korrekturen angewendet wurden. Bei einer Dreifach-Koinzidenz-Messung kann man drei verschiedene Zeitdifferenzen messen, zwischen dem gestreuten Elektron und dem ersten Proton (Δt_{AB}) sowie dem zweiten Proton (Δt_{BC}) und zwischen den beiden Protonen (Δt_{AC}). Allerdings sind nur zwei der Zeiten unabhängig voneinander. Die Dritte läßt sich aus den anderen beiden berechnen. Zur Ermittlung der Halbwertsbreite wurde den Verteilungen folgende Gauss-Funktion mit konstantem Untergrund angepaßt:

$$f(x) = P_1 \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x-P_2}{P_3/2.36} \right)^2} + P_4, \quad (5.7)$$

wobei P_1 die Amplitude, P_2 die Lage des Mittelwertes und P_3 die Halbwertsbreite (FWHM) der Verteilung darstellt. P_4 beschreibt den konstanten Untergrund. Die Ergebnisse der Anpassung sind in jedem Spektrum in Abb. 5.6 angegeben.

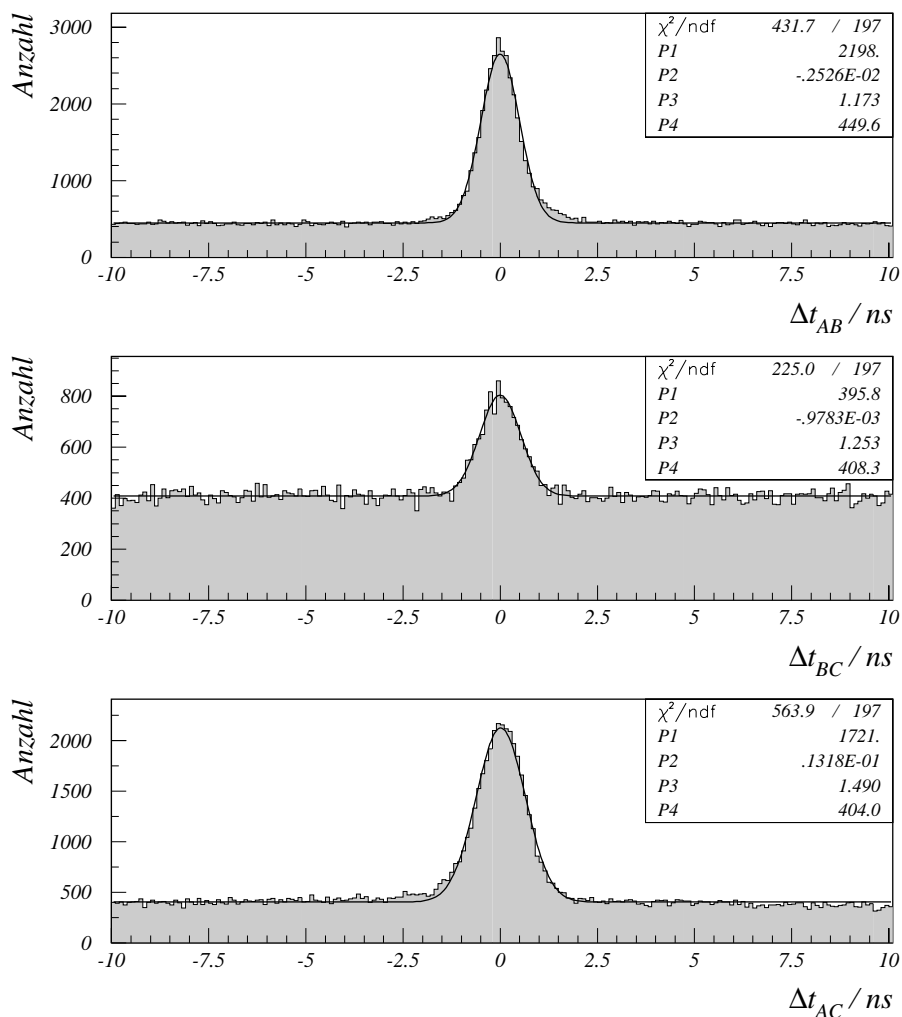


Abb. 5.6: Die Koinzidenzzeitauflösungen für alle drei möglichen Spektrometerkombinationen. An die Daten wurde eine Gauss-Funktion mit konstantem Untergrund angepaßt. Das Ergebnis dieser Anpassung ist in jedem Spektrum angegeben. $P1$ stellt die Amplitude, $P2$ die Lage und $P3$ die Halbwertsbreite (FWHM) des Piks in ns dar. $P4$ gibt den konstanten Untergrund an.

Kinematik	Δt_{AB}	Δt_{BC}	Δt_{AC}
#1	0.926 ns	2.035 ns	2.075 ns
#3	1.085 ns	1.476 ns	1.638 ns
#4	1.173 ns	1.253 ns	1.490 ns

Tab. 5.3: Die Koinzidenzzeitauflösungen. Aufgeführt sind die Halbwertsbreiten (FWHM) des Koinzidenzzeitpiks für die verschiedenen Kinematiken.

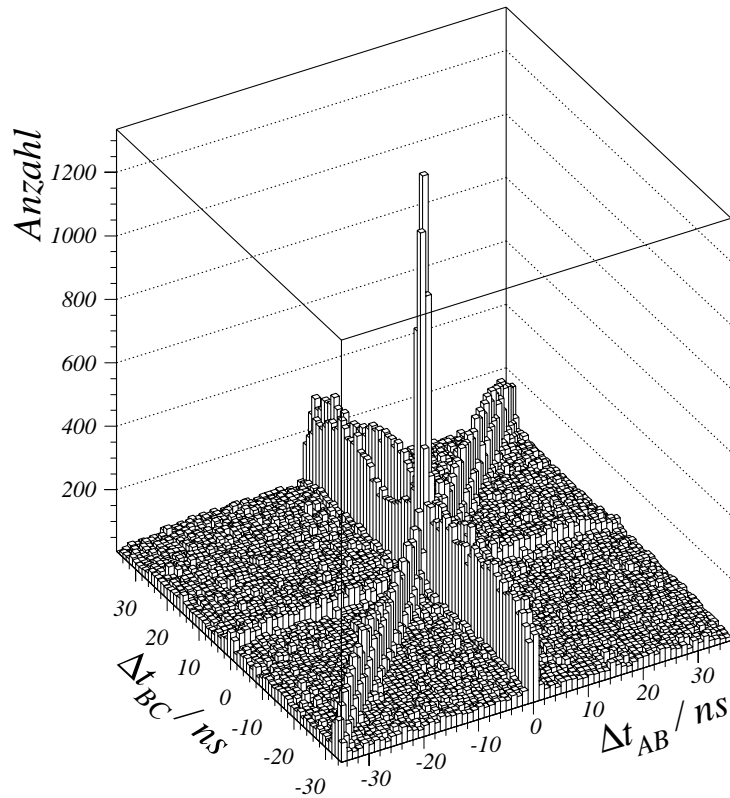


Abb. 5.7: Dreidimensionale Darstellung der Koinzidenzzeiten. Aufgetragen ist die Zeit Δt_{AB} gegen Δt_{BC} . Man erkennt die drei Wälle, die die Zweifach-Koinzidenz-Ereignisse mit einem zufälligen dritten Teilchen repräsentieren. Die rein zufälligen Ereignisse bilden einen gleichmäßigen Untergrund. An der Stelle, an der sich die drei Wälle kreuzen, befinden sich die echten Dreifach-Koinzidenz-Ereignisse.

In Tab. 5.3 sind alle Werte für die in dieser Arbeit betrachteten Kinematiken aufgeführt. Die Auflösungen der Zeiten, bei denen Spektrometer C beteiligt war, sind systematisch schlechter als die Auflösung in Δt_{AB} . Der Grund dafür ist die Verwendung der dE-Ebene anstatt der ToF-Ebene als Trigger in Spektrometer C, da dort langsame Protonen nachgewiesen wurden. Die Zeitauflösung der dE-Ebene ist schlechter als die der ToF-Ebene. Daneben wird die Koinzidenzzeitauflösungen für zunehmende Protonenenergien wieder besser.

Aus der Darstellung in Abb. 5.6 ist nicht ersichtlich, wie das Verhältnis der echten Dreifach-Koinzidenz-Ereignisse zu den zufälligen Ereignissen aussieht. Dies wird erst deutlich, wenn man zwei der drei Zeitdifferenzen gegeneinander aufträgt. In Abb. 5.7 sind die beiden Zeiten Δt_{AB} und Δt_{BC} gegeneinander aufgetragen worden. Zur besseren Verdeutlichung der Häufigkeitsverteilung ist die Darstellung als Lego-Plot gewählt worden.

Man erkennt drei Wälle, die sich im Zentrum der Darstellung kreuzen. An diesem Kreuzungspunkt treten die echten Dreifach-Koinzidenz-Ereignisse auf. Die Wälle rühren von Ereignissen her, bei denen eine echte Koinzidenz zwischen zwei Teilchen stattfand und ein zufälliges drittes Teilchen registriert wurde. In diesem Bild wird

auch deutlich, daß nur zwei der drei Zeitdifferenzen unabhängig sind. Der Wall der AC-Koinzidenzen verläuft diagonal durch die Δt_{AB} - Δt_{BC} -Ebene. Die unterschiedliche Höhe der Wälle spiegelt die verschiedenen Wirkungsquerschnitte der zugehörigen Reaktionen wider. So ist die Wahrscheinlichkeit für eine $(e, e'p)$ -Reaktion, bei der das Proton unter Rückwärtswinkeln auf der Seite des gestreuten Elektrons nachgewiesen wird, wegen der Impulserhaltung gleich Null. Ereignisse, die im Wall der BC-Koinzidenzen auftauchen, müssen aus einer Dreifach-Koinzidenz-Reaktion stammen (z.B. $(e, e'pN)$ oder $(e, e'p\pi)$). Dementsprechend ist der Wall der BC-Koinzidenzen fast nicht über dem gleichmäßig verteilten Untergrund aus rein zufälligen Ereignissen zu erkennen.

Die Abschätzung des Verhältnisses der echten Dreifach-Koinzidenzen zu zufälligen Ereignissen ist auch in Abb. 5.7 nur bedingt möglich. Prinzipiell ist anhand des zentralen Piks eine solche Abschätzung möglich, jedoch ist in dieser Abbildung aus darstellungstechnischen Gründen eine Binierung gewählt worden, die größer als die Auflösung der Koinzidenzzeiten ist. Der Pik ist also in Wirklichkeit schmaler und höher als in Abb. 5.7. Das Verhältnis von echten zu zufälligen Ereignissen wird aber anhand des Anregungsenergiespektrums in Abb. 5.9 deutlich.

5.3.3 Untergrundsubtraktion

Durch die Optimierung der Koinzidenzzeitauflösungen können die echten von den zufälligen Ereignissen weitestgehend getrennt werden. Es bleibt jedoch immer ein Rest an zufälligen Ereignissen in dem abgetrennten Anteil der echten Ereignisse übrig, da die zufälligen Ereignisse in der Regel gleichmäßig in der Koinzidenzzeit verteilt sind. Um diesen verbleibenden Rest noch berücksichtigen zu können, wird er im Mittel von den echten Ereignissen abgezogen. Dies ist bei einem Zweifach-Koinzidenz-Experiment relativ einfach zu bewerkstelligen, da es dort nur ein Koinzidenzspektrum gibt. Die interessierenden Spektren der physikalischen Observablen, wie z.B. der Anregungsenergie des Restkerns, werden jeweils mit einem Schnitt auf den Koinzidenzzeitpik für die Summe aus echten und zufälligen Ereignissen und einem Schnitt außerhalb des Piks nur für die zufälligen Ereignisse erzeugt. Das Zufälligen-Spektrum muß dann nur noch auf das der echten Ereignisse normiert und von diesem subtrahiert werden. Das aus dieser Methode resultierende Ergebnis sollte dann untergrundbereinigt sein.

Im Falle eines Dreifach-Koinzidenz-Experimentes muß obige Methode etwas modifiziert werden. Durch die Existenz dreier Koinzidenzzeiten, die zudem nicht vollständig unabhängig voneinander sind, kann man mit einfachen Schnitten in den einzelnen Koinzidenzspektren kein korrektes Ergebnis erzielen. Wie schon in Abb. 5.7 zu sehen war, ist die zweidimensionale Darstellung besser geeignet, die verschiedenen Untergrundbeiträge zu beurteilen. Um den Anteil der Untergrundeignisse im Pik der echten Koinzidenzen korrekt bestimmen zu können, muß man zweidimensionale Schnitte in diesem Spektrum machen. Die Form dieser Schnitte ist in Abb. 5.8 dargestellt. Die Schnitte sollten in einem Bereich liegen, in dem der Untergrundbeitrag gleichmäßig und weit genug von den echten Ereignissen entfernt ist.

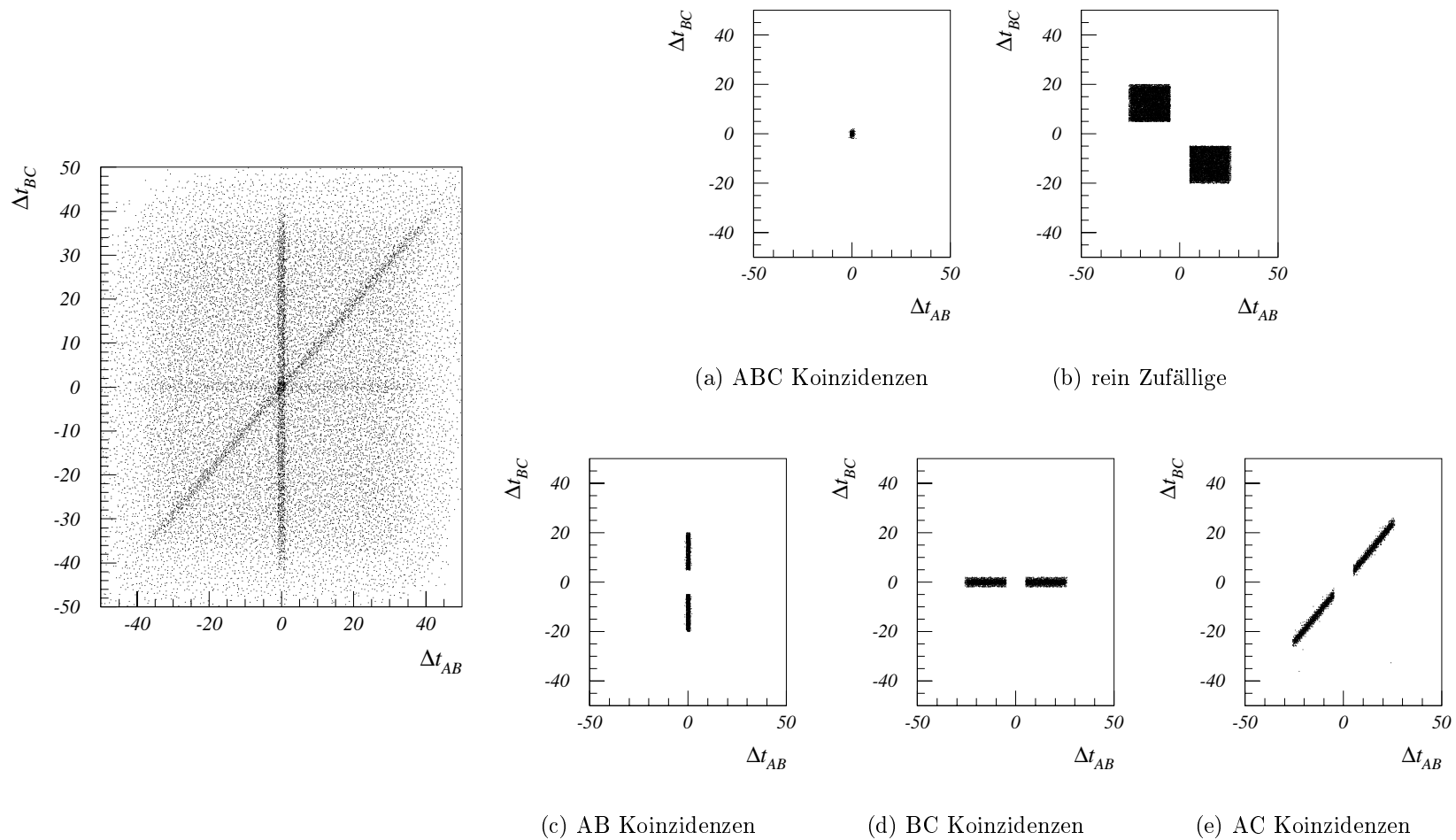


Abb. 5.8: Die Methode der Untergrundsubtraktion. Links ist die komplette Verteilung der Koinzidenzzeiten dargestellt. Aufgetragen sind die Zeiten Δt_{AB} gegen Δt_{BC} . In den kleinen Bildern (a) bis (e) sind die Beiträge der verschiedenen Ereignistypen dargestellt, die zur Untergrundbestimmung verwendet wurden.

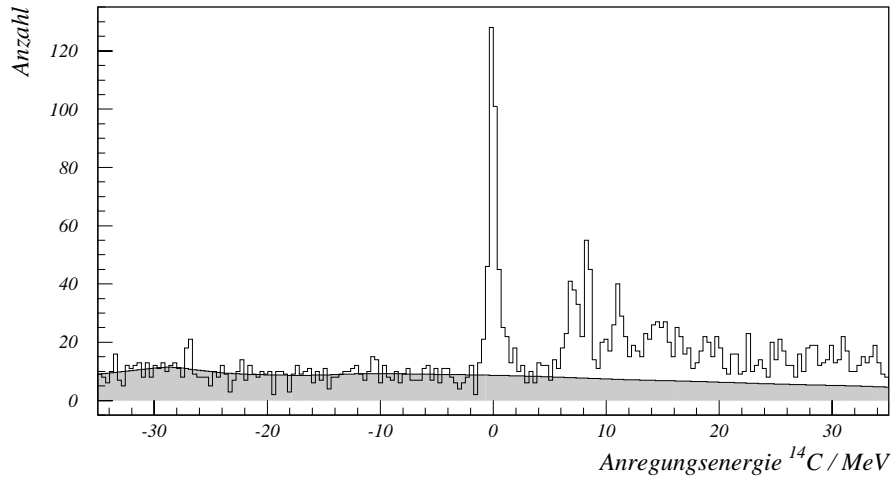


Abb. 5.9: Kontrolle der Untergrundsubtraktion anhand des Anregungsenergiespektrums der Kinematik #1. Die angeregten Zustände, ausgehend vom Grundzustand bei $E_x = 0$ MeV, sind deutlich zu erkennen. Der Untergrundbeitrag ist mit der beschriebenen Methode bestimmt worden.

Um die echten Ereignisse von den Untergrundereignissen im Mittel zu bereinigen, müssen die Anteile aus den in Abb. 5.8(b) - 5.8(e) dargestellten Schnitten geeignet summiert und von dem Schnitt in Abb. 5.8(a) richtig gewichtet abgezogen werden. Dabei muß man beachten, daß der rein zufällige Untergrund in allen Schnittbereichen beiträgt. Berücksichtigt man dies, erhält man folgende Gleichung für die Untergrundsubtraktion mit korrekter Gewichtung:

$$H = H_{ABC} - (a \cdot H_{AB} + b \cdot H_{BC} + c \cdot H_{AC} - 2d \cdot H_Z) , \quad (5.8)$$

wobei H_i für beliebige Histogramme steht, die unter der im Index angegebenen Schnittbedingung erzeugt wurden. H_Z bezeichnet die rein zufälligen Ereignisse. Die Faktoren a , b , c und d sind die Gewichtungsfaktoren und berechnen sich aus den Flächenverhältnissen der zweidimensionalen Schnitte zu dem Schnitt der echten Koinzidenzen (Abb. 5.8(a)).

Zur Prüfung dieser Methode auf Korrektheit, wurde sie auf die Anregungsenergiespektren der gemessenen Kinematiken angewendet. Dabei interessiert besonders der Bereich der negativen Anregungsenergien, da diese von nicht physikalischen Ereignissen herrühren und somit nur von zufälligen Ereignissen erzeugt werden können. Das Ergebnis dieses Tests ist in Abb. 5.9 am Beispiel der Kinematik #1 dargestellt.

Der mit der dargestellten Methode bestimmte Untergrundanteil stimmt mit dem tatsächlich im Spektrum enthaltenen Untergrund ausgezeichnet überein. Das gleiche Ergebnis wurde auch für die Anregungsenergiespektren der anderen Kinematiken erzielt.

In Abb. 5.9 erkennt man auch sehr gut das Verhältnis der echten zu den zufälligen Ereignissen. Das aus den Koinzidenzzeiten abschätzbare Verhältnis von etwa 2:1 verbessert sich für die einzelnen Zustände im Restkern deutlich. Es hängt vom Wirkungsquerschnitt des Zustandes ab und liegt zwischen 12:1 für den Grundzustand in ^{14}C und 2:1 für den 0_2^+ Zustand bei $E_x = 9.75$ MeV.

5.4 Akzeptanzrechnungen

Bei dem hier vorgestellten Experiment ist die Berechnung der Akzeptanz $\int A(\Omega)d\Omega$ aus Gleichung (5.2) nicht mehr analytisch durchführbar. Sie wird mit Hilfe einer Monte-Carlo-Integration ermittelt. Dabei werden die geometrischen und physikalischen Akzeptanzen der drei Spektrometer berücksichtigt.

Zur Berechnung des Phasenraumes ist das Programm `Simul++` im `Cola++`-Analysepaket vorgesehen. Es arbeitet mit den gleichen Konfigurations- und Beschreibungsdateien, die auch bei der Analyse der Daten verwendet werden. So ist auf eine einfache Weise gewährleistet, daß z.B. die Histogrammdefinitionen die gleichen sind und der Phasenraum unter den korrekten Bedingungen berechnet wird. Zur numerischen Integration werden Sobol-Sequenzen⁶ [Pre94] verwendet, die im Gegensatz zu Pseudo-Zufallszahlen eine gleichmäßige Verteilung erzeugen. Diese Eigenschaft ist bei numerischen Integrationen vorteilhaft.

Die Simulation wird unter Einhaltung der Energie- und Impulserhaltung für definierte Endzustände⁷ durchgeführt. Bei diesen Endzuständen werden die Strahlungsverluste durch die in Abschnitt 5.4.1 beschriebenen Prozesse während der Simulation berechnet und berücksichtigt. In Abb. 5.10 ist das Ergebnis einer Simulation des Grundzustandes dargestellt. Der durch die Strahlungsverluste erzeugte Strahlungsschwanz ist deutlich zu erkennen. Durch die Simulation solcher „verstrahlter“ Zustände sind keine radiativen Korrekturen über Entfaltungsprozeduren im Energiebilanzspektrum der Daten notwendig. Außerdem wird dadurch nicht nur die Energiebilanz, sondern die gesamte Kinematik bezüglich der Strahlungsverluste korrigiert.

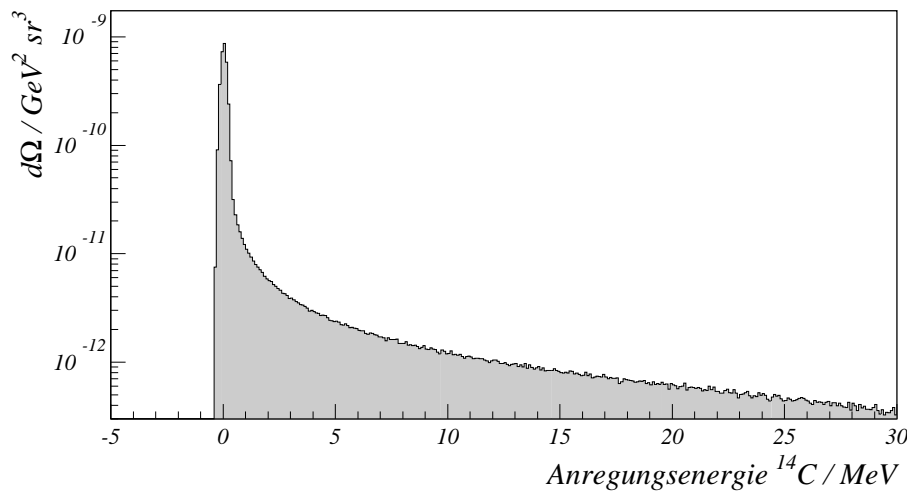


Abb. 5.10: Anregungsenergiespektrum der Simulation des Grundzustandes der Kinematik #1. Es wurde eine logarithmische Darstellung gewählt, um den simulierten Strahlungsschwanz deutlich zu machen. Zusätzlich wurden die Auflösungen der Spektrometer berücksichtigt, was zu einer Verbreiterung des Piks führt.

⁶Quasi-Zufallssequenzen

⁷Deltafunktion im E_m - bzw. E_x -Spektrum

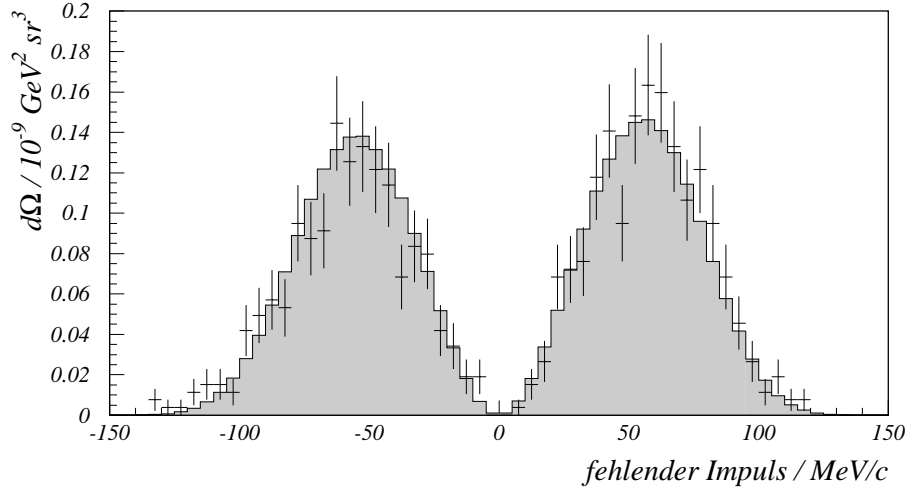


Abb. 5.11: Vergleich der simulierten Akzeptanz im fehlenden Impuls mit der aus den Zufalls-koinzidenzen ermittelten Akzeptanz für Kinematik #1. Das Histogramm stellt das Ergebnis der Simulation dar. Die Verteilung der rein zufälligen Ereignisse ist durch Datenpunkte mit statistischem Fehler angegeben.

Im hier beschriebenen Experiment ist das differentielle Phasenraumelement aus Gleichung (5.2) gegeben durch:

$$d\Omega = dE' d\Omega_e dT_{p_1} d\Omega_{p_1} dT_{p_2} d\Omega_{p_2}, \quad (5.9)$$

wobei dE' und dT_{p_i} die Energieakzeptanzen und $d\Omega_e$ und $d\Omega_{p_i}$ die Raumwinkelakzeptanzen der Spektrometer darstellen. Da die Simulation definierte Endzustände betrachtet, muß über eine Variable, in unserem Fall dT_{p_2} , „integriert“ werden. Man erhält dann ein achtfach differentielles Phasenraumelement.

Das Monte-Carlo-Verfahren generiert als erstes die Vertex-Position im Target. Dies ist von großer Bedeutung bei ausgedehnten Targets, wie es z.B. ein Wasserstoff-Kryotarget ist. Dann wird ein möglicher Energieverlust des einlaufenden Elektronenstrahls berechnet. Die Würfelbereiche der Impulse und Laborwinkel des gestreuten Elektrons und der beiden Protonen sind jeweils 10 % bis 20 % größer als die Akzeptanz der Spektrometer gewählt. Zunächst werden die Impulse der beiden Protonen in diesen Grenzen erzeugt. Dann werden die Laborwinkel des gestreuten Elektrons und der beiden Protonen generiert. Dabei werden ebenfalls mögliche Energieverluste berücksichtigt. Die Energie des gestreuten Elektrons kann dann aus den gewürfelten Werten berechnet werden. Nun wird für jedes der Teilchen überprüft, ob es vom jeweiligen Spektrometer akzeptiert wird. Falls alle Teilchen in der Akzeptanz der Spektrometer liegen, wird die Rückrechnung der Energieverluste wie bei der Analyse durchgeführt. Bevor die Histogramme gewichtet gefüllt werden, kann noch das Auflösungsvermögen der Spektrometer berücksichtigt werden. Dadurch werden die Teilchenimpulse und -winkel ausgeschmiert. Das bei der Füllung der Histogramme benutzte Gewicht setzt sich aus dem Produkt der Würfelbereiche und der Jacobi-Determinanten

$$\mathcal{J} = \frac{dE' d\Omega_e dT_{p_1} d\Omega_{p_1} d\Omega_{p_2}}{d\Omega_e dp_{p_1} d\Omega_{p_1} dp_{p_2} d\Omega_{p_2}}, \quad (5.10)$$

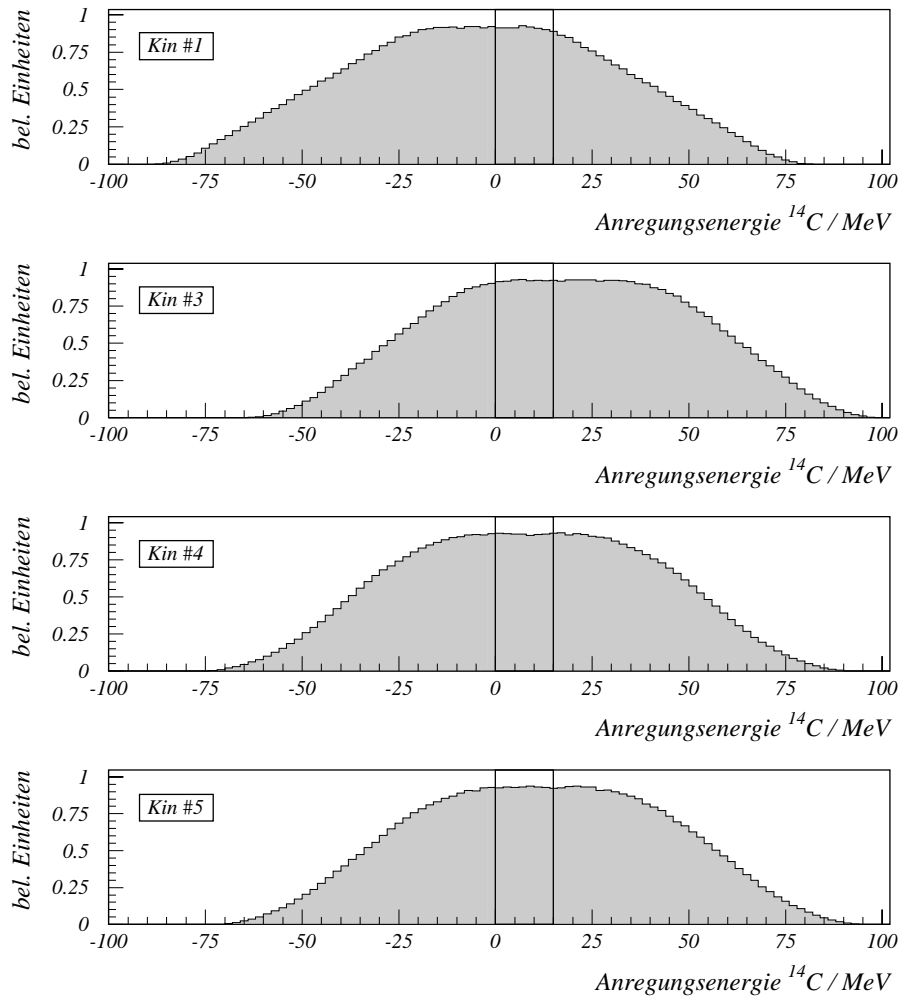


Abb. 5.12: Die simulierten Akzeptanzverteilungen in der Anregungsenergie für die Kinematiken #1, #3, #4 und #5 (von oben nach unten).

die numerisch bestimmt wird, zusammen. Die Jacobi-Determinante beschreibt die Transformation aus dem Koordinatensystem, in dem die Ereignisse gewürfelt wurden (Nenner in Gleichung (5.10)), in das Koordinatensystem, in dem der Wirkungsquerschnitt angegeben werden soll (Zähler in Gleichung (5.10)). In unserem Fall wird $dp_{p_1} dp_{p_2}$ in $dE' dT_{p_1}$ transformiert. Abschließend werden die Histogramme bezüglich des Verhältnisses der generierten zu den akzeptierten Ereignissen normiert. In Abb. 5.11 ist das Ergebnis der Simulation am Beispiel der Verteilung im fehlenden Impuls dargestellt. Eine aus unkorrelierten Ereignissen (Zufallskoinzidenzen) gewonnene und normierte Verteilung deckt sich im Rahmen des statistischen Fehlers sehr gut mit der simulierten Akzeptanz.

Neben der Berechnung des Phasenraumes mit `Simul++` wurden bei der Planung des Experiments die Akzeptanzverteilungen mit einem einfachen Monte-Carlo-Programm berechnet. Dabei wurde auf die Randbedingung des definierten Endzustandes verzichtet und auch die Energie des gestreuten Elektrons als Würfelvariable

freigegeben. Dadurch erhält man auch in den Energiebilanzspektren eine Verteilung, die auch die nicht physikalischen Ereignisse bei negativen Energien enthält. Bei der Planung des Experimentes war es notwendig, zu überprüfen, ob die interessanten Bereiche im Anregungsenergiespektrum (die niedrigen Zustände bis $E_x \approx 15$ MeV) durch abfallende Flanken in der Akzeptanz unterdrückt werden. In Abb. 5.12 sind die Akzeptanzverteilungen für die Kinematiken #1, #3, #4 und #5 gezeigt.

Die Verteilungen zeigen den typischen Verlauf. In der Mitte haben sie ein flaches Plateau, das zu den Seiten hin abfällt. Der interessante Bereich der niedrigen Zustände in ^{14}C liegt zwischen $E_x = 0$ MeV und $E_x \approx 15$ MeV. Das Ziel, diesen Bereich in den flachen Verlauf der Akzeptanz zu legen, wurde bei allen Kinematiken erreicht. Am Besten ist dies bei den Kinematiken #4 und #5 gelungen, da dort der Grundzustand ($E_x = 0$ MeV) an der linken Kante des flachen Plateaus liegt. Somit ist ein großer Bereich positiver (physikalischer) Anregungsenergien bei konstanter Akzeptanz gemessen worden.

5.4.1 Strahlungskorrekturen

Die gemessenen Daten müssen bezüglich eines möglichen Energieverlustes des einlaufenden bzw. auslaufenden Elektrons aufgrund der Abstrahlung von Photonen sowie der Ionisation der Targetatome korrigiert werden. Diese Prozesse führen zu einem Ausläufer zum hochenergetischen Bereich des Anregungsenergiespektrums, da die Energiebilanz der Reaktion geändert wird. Dies hat allerdings auch Auswirkungen auf die Impulse der an der Reaktion beteiligten Teilchen. Normalerweise führt das dazu, daß man beispielsweise ein (E_m, p_m) -Spektrum bezüglich der Strahlungsverluste korrigieren muß. Das Verfahren dafür wurde von Crannell vorgeschlagen [Cra69] und in [Qui88] ausführlich beschrieben. Dies ist allerdings nur bei ausreichend hoher Statistik der gemessenen Daten über die gesamte (E_m, p_m) -Ebene möglich. Neben der Änderung der Energiebilanz führen die Strahlungsverluste aber auch dazu, daß die Gesamtzahl der innerhalb der Akzeptanz liegenden Ereignisse reduziert wird.

Zu den Strahlungsverlusten tragen drei Arten von Energieverlusten bei:

- **interne Bremsstrahlung:**

Die Emission eines Photons im elektromagnetischen Feld jenes Zielkerns, an dem auch das virtuelle Austauschphoton produziert wird. Die Korrekturfunktion hierfür geht auf Schwinger [Sch49] und Modifikationen von Tsai [Tsa61] zurück. Zu dieser Korrektur gehören die Diagramme zur Vakuumpolarisation, sowie zu den Vertexkorrekturen und Infrarotbeiträgen. Sie bilden in der Regel den größten Anteil an den Strahlungsverlusten.

- **externe Bremsstrahlung:**

Die Emission eines Photons im Coulombfeld eines anderen Kerns des Targetmaterials. Die entsprechende Korrekturfunktion wurde zuerst von Bethe und Heitler abgeleitet [Bet34]. Später wurden in [MoT69] und in [Fri75] Näherungen entwickelt, die analytisch integriert werden können.

- **Energieverlust durch Ionisation des Targets:**

Dieser Beitrag wird mit einer Parametrisierung nach einer ursprünglichen Ableitung von Landau [Lan44] berechnet und ist relativ klein. Dies ist auch der einzige der drei Beiträge, der z.B. bei Protonen eine Rolle spielt.

Die übliche Methode der Entfaltung des Anregungsenergiespektrums bzw. der Berechnung von Korrekturfaktoren bei einzelnen Endzuständen wird bei der Analyse mit dem Cola++-Paket nicht angewendet. Vielmehr werden die Strahlungsverluste bei der Phasenraumsimulation anhand obiger Korrekturfunktionen berechnet und direkt berücksichtigt. Es werden „verstrahlte“ Zustände im Phasenraum simuliert. Bei der Berechnung des Wirkungsquerschnittes werden die Strahlungskorrekturen somit über die Normierung auf das Phasenraumelement berücksichtigt.

5.4.2 Das Verfahren zur Phasenraumnormierung bei mehr als einem Endzustand im Anregungsenergiespektrum

Da bei der Phasenraumberechnung „verstrahlte“ Zustände generiert werden, muß der Anteil des Strahlungsschwanzes, der zu höher liegenden Endzuständen beiträgt, bestimmt und von den Daten abgezogen werden. Dies ist notwendig, wenn es mehr als einen definierten Endzustand des Restkerns gibt. Besonders wichtig ist dies bei eng beieinander liegenden Zuständen, da dann der Beitrag des Strahlungsschwanzes noch relativ groß ist. Bei einer herkömmlichen Entfaltung des Energiebilanzspektrums wird dies implizit berücksichtigt.

Ein iteratives Verfahren, bei dem man sich vom Zustand mit der niedrigsten Anregungsenergie sukzessive zu höheren Energien vorarbeitet, ermöglicht die korrekte Berechnung der Beiträge der Strahlungsschwänze. Dabei muß man folgendermaßen vorgehen:

1. Simulation für i -ten Zustand
→ Wirkungsquerschnitt für i -ten Zustand
2. Simulation des i -ten Zustandes mit Gewichtungsfaktor aus dem untergrundbereinigten Datenspektrum des i -ten Zustandes, dabei Schnitte auf die Zustände $(i + 1)$ bis N
→ Strahlungsuntergrund des i -ten Zustandes bei den Zuständen $(i + 1)$ bis N
3. Strahlungsuntergrund der Zustände 1 bis i vom Datenspektrum des $(i + 1)$ -ten Zustandes abziehen
→ untergrundbereinigtes Datenspektrum des $(i + 1)$ -ten Zustandes
4. weiter bei 1. für den $(i + 1)$ -ten Zustand

N stellt die Gesamtzahl der Zustände dar und $i = 1 \dots N$. Die Zustände sind mit zunehmender Anregungsenergie durchnumeriert (Grundzustand: $i = 1$).

In Tab. 5.4 ist der mit obiger Methode gewonnene Anteil der Beiträge aus den Strahlungsschwänzen der tiefer liegenden Zustände für die in dieser Arbeit betrachteten

Endzustand	Kinematik #1	Kinematik #3	Kinematik #4
0_1^+ (0 MeV)	—	—	—
2_1^+ (7.01 MeV)	2.41 %	0.75 %	0.49 %
2_2^+ (8.32 MeV)	6.20 %	6.48 %	4.77 %
0_2^+ (9.75 MeV)	17.61 %	11.49 %	40.91 %
1^+ (11.31 MeV)	8.63 %	4.66 %	3.59 %

Tab. 5.4: Der mittlere Untergrundanteil aus den Strahlungsschwänzen der tiefer liegenden Zustände für die untersuchten Endzustände von ^{14}C .

Endzustände im Anregungsenergiespektrum von ^{14}C angegeben. Dies sind über die Akzeptanzen gemittelte Werte, die eine Abschätzung für die Größe der Korrektur darstellen.

5.5 Der Wirkungsquerschnitt

Nach Anwendung aller beschriebenen Schnitte werden die Meßdaten und die zufälligen Koinzidenzen in Histogramme eingeordnet. Diese entsprechen in Kanalzahl und Grenzen den Histogrammen, die in der Akzeptanzsimulation erzeugt wurden. Durch Differenzbildung nach dem in Abschnitt 5.3.2 beschriebenen Verfahren wird die Untergrundbereinigung durchgeführt.

Als eigentliche Meßgröße erhält man nach Gleichung (5.2) mit dem Phasenraumelement aus Gleichung (5.9) einen neunfach differentiellen Wirkungsquerschnitt. Um im Weiteren die Zustände im Anregungsenergiespektrum von ^{14}C einzeln betrachten zu können, führt man eine geeignete Integration über dT_{p_2} aus. Man erhält dann einen achtfach differentiellen Wirkungsquerschnitt, der wie folgt berechnet werden kann:

$$\frac{d^8\sigma}{dE'd\Omega_e dT_{p_1} d\Omega_{p_1} d\Omega_{p_2}} = \frac{N - N_{BG}}{(\int Ldt)_{\text{korr}} \cdot (\int A(\Omega)d\Omega)_{\text{korr}}}. \quad (5.11)$$

Hierbei stellt $(\int Ldt)_{\text{korr}}$ die um die Totzeit korrigierte, integrierte Luminosität und $(\int A(\Omega)d\Omega)_{\text{korr}}$ das strahlungskorrigierte, achtfach differentielle Phasenraumelement dar. Die Anzahl der Ereignisse $(N - N_{BG})$ und das Phasenraumelement müssen für die einzelnen Zustände, die untersucht werden sollen, getrennt berechnet werden.

Dieser Wirkungsquerschnitt kann mit den Voraussagen, die die in den Abschnitten 2.3 und 2.4 vorgestellten theoretischen Modelle liefern, verglichen werden.

5.5.1 Fehlerabschätzung

Der statistische Fehler des Wirkungsquerschnittes wird vom statistischen Fehler der Daten dominiert. Dieser berechnet sich nach folgender Gleichung:

$$\Delta T = \sqrt{T + (1 + S)B}, \quad (5.12)$$

Fehlerquelle	Beitrag
Bestimmung der Luminosität	2.6 %
Untergrundsubtraktion	1 %
Phasenraumsimulation	1 %
Spektrometerineffizienzen	5 %
totaler systematischer Fehler	5.8 %

Tab. 5.5: Beiträge zum systematischen Fehler des Wirkungsquerschnittes.

wobei T die Anzahl der echten Ereignisse und B die Anzahl der Untergrundereignisse darstellt. S ist das Verhältnis der Anzahl der Untergrundereignisse im Schnitt auf die echten Koinzidenzen zur Anzahl der Ereignisse in den Schnitten zur Untergrundbestimmung (siehe Abschnitt 5.3.3). Die Anzahl der Untergrundereignisse im Schnitt auf die echten Koinzidenzen ist nicht bekannt. Unter der Annahme, daß die Verteilung der Untergrundereignisse im Koinzidenzspektrum gleichförmig und konstant ist, läßt sich S aus dem Flächenverhältnis der Schnitte bestimmen. In Abb. 5.7 ist zu sehen, daß die Untergrundverteilungen flach sind und somit die Annahme korrekt ist. In diesem Fall läßt sich das Verhältnis zu $S = 1/450$ bestimmen. Da somit der Anteil von S am statistischen Fehler nur 0.2 % beträgt, wird S vernachlässigt. Mit $N = T + B$ geht Gleichung (5.12) dann über in:

$$\Delta T = \sqrt{T + B} \equiv \Delta N. \quad (5.13)$$

Der statistische Fehler der echten Ereignisse ΔT ist also gleich dem statistischen Fehler der gemessenen Ereignisse ΔN . Der statistische Fehler der Phasenraumbestimmung und Strahlungskorrektur trägt nur marginal bei, da bei der Monte-Carlo-Integration für jeden Endzustand jeweils etwa 4 Millionen Ereignisse pro Kinematik generiert wurden, und wird vernachlässigt.

Zum systematischen Fehler des Wirkungsquerschnittes tragen eine Reihe von Fehlerquellen bei. Tab. 5.5 gibt einen Überblick über die verschiedenen Beiträge. Der größte Beitrag rührt von unbekanntem Ineffizienzen der Spektrometer her. Bislang wurden die Effizienzen der Spektrometer nicht vollständig bestimmt. Des weiteren sind die Messungen der Detektoreffizienzen schon ein paar Jahre alt, so daß die damaligen Werte durch Alterungseffekte der Detektoren heute nicht mehr richtig sein müssen. Der daraus resultierende Fehler wird mit 5 % abgeschätzt.

Bei der Bestimmung der integrierten Luminosität tragen drei Quellen zum systematischen Fehler bei. Die Messung der gesammelten Ladung und der Totzeit bilden dabei nur einen kleinen Teil von jeweils 0.5 %. Den Hauptbeitrag liefert hier die Eichung der Targetdicke mit der elastischen Messung und die relative Eichung über die Einarm-Ereignisse während der Datennahme. Die elastische Messung ergab einen Fehler in der Flächendichte des Targets von 2 %. Der Fehler der Relativeichung wird mit 1.5 % abgeschätzt. So ergibt sich ein Gesamtbeitrag von 2.6 %.

Die Beiträge zum systematischen Fehler durch die Untergrundsubtraktion und die Bestimmung des Phasenraumes inklusive der Strahlungskorrekturen sind sehr klein und werden zu jeweils 1 % abgeschätzt. Durch quadratische Summation der verschiedenen Beiträge ergibt sich ein totaler systematischer Fehler von 5.8 %.

Kapitel 6

Untersuchung kurzreichweitiger Nukleon-Nukleon-Korrelationen

Im vorigen Kapitel wurden die einzelnen Schritte der Analyse der gemessenen Daten beschrieben. Als Ergebnis erhält man einen achtfach differentiellen Wirkungsquerschnitt. Für die einzelnen Endzustände von ^{14}C werden getrennt voneinander Verteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnittes im fehlenden Impuls angegeben und mit theoretischen Rechnungen verglichen. Um ein Gefühl für die Güte der Daten bezüglich Energieauflösung und Statistik zu bekommen, werden jedoch zunächst die untergrundbereinigten Spektren der Anregungsenergie von ^{14}C gezeigt.

6.1 Ergebnisse der Messung an ^{16}O

In Abb. 6.1, Abb. 6.2 und Abb. 6.3 sind die Spektren der Anregungsenergie E_x des ^{14}C -Restkerns dargestellt. Den Daten wurde der zufällige Untergrund im Mittel abgezogen. Sie sind aber nicht korrigiert auf die Akzeptanz oder die Strahlungsverluste. So ist gerade am Grundzustand in Abb. 6.1 der Strahlungsschwanz deutlich zu erkennen. Wie in Abb. 5.12 zu sehen ist, spielt die Akzeptanzkorrektur für einen relativen Vergleich der Population der Zustände nur eine untergeordnete Rolle. Die erzielte Energieauflösung liegt bei $\Delta E_x \approx 500$ keV (FWHM). Die Zwei-Loch Zustände des ^{16}O -Kerns wurden bevorzugt bevölkert.

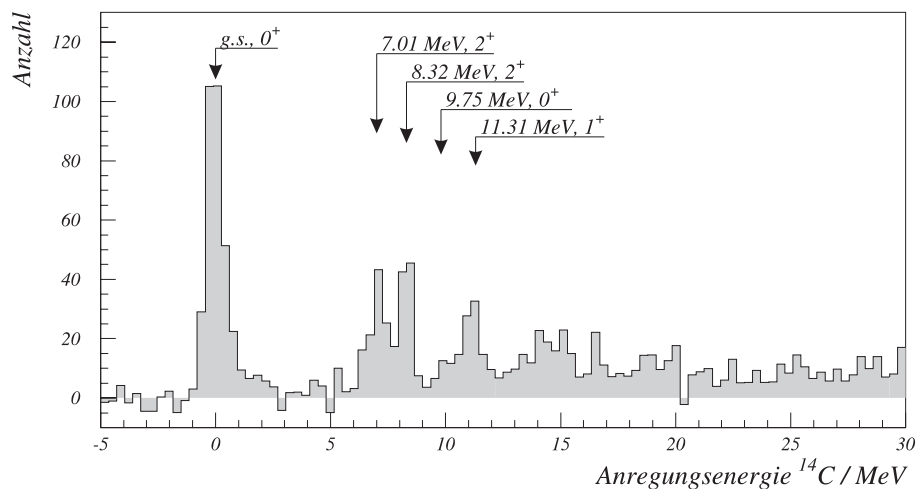


Abb. 6.1: Anregungsenergiespektrum der Kinematik #1 ($\langle p_m \rangle \approx 0$ MeV/c, siehe Tab. 5.2). Der zufällige Untergrund wurde im Mittel abgezogen. Die identifizierten Zustände von ^{14}C (aus [Ajz91]) können gut voneinander getrennt werden. Bei dieser Kinematik dominiert der Übergang zum 0^+ Grundzustand in ^{14}C .

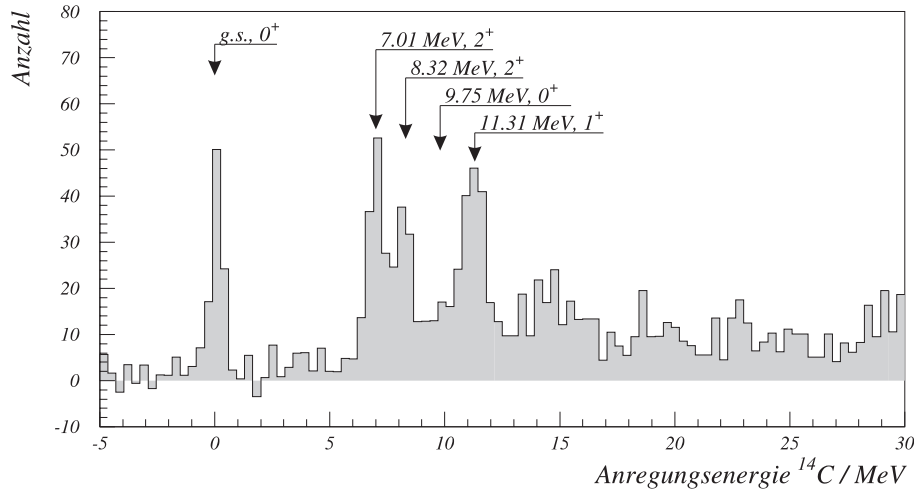


Abb. 6.2: Anregungsenergiespektrum der Kinematik #3 ($\langle p_m \rangle \approx 125$ MeV/c, siehe Tab. 5.2). Es gelten die gleichen Bedingungen wie in Abb. 6.1. Bei dieser Kinematik werden jedoch die 2^+ Zustände am stärksten bevölkert.

Die im Vergleich zu [Ajz91] identifizierten Zustände sind in den Spektren markiert. Dabei handelt es sich um Zustände, die auch in anderen Reaktionen gefunden wurden. Als Beispiel sind die Nukleon-Transfer Reaktion $^{15}\text{N}(d, ^3\text{He})^{14}\text{C}$ [Kas71] oder auch die Zwei-Proton-„pickup“ Reaktionen $^{16}\text{O}(n, ^3\text{He})$ [Ajz91] und $^{16}\text{O}(^6\text{Li}, ^8\text{B})^{14}\text{C}$ [Wei76] zu nennen, bei denen der Grundzustand und die 2^+ Zustände bei 7.01 MeV und 8.32 MeV ebenfalls stark populiert werden. Das Gleiche gilt für die Zwei-Neutron-Transfer Reaktion $^{16}\text{O}(p, t)^{14}\text{O}$ [Fle71], die zum Spiegelkern¹ ^{14}O führt. Des weiteren werden in der pn -„pickup“ Reaktion $^{16}\text{O}(p, ^3\text{He})$ [Fle71] die tief liegenden 0^+ und 2^+ , $T = 1$ Analogzustände in ^{14}N ebenfalls stark angeregt.

Die Zustände, die im wesentlichen eine Zwei-Loch Struktur aufweisen, sind der 0^+ Grundzustand mit der Hauptkonfiguration $(1p_{1/2})^{-2}$, die 2^+ Zustände bei 7.01 MeV und 8.32 MeV (Hauptkonfiguration $(1p_{1/2}, 1p_{3/2})^{-1}$), sowie ein 1^+ Zustand mit einer Hauptkonfiguration $(1p_{1/2}, 1p_{3/2})^{-1}$, der bei $E_x = 11.31$ MeV liegt. Diese Konfigurationen sind aus [Ge96b] übernommen und in Tab. 2.2 detailliert aufgeführt. Sie bilden auch die Basis der theoretischen Wirkungsquerschnitte, mit denen die experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitte in Abschnitt 6.2 verglichen werden. In den theoretischen Modellen wird nur ein 2^+ Zustand unterhalb von 10 MeV vorhergesagt, im Experiment werden jedoch zwei Zustände nachgewiesen. Diese Diskrepanz wird in Abschnitt 6.2.3 diskutiert. Für den Vergleich mit den theoretischen Modellen wurden zunächst die beiden 2^+ Zustände aufsummiert.

Ein Kandidat für den zweiten 0^+ Zustand mit Hauptkonfiguration $(1p_{3/2})^{-2}$ ist der Zustand, den man bei $E_x = 9.75$ MeV beobachtet. Ein zweiter 2^+ Zustand, der orthogonal zum ersten ist, wurde, im Gegensatz zu den Ergebnissen aus [Ond97, Ond98], bei dem hier vorgestellten Experiment nicht selektiv populiert. Seine Hauptkonfiguration sollten zwei Löcher in der $1p_{3/2}$ Schale sein, und er sollte bei $E_x \approx 12$ MeV [Ge96b] oder $E_x \approx 13.6$ MeV [Coh70] liegen.

¹Spiegelung bezüglich der Besetzungszahlen der Neutron- und Proton-Schalen

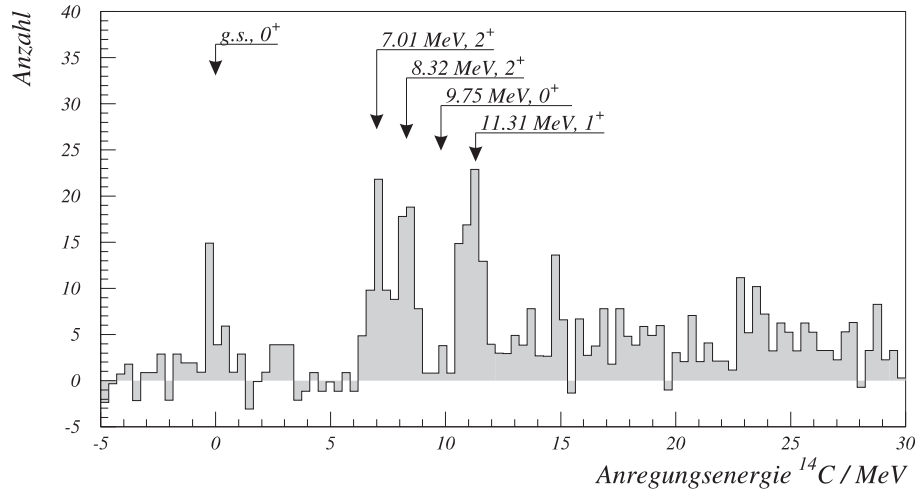


Abb. 6.3: Anregungsenergiespektrum der Kinematik #4 ($\langle p_m \rangle \approx 225$ MeV/c, siehe Tab. 5.2). Es gelten die gleichen Bedingungen wie in Abb. 6.1 und Abb. 6.2. Bei dieser Kinematik sind die Wirkungsquerschnitte aller Zustände schon deutlich kleiner geworden, insbesondere der für den Grundzustand in ^{14}C .

In [Ge96b, Gi98a] wurde gezeigt, daß die Zwei-Loch Zustände bei niedrigen Anregungsenergien des ^{14}C -Restkerns hauptsächlich durch eine begrenzte Anzahl von Partialwellen in der $^{16}\text{O}(e, e'pp)$ -Reaktion angeregt werden. So sollten der Grundzustand und der erste 2^+ Zustand bei $\langle E_x \rangle = 7.7$ MeV vor allem durch die Emission eines 1S_0 Protonpaares mit Bahndrehimpuls $L = 0$ und 2 bevölkert werden. Bei der Anregung des 1^+ Zustandes sollte die Emission eines 3P Paares mit $L = 1$ dominieren. In Abschnitt 2.3.2 wurde schon erwähnt, daß sich der Effekt der kurzreichweitigen Korrelationen in einer 1S_0 Paarkonfiguration, bei der der Abstand der Nukleonen am kleinsten ist, am stärksten auswirken sollte. Hinweise für die Dominanz der 1S_0 Paaremission wurden in [Ond97] gefunden.

Der Bahndrehimpuls L des Protonpaares zum Restkern ^{14}C hängt direkt mit dem Impuls der Schwerpunktsbewegung des Paares, also dem fehlenden Impuls der Reaktion p_m , zusammen. In der super-parallelen $^{16}\text{O}(e, e'pp)^{14}\text{C}$ -Reaktion sollte vor allem der Grundzustand bei kleinen fehlenden Impulsen ($p_m \approx 0$ MeV/c) über die Emission eines 1S_0 Protonpaares bevölkert werden. Dies gilt entsprechend für die 2^+ Zustände bei $E_x \approx 7.7$ MeV für fehlende Impulse $p_m > 100$ MeV/c [Gi98a]. Hinweise dafür sind in Abb. 6.1 und Abb. 6.2 zu erkennen. Bei Kinematik #1 lag der fehlende Impuls im Mittel bei $\langle p_m \rangle = 0$ MeV/c, bei Kinematik #3 lag er bei $\langle p_m \rangle = 125$ MeV/c. Man erkennt deutlich, daß in Abb. 6.1 der Grundzustand am stärksten bevölkert wird. Mit zunehmendem fehlenden Impuls (Abb. 6.2 und 6.3) werden die 2^+ Zustände relativ zum Grundzustand stärker angeregt.

Im Gegensatz zum Grundzustand und den 2^+ Zuständen sollte der 1^+ Zustand vornehmlich durch die Emission eines 3P Protonpaares angeregt werden. Dieser Prozeß wird von den Zwei-Körper-Strömen dominiert. Über die Bestimmung einer Impulsverteilung für diesen Zustand kann die Beschreibung und Berücksichtigung der Δ -Resonanz in den theoretischen Modellen sehr gut kontrolliert werden.

6.2 Die Verteilungen im fehlenden Impuls

Für die einzelnen identifizierten Zustände im Anregungsenergiespektrum von ^{14}C (siehe Abb. 6.1 bis 6.3) wurden die Wirkungsquerschnitte als Funktion des fehlenden Impulses bestimmt. Die verschiedenen Kinematiken wurden getrennt voneinander ausgewertet, die Wirkungsquerschnitte werden jedoch als kontinuierliche Verteilung gemeinsam angegeben. Dabei gibt es Bereiche, in denen aus den Daten von zwei verschiedenen Kinematiken der Wirkungsquerschnitt bestimmt werden konnte. Dieser Überlapp wurde bewußt gewählt, um eine Kontrolle von z.B. der Eichung zwischen den gemessenen Kinematiken zu ermöglichen.

Bei der Wahl der Aufteilung der p_m -Akzeptanz in einzelne Bins spielte vor allem die Minimierung des statistischen Fehlers eine Rolle. Allerdings sollten die Bins auch nicht einen zu großen Bereich des fehlenden Impulses abdecken, da dann der Bereich des Phasenraumes, über den die Daten gemittelt werden, zu groß wird und Strukturen im Wirkungsquerschnitt unter Umständen nicht mehr deutlich werden. Des weiteren sollte eine möglichst gleichmäßige Binierung im von den Kinematiken abgedeckten Bereich des fehlenden Impulses gewählt werden. Eine Randbedingung dabei waren die Grenzen der einzelnen Kinematiken, da bei einer nur sehr kleinen Befüllung eines Bins der statistische Fehler sehr groß wird. Außerdem ist dann der zentrale Wert (Mittenswert) des Bins nicht identisch mit dem Mittelwert aus der Mittelung über die Daten.

In Abb. 6.4 sind die simulierten Akzeptanzverteilungen der Kinematiken #1, #3 und #4 in der (p_m, ω) -Ebene als Scatterplot dargestellt. Dort ist auch die Wahl der Binierung im fehlenden Impuls für den Übergang zum Grundzustand von ^{14}C durch die senkrechten, gestrichelten Linien gekennzeichnet. Aus obigen Anforderungen und Überlegungen ergab sich eine unterschiedliche Wahl der Binierung für die verschiedenen untersuchten Endzustände in ^{14}C . So sind für den Übergang zum Grundzustand 30 MeV/c breite Bins im fehlenden Impuls gut geeignet, da die Statistik ausreichend hoch ist. Ein Kompromiß wurde dabei bezüglich der geringen Statistik bei hohen fehlenden Impulsen eingegangen. Für die Übergänge zu den beiden 2^+ Zuständen bei $E_x = 7.01$ MeV und $E_x = 8.32$ MeV sowie zum 1^+ Zustand bei $E_x = 11.31$ MeV ist aus statistischen Gründen eine gröbere Binierung von 40 MeV/c gewählt worden. Die sehr geringe Statistik für den Übergang zum 0_2^+ Zustand bei $E_x = 9.75$ MeV ließ bei annehmbarem statistischen Fehler nur eine Binbreite von 60 MeV/c zu. Bei allen Zuständen wurde jedoch ein besonderes Augenmerk auf eine ausreichende Statistik in den Bereichen mit $p_m \approx 0$ MeV/c gelegt. Dort ist der physikalische Phasenraum durch die $p^2 dp$ -Abhängigkeit besonders klein. Auf der anderen Seite ist dieser Bereich bei der Untersuchung von kurzreichweitigen Korrelationen äußerst interessant, da dort die SRC am stärksten zum Wirkungsquerschnitt beitragen.

Ein weiterer Punkt ist beim Vergleich der experimentellen Wirkungsquerschnitte mit den berechneten Verteilungen im fehlenden Impuls wichtig. Die Wirkungsquerschnitte, die mit dem Modell der Pavia- und der Gent-Gruppe berechnet wurden, beziehen sich auf die zentralen Werte des von den Spektrometern akzeptierten Phasenraumes. Dies betrifft jeweils die beiden Raumwinkel der beiden Protonen und des

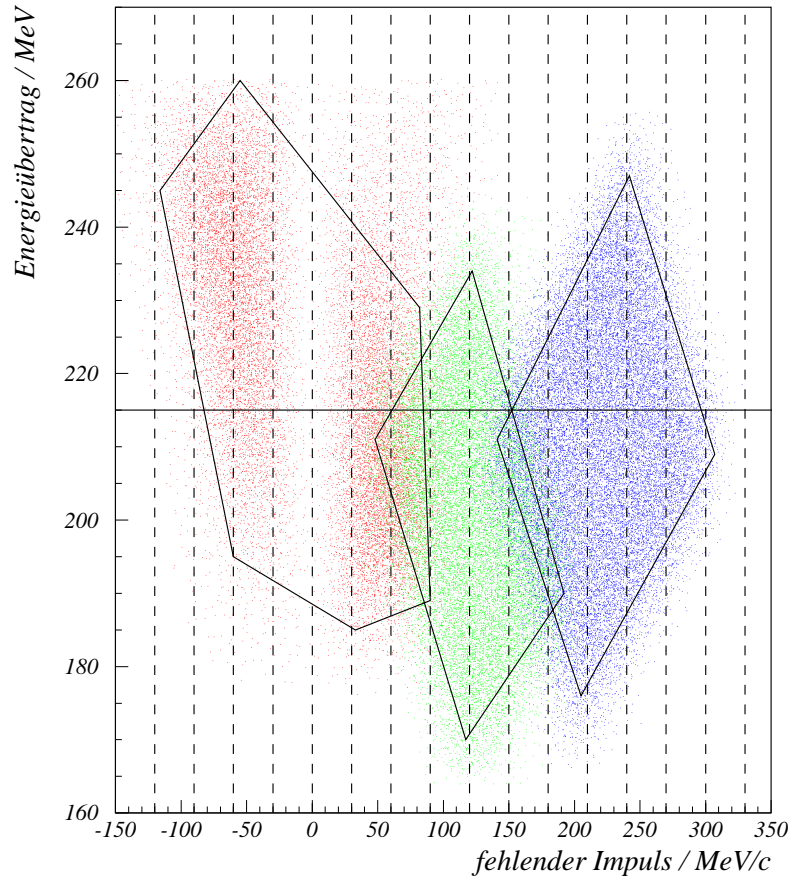


Abb. 6.4: Die simulierte Akzeptanzverteilung in der (p_m, ω) -Ebene für Anregungsenergien $E_x > -2$ MeV. Die Verteilungen der Kinematiken #1, #3 und #4 (von links nach rechts) sind gemeinsam dargestellt und zur Verdeutlichung jeweils durch ein Vieleck begrenzt. Der Energieübertrag der zentralen Elektronenkinematik ($\omega = 215$ MeV) ist durch die waagrechte Linie gekennzeichnet. Die senkrechten, gestrichelten Linien markieren die Einteilung von p_m in einzelne Bins, wie sie für den Übergang zum Grundzustand von ^{14}C gewählt wurde.

gestreuten Elektrons, sowie den Energieübertrag ω . Die experimentellen Ergebnisse stellen jedoch über die gesamte Akzeptanz gemittelte Werte dar. Für einen direkten Vergleich müßten die theoretischen Werte für jedes (p_m, ω) -Bin über die gesamte experimentelle Akzeptanz bestimmt werden.

Um diese Mittelungsprozedur in vollständiger Allgemeinheit zu bewerkstelligen, ist es zunächst notwendig, auf einem achtdimensionalen Gitternetz, das den achtdimensionalen Phasenraum überdeckt, die theoretischen Wirkungsquerschnitte für die Gitterknoten zu berechnen. Danach müßte über den experimentell bestimmten Phasenraum eine numerische Integration zur Mittelung durchgeführt werden. Um eine ausreichend hohe numerische Genauigkeit zu erzielen, muß die Anzahl der Gitterknoten möglichst hoch sein. Unter der einfachen Annahme, daß die Anzahl der Stützpunkte n_i in jeder Dimension gleich groß ist, sieht man leicht, daß dies schnell zu einer sehr aufwendigen Aufgabe wird. Die Gesamtzahl der Stützstellen bzw. Gitterknoten bestimmt sich nämlich zu $N = \prod_{i=1}^8 n_i = n^8$, d.h. bei 10 Stützstellen je Dimension müßten schon 100 Millionen Werte berechnet werden. Wenn man nun

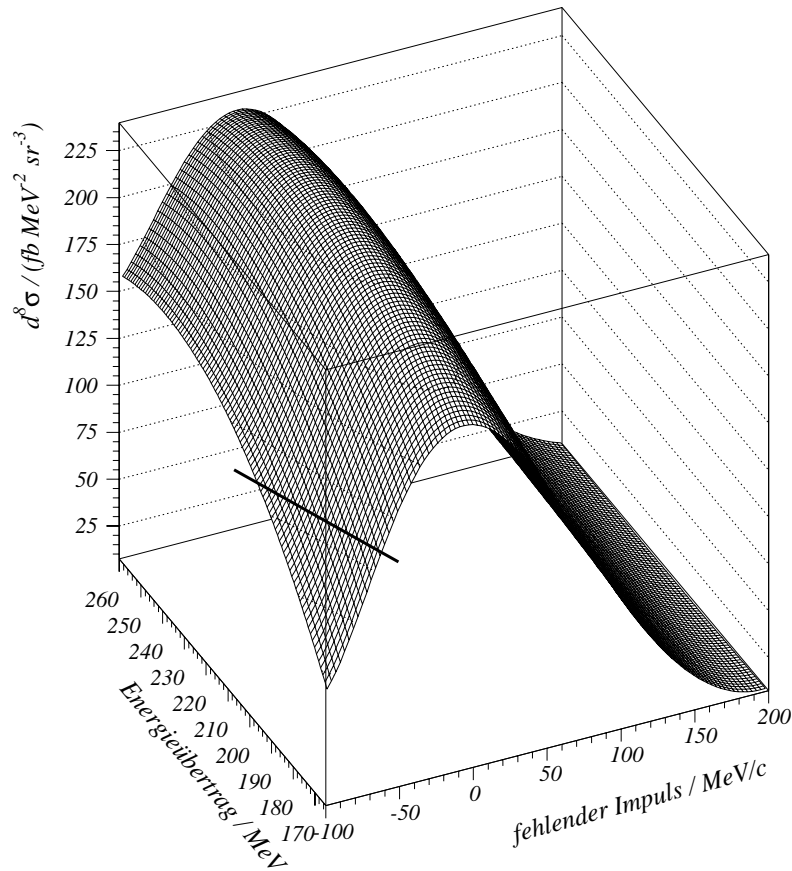


Abb. 6.5: Der Wirkungsquerschnitt für den Übergang zum Grundzustand nach C. Giusti in der (p_m, ω) -Ebene. Die Verteilung ist das Ergebnis einer Anpassung eines zweidimensionalen Polynoms achten Grades bezüglich p_m und zweiten Grades bezüglich ω an die vorhandenen Rechnungen bei $\omega = 165, 215$ und 260 MeV. Die durchgezogene Linie markiert die Grenze für physikalisch mögliche Ereignisse (siehe Text).

bedenkt, daß für die Berechnung eines einzigen Wertes schon mehrere Stunden Rechenzeit auf einem modernen Rechner benötigt wird, ist diese Aufgabe in einem vernünftigen Zeitrahmen nicht mehr zu bewältigen. Dieses Problem läßt sich nur durch eine Reduzierung der Dimensionen des Gitternetzes und unter Benutzung geeigneter Verfahren zur Inter- und Extrapolation der berechneten Werte lösen.

Unter der Annahme, daß die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes über die experimentellen Raumwinkelakzeptanzen der drei Spektrometer nicht stärker als linear ist, läßt sich die Anzahl der relevanten Dimensionen des Gitternetzes auf zwei reduzieren. Bei einem linearen Verlauf ist der Mittelwert gerade gleich dem zentralen Wert der Akzeptanz. Diese Annahme wurde durch die untersuchte Verteilung der gemessenen Daten in den Raumwinkeln, sowie durch exemplarische Berechnungen der theoretischen Wirkungsquerschnitte unterstützt. Als Dimensionen, in denen der Wirkungsquerschnitt deutlicher als nicht-linear verläuft, verbleiben der fehlende Impuls und der Energieübertrag. In Abb. 6.5 ist die Anpassung eines zweidimensionalen Polynoms achten Grades bezüglich p_m und zweiten Grades bezüglich ω an die für drei Werte des Energieübertrages ($\omega = 165, 215$ und 260 MeV) von C. Giusti für

unsere Kinematiken berechneten Verteilungen im fehlenden Impuls gezeigt. Bei dieser einfachen Anpassung an die vorhandenen theoretischen Wirkungsquerschnitte wurde jedoch eine Randbedingung nicht berücksichtigt. Es gibt einen Bereich nicht physikalischer Wertepaare, für den die Rechnungen keine Ergebnisse für den theoretischen Wirkungsquerschnitt liefern können. Die Grenze dieses Bereiches ist in Abb. 6.4 durch die dicke, durchgezogene Linie markiert. Durch den Energie- und Impulserhaltungssatz sind kleine bzw. negative fehlende Impulse für kleine Energieüberträge verboten. Daneben gibt es eine Schwelle für die kinetische Energie des zweiten Protons, ab der das Proton erst in Spektrometer C nachgewiesen werden kann. Die asymmetrische Akzeptanz von Kinematik #1 bei negativen fehlenden Impulsen in Abb. 6.4 rührt also hauptsächlich von der Einbeziehung der Nullwerte in die Anpassung her.

Da bei den in den folgenden Abschnitten vorgestellten Impulsverteilungen diese Mittelung der theoretischen Wirkungsquerschnitte noch nicht durchgeführt wurde, stellt sich für den Vergleich mit den Daten folgendes Problem: Auch unter der Annahme, daß für eine stärker als lineare Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes über die Akzeptanz der zentrale Wert ein guter Schätzwert des Mittelwertes ist, läßt sich das Mittelungsproblem nicht ohne weiteres um eine weitere Dimension reduzieren. Die Abhängigkeit bezüglich der Akzeptanz in ω ist zwar nur schwach stärker als linear, allerdings stimmt der Mittelwert der Akzeptanz der verschiedenen Kinematiken nicht mit dem Energieübertrag der zentralen Elektronenkinematik überein, der in Abb. 6.4 durch die waagrechte, durchgezogene Linie gekennzeichnet ist. Außerdem unterscheiden sich die Mittelwerte zwischen den Kinematiken und in Abhängigkeit vom fehlenden Impuls.

In den Tabellen 6.1 - 6.5 sind die experimentell bestimmten achtfach differentiellen Wirkungsquerschnitte für jeden der untersuchten Endzustände von ^{14}C aufgeführt. Dabei wurde für jedes Bin im fehlenden Impuls der zentrale Wert des fehlenden Impulses $p_{m,\text{zent}}$, die durch Mittelung über die Akzeptanz bestimmten Mittelwerte des fehlenden Impulses $\langle p_m \rangle$ und Energieübertrages $\langle \omega \rangle$ inklusive deren Standardabweichung, sowie der Wirkungsquerschnitt $d^8\sigma/d\Omega$ selbst angegeben. Anhand dieser Tabellen werden die Abweichungen im Energieübertrag vom zentralen Wert der Elektronenkinematik deutlich. Beim Vergleich zwischen den theoretischen und experimentellen Wirkungsquerschnitten der in den Abbildungen 6.6 - 6.12 dargestellten Impulsverteilungen sollte dies jedoch bedacht werden.

6.2.1 Der Grundzustand von ^{14}C

Für den Übergang zum Grundzustand von ^{14}C ist in Abb. 6.6 der Wirkungsquerschnitt als Verteilung im fehlenden Impuls angegeben. Die theoretischen Rechnungen der Pavia-Gruppe [Gi98a, Gi98b] und der Gent-Gruppe [Ry98a] auf Basis der spektroskopischen Faktoren und Konfigurationsmischungen aus [Ge96b] (siehe auch Tab. 2.2) sind im Vergleich zu den Datenpunkten ebenfalls dargestellt. Die experimentellen Wirkungsquerschnitte sind an den zentralen Werten der Bins im fehlenden

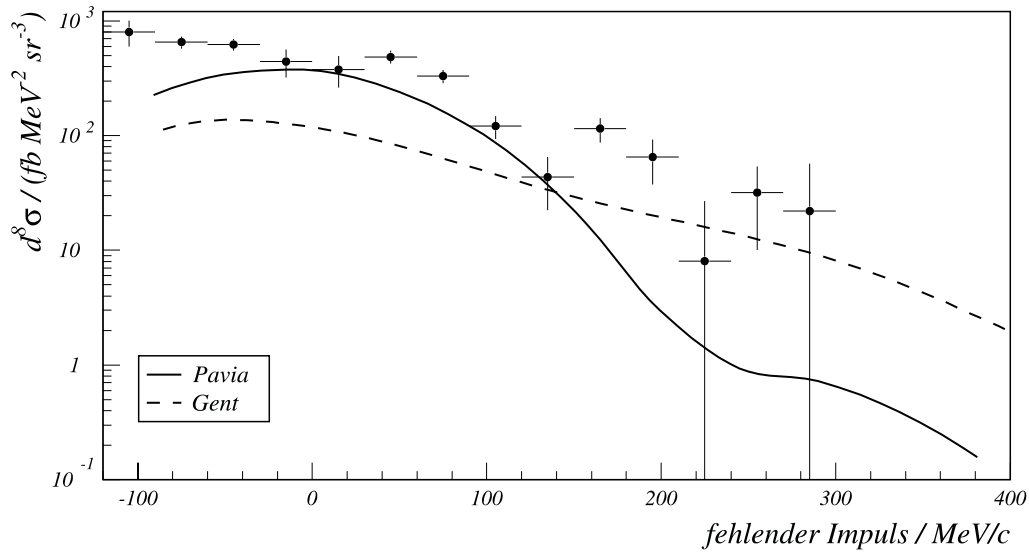


Abb. 6.6: Fehlende Impulsverteilung der Reaktion $^{16}\text{O}(e, e'pp)$ zum Grundzustand von ^{14}C im Vergleich zu den unfaktorierten Rechnungen der Pavia-Gruppe [Gi98a, Gi98b] mit harmonischem Oszillator-Potentialparameter $b = 2$ fm (siehe auch [Ond98]) und der Gent-Gruppe [Ry98a], berechnet für $\omega = 215$ MeV.

Impuls angegeben. Die horizontalen Fehlerbalken an den Datenpunkten stellen den Mittelungsbereich (gewählte Binbreite) im fehlenden Impuls dar, die vertikalen Fehlerbalken geben den statistischen Fehler an. Die numerischen Ergebnisse sind zusammen mit den Mittelwerten des fehlenden Impulses $\langle p_m \rangle$ und des Energieübertrages $\langle \omega \rangle$ für jeden Bin des fehlenden Impulses und jede der drei gemessenen Kinematiken in Tab. 6.1 aufgeführt. Für die Darstellung in Abb. 6.6 und Abb. 6.7 wurden die Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Kinematiken, die für das gleiche Bin des fehlenden Impulses bestimmt wurden, fehlergewichtet gemittelt.

Insgesamt werden die Daten durch die Rechnungen der Pavia- als auch der Gent-Gruppe, teilweise bis zu einer Größenordnung, unterschätzt. Für $p_m < 150$ MeV/c, d.h. in der Region bevorzugter 1S_0 Paaremission, beschreibt die Rechnung der Pavia-Gruppe den Verlauf der experimentellen Verteilung recht gut. Die Datenpunkte bei $p_{m,\text{zent}} = -105, -75, -45$ MeV/c werden zwar um bis zu eine halbe Größenordnung unterschätzt, allerdings ist bei diesen Werten der mittlere Energieübertrag auch zu höheren Werten (bis zu $\langle \omega \rangle \approx 230$ MeV, siehe Tab. 6.1) hin verschoben. Dadurch wird der Beitrag der Δ -Resonanz zum Wirkungsquerschnitt größer, was in den Rechnungen für niedrigere Energieüberträge natürlich nicht beitragen kann. Bis hin zu Werten des fehlenden Impulses von $p_m = 150$ MeV/c bleibt die Beschreibung der Daten gut. Für höhere fehlende Impulse, bei denen die Emission von 3P Protonpaaren dominant wird [Gi98a], wird der experimentelle Wirkungsquerschnitt dann jedoch deutlich unterschätzt, was darauf hindeutet, daß bei den Rechnungen der Pavia-Gruppe die Beschreibung der Zwei-Körper-Ströme (3P Paaremission, Δ -Resonanz) noch verbessert werden kann.

Die Einteilchen-Wellenfunktionen werden im Modell der Pavia-Gruppe durch harmonische Oszillatorwellenfunktionen beschrieben. Da die Benutzung harmonischer

$p_{m,\text{zent}}$ [MeV/c]	$\langle p_m \rangle$ [MeV/c]	$\langle \omega \rangle$ [MeV]	$d^8\sigma/d\Omega$ [fb/(MeV ² sr ³)]
Kinematik #1 ($\langle p_m \rangle \approx 0$ MeV/c)			
-105	-99.1 ± 6.9	229.9 ± 10.2	800.23 ± 201.23
-75	-72.6 ± 8.1	224.4 ± 12.8	650.37 ± 79.66
-45	-46.2 ± 8.3	220.1 ± 14.8	622.56 ± 68.81
-15	-21.9 ± 5.9	216.5 ± 17.1	442.09 ± 122.90
15	21.9 ± 5.9	207.1 ± 16.1	377.58 ± 114.70
45	46.2 ± 8.3	204.7 ± 14.5	485.78 ± 62.59
75	72.6 ± 8.1	203.1 ± 14.7	325.74 ± 61.94
105	98.5 ± 6.6	202.8 ± 16.5	242.61 ± 143.36
Kinematik #3 ($\langle p_m \rangle \approx 125$ MeV/c)			
75	78.1 ± 8.0	197.4 ± 9.8	333.55 ± 58.49
105	106.1 ± 8.4	195.6 ± 14.5	116.20 ± 27.97
135	134.4 ± 8.4	193.9 ± 15.7	43.63 ± 21.22
165	162.8 ± 8.2	188.0 ± 11.0	134.04 ± 35.13
Kinematik #4 ($\langle p_m \rangle \approx 225$ MeV/c)			
165	167.5 ± 8.2	199.3 ± 9.5	84.56 ± 43.79
195	196.0 ± 8.4	197.7 ± 15.2	64.67 ± 27.14
225	225.1 ± 8.5	202.7 ± 17.8	8.06 ± 18.79
255	253.7 ± 8.4	206.3 ± 15.0	31.78 ± 21.80
285	282.0 ± 8.0	203.1 ± 8.3	21.97 ± 34.82

Tab. 6.1: Wirkungsquerschnitte für den Übergang zum 0^+ Grundzustand in ^{14}C . $p_{m,\text{zent}}$ stellt den zentralen Wert eines p_m -Bins dar. In der zweiten und dritten Spalte sind die Mittelwerte und Standardabweichungen der Verteilungen der Akzeptanz für den fehlenden Impuls und den Energieübertrag für jeden Bin angegeben. Abschließend ist der aus den Daten extrahierte achtfach differentielle Wirkungsquerschnitt angegeben. Die Ergebnisse sind für die drei gemessenen Kinematiken getrennt angegeben. Werte bei gleichem $p_{m,\text{zent}}$ sind für die Darstellung in Abb. 6.6 und Abb. 6.7 fehlergewichtet gemittelt worden.

Oszillatorwellenfunktionen nur eine Näherung ist, kann dieser Parameter variiert werden, um die tatsächlichen Quasi-Loch Wellenfunktionen besser zu beschreiben. In [Ond98] wurde mit einem Wert $b = 2$ fm (gegenüber dem Standardwert $b = 1.77$ fm) eine gute Beschreibung der experimentellen Wirkungsquerschnitte bei kleinen fehlenden Impulsen erreicht. Des weiteren wurde bei der Untersuchung der $(e, e'p)$ -Reaktion am NIKHEF (Amsterdam, Holland) gefunden, daß der Wert $b = 2$ fm eine insgesamt sehr gute Beschreibung der Daten durch theoretische Rechnungen ermöglichte [Leu94]. Für die in Abb. 6.6 dargestellte Rechnung der Pavia-Gruppe wurde der Parameter der harmonischen Oszillatorwellenfunktion mit $b = 2$ fm gewählt. In Abb. 6.7 (linkes Bild) ist diese Rechnung zusammen mit der Rechnung für $b = 1.77$ fm und den Daten dargestellt. Man erkennt, daß für kleine fehlende Impulse die Beschreibung der experimentellen Wirkungsquerschnitte bei der Rechnung mit $b = 2$ fm besser ist. Allerdings ist die Diskrepanz bei höheren Werten von p_m bei der Rechnung mit $b = 1.77$ fm geringer.

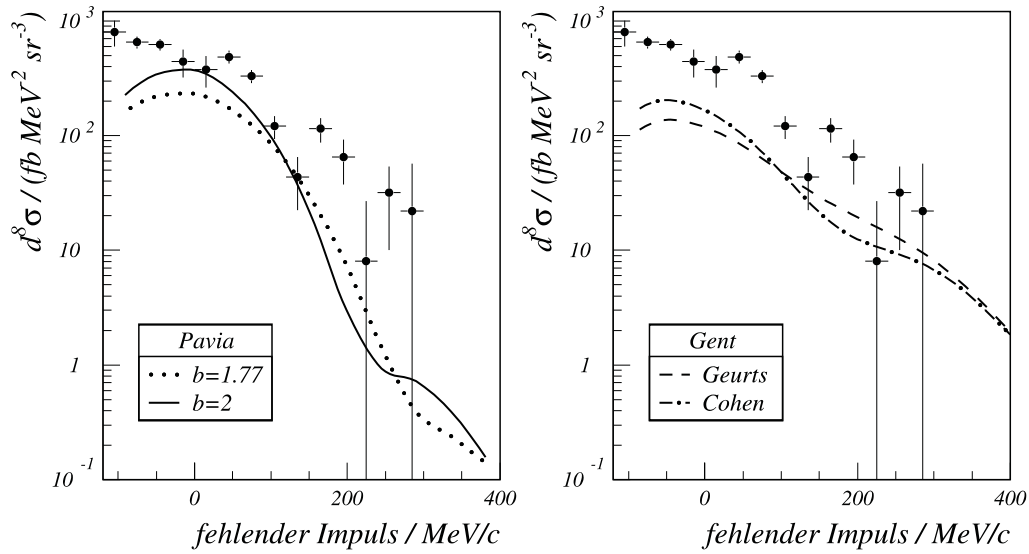


Abb. 6.7: Fehlende Impulsverteilung für den Übergang zum Grundzustand im Vergleich zu unterschiedlichen Parametrisierungen der unfaktorierten Rechnungen. Neu sind im Vergleich zu Abb. 6.6 die Rechnung der Pavia-Gruppe mit harmonischem Oszillator-Potentialparameter $b = 1.77$ fm [Gi98b] (linkes Bild) und die Rechnung der Gent-Gruppe [Ry98b] für eine Konfigurationsmischung nach [Coh70] (rechtes Bild).

Der Vergleich der Daten zu den Rechnungen der Gent-Gruppe zeigt ein anderes Ergebnis. Der Bereich hoher fehlender Impulse wird gut beschrieben, was darauf hindeutet, daß in diesem Modell der Beitrag der Zwei-Körper-Ströme (3P Paaremission, Δ -Resonanz) besser berücksichtigt wird, als dies anscheinend im Modell der Pavia-Gruppe der Fall ist. Dies wird auch beim Vergleich mit den Wirkungsquerschnitten des Überganges zum 1^+ Zustand (Abschnitt 6.2.2) deutlich. Bei dieser Rechnung für den Übergang zum Grundzustand von ^{14}C werden allerdings die Wirkungsquerschnitte für niedrige fehlende Impulse ($p_m < 100$ MeV/c) bis zu einer Größenordnung unterschätzt, und gerade dieser Bereich ist bezüglich der kurzreichweitigen Korrelationen am interessantesten, da dort der Anteil der SRC am Wirkungsquerschnitt am größten ist. Auffällig ist, daß trotz der Unterschätzung der Daten bei negativen fehlenden Impulsen, der Verlauf in diesem Bereich sehr gut wiedergegeben wird. Der stärkere Einfluß der Δ -Resonanz bei den drei Datenpunkten bei $p_{m,\text{zent}} = -105, -75, -45$ MeV/c aufgrund des höheren Energieübertrages, wird durch das Gent-Modell besser beschrieben, als es das Pavia-Modell kann. Auch dies deutet darauf hin, daß die dynamische Beschreibung der Δ -Resonanz im Modell der Gent-Gruppe sehr gut ist.

Die Variation der Zwei-Loch-Konfiguration in der Rechnung der Gent-Gruppe liefert ein ähnliches Ergebnis, wie es bei der Variation der Parameter des Pavia-Modells war. Benutzt man als Basis für die Rechnung die Konfiguration aus [Coh70], bei der eine höhere Beimischung der $1p_{\frac{3}{2}}$ Schale angenommen wird ($0.77 \cdot (p_{\frac{1}{2}}^{-2}) + 0.31 \cdot (p_{\frac{3}{2}}^{-2})$), anstatt der in [Ge96b] (siehe auch Tab. 2.2) angegebenen Konfigurationsmischung, erhält man das in Abb. 6.7 (rechtes Bild) dargestellte Ergebnis. Im Bereich der kleinen und negativen fehlenden Impulse werden die Daten weniger stark un-

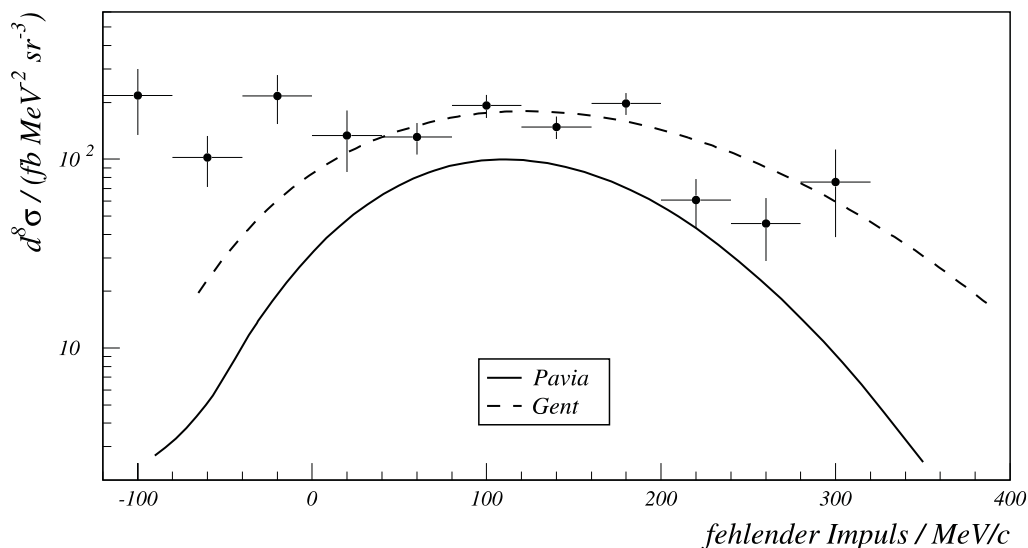


Abb. 6.8: Fehlende Impulsverteilung für den Übergang zum 1^+ Zustand bei $E_x = 11.31$ MeV in ^{14}C . Dieser Übergang wird durch die Emission eines 3P Protonpaares dominiert. Dies ermöglicht die Überprüfung der Behandlung der Δ -Resonanz in den theoretischen Modellen. Die Rechnungen der Pavia-Gruppe sind gemäß [Gi98a] mit $b = 2$ fm durchgeführt [Gi98b], die der Gent-Gruppe aus [Ry98b] entnommen.

terschätzt. Auch bezüglich des Verlaufes der Verteilung scheint die Beschreibung mit der Konfigurationsmischung nach [Coh70] besser geeignet. Allerdings können mit dieser Rechnung die Daten ab einem fehlenden Impuls von $p_m \approx 120$ MeV/c nicht mehr so gut beschrieben werden, wie es mit der Rechnung unter Verwendung der Konfigurationsmischung nach [Ge96b] der Fall ist.

6.2.2 Der 1^+ Zustand bei $E_x = 11.31$ MeV

Der Übergang zum 1^+ Zustand wird durch die Beiträge aus Zwei-Körper-Strömen dominiert. Dies stellt eine gute Möglichkeit dar, zu überprüfen, wie gut die Beschreibung der Δ -Resonanz in den theoretischen Modellen ist. Die experimentell gewonnenen Wirkungsquerschnitte sind zusammen mit den theoretischen Rechnungen ($\omega = \text{const} = 215$ MeV) in Abb. 6.8 dargestellt. Auch hierbei wurden für die Darstellung die Ergebnisse der verschiedenen Kinematiken für den gleichen Bin im fehlenden Impuls fehlergewichtet gemittelt. Die numerischen Ergebnisse sind in Tab. 6.2, deren Aufbau Tab. 6.1 gleicht, zusammengefaßt.

Den Verlauf des experimentellen Wirkungsquerschnittes geben die Rechnungen der Pavia- als auch der Gent-Gruppe recht gut wieder. Die Datenpunkte bei $p_{m,\text{zent}} = -100, -60, -20$ MeV/c müssen, wie schon bei der Betrachtung des Überganges zum Grundzustand in ^{14}C , gesondert bewertet werden. Wie in Tab. 6.2 zu sehen ist, sind die Akzeptanzen dieser drei Bins zu deutlich höheren mittleren Energieüberträgen hin verschoben. Dadurch wird die Resonanzproduktion des Δ wahrscheinlicher, und liefert somit im Wirkungsquerschnitt einen größeren Beitrag. Da die Rechnungen jedoch für den Energieübertrag $\omega = 215$ MeV durchgeführt wurden, ist es nicht

$p_{m,\text{zent}}$ [MeV/c]	$\langle p_m \rangle$ [MeV/c]	$\langle \omega \rangle$ [MeV]	$d^8\sigma/d\Omega$ [fb/(MeV ² sr ³)]
Kinematik #1 ($\langle p_m \rangle \approx 0$ MeV/c)			
-100	-92.3 ± 9.3	240.2 ± 9.9	217.73 ± 83.08
-60	-58.6 ± 11.0	233.8 ± 13.1	102.10 ± 30.75
-20	-28.6 ± 8.1	229.7 ± 15.5	216.18 ± 62.19
20	29.0 ± 8.0	218.9 ± 16.6	133.21 ± 47.89
60	59.4 ± 11.0	216.4 ± 15.4	119.33 ± 26.97
Kinematik #3 ($\langle p_m \rangle \approx 125$ MeV/c)			
60	69.3 ± 8.1	210.1 ± 7.0	199.92 ± 66.51
100	102.9 ± 11.0	206.1 ± 13.9	192.22 ± 26.85
140	138.9 ± 11.2	204.0 ± 16.4	148.00 ± 20.42
180	174.4 ± 10.1	198.4 ± 9.7	197.38 ± 37.52
Kinematik #4 ($\langle p_m \rangle \approx 225$ MeV/c)			
180	183.3 ± 10.9	209.4 ± 11.8	198.07 ± 37.53
220	220.6 ± 11.4	211.5 ± 17.3	60.93 ± 17.79
260	258.0 ± 11.1	217.7 ± 15.1	45.58 ± 16.77
300	292.6 ± 9.1	214.2 ± 7.3	75.53 ± 36.81

Tab. 6.2: Wirkungsquerschnitte für den Übergang zum 1^+ Zustand bei $E_x = 11.31$ MeV in ^{14}C . $p_{m,\text{zent}}$ stellt den zentralen Wert eines p_m -Bins dar. Die Tabelle ist analog zu der in Tab. 6.1 angegebenen Tabelle aufgebaut. Werte bei gleichem $p_{m,\text{zent}}$ sind für die Darstellung in Abb. 6.8 fehlergewichtet gemittelt worden.

erstaunlich, wenn die Daten unterschätzt werden. Somit stellt diese Diskrepanz kein Argument gegen eines der beiden Modelle dar. Ein besserer Vergleich in diesem Bereich wird erst möglich sein, wenn die Mittelung der theoretischen Ergebnisse über die experimentelle Akzeptanz durchgeführt wurde.

Allerdings unterschätzt die Pavia-Rechnung die Daten über den gesamten Verlauf der Verteilung im fehlenden Impuls um einen Faktor 2 bis 3. Bei der Variation des harmonischen Oszillatorparameters wird das Ergebnis eher schlechter. Die Kurve fällt bei $b = 1.77$ fm für große fehlende Impulse nicht so stark ab wie bei $b = 2$ fm und würde damit die Übereinstimmung in diesem Bereich ($p_m > 200$ MeV/c) verbessern. Allerdings liegt die Kurve dann insgesamt noch etwas unter der für $b = 2$ fm.

Die Rechnung der Gent-Gruppe dagegen beschreibt die Daten sehr gut. Neben dem Verlauf der Verteilung wird auch die Amplitude sehr gut wiedergegeben. Die Diskrepanz zu den Daten im Bereich negativer fehlender Impulse kann nicht dem Modell zugerechnet werden und wurde schon erläutert. Die Beschreibung und Behandlung der Δ -Resonanz scheint im Modell der Gent-Gruppe besser zu sein. Dies deutete sich schon bei der Impulsverteilung des Überganges zum Grundzustand in ^{14}C bei hohen fehlenden Impulsen an. Bei der Variation der Konfigurationsmischung, wie sie schon in Abb. 6.7 für den Übergang zum Grundzustand in ^{14}C gezeigt wurde, lieferten die Rechnungen mit dem Gent-Modell keine wesentlichen Unterschiede bei den Ergebnissen zwischen den Konfigurationsmischungen aus [Coh70] und [Ge96b].

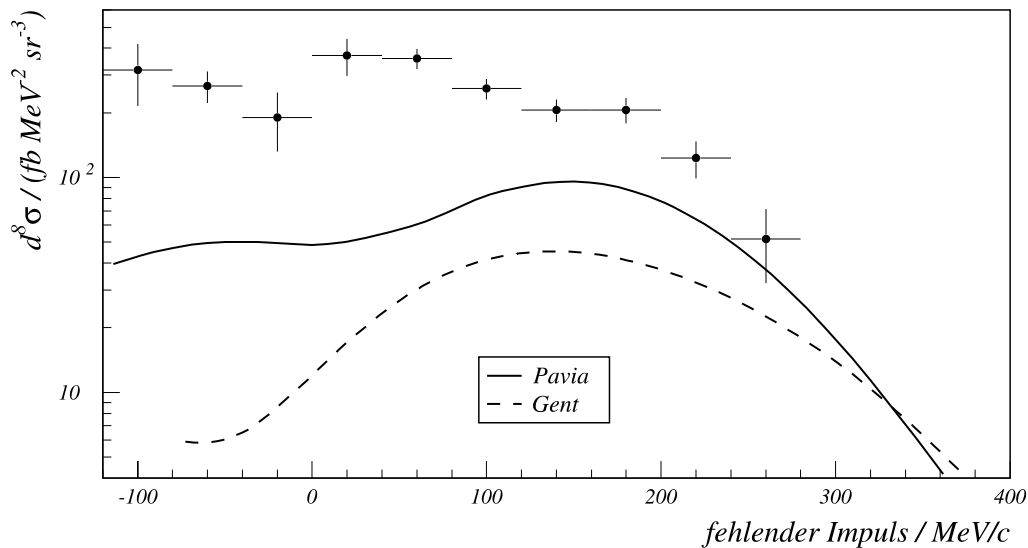


Abb. 6.9: Fehlende Impulsverteilung für den Übergang zum 2_1^+ Zustand. Die Wirkungsquerschnitte der beiden gemessenen Zustände bei $E_x = 7.01$ MeV und $E_x = 8.32$ MeV in ^{14}C wurden zum Vergleich mit den Rechnungen summiert. Die Rechnung der Pavia-Gruppe [Gi98b] wurde in der Stärke um einen Faktor 1.5 gegenüber den Ergebnissen aus [Gi98a] angehoben, außerdem wurde $b = 2$ fm verwendet [Gi98b, Ond98]. Den Rechnungen der Gent-Gruppe [Ry98b] liegt die Zwei-Loch-Konfiguration aus [Ge96b] zugrunde.

6.2.3 Das 2^+ Dublett um $E_x \approx 7.7$ MeV

Die Verteilung des experimentellen Wirkungsquerschnittes für den Übergang zu den 2^+ Zuständen bei $E_x = 7.01$ MeV und $E_x = 8.32$ MeV in ^{14}C ist in Abb. 6.9 angegeben. Zum Vergleich mit den Rechnungen wurden die Wirkungsquerschnitte der beiden 2^+ Zustände zunächst summiert. In Tab. 6.3 sind die numerischen Ergebnisse des experimentellen Wirkungsquerschnittes für die Summe der beiden 2^+ Zustände angegeben. Wie in Abschnitt 2.3.1 dargestellt, sagt die Theorie nur einen 2^+ Zustand unterhalb von 10 MeV im Anregungsenergiespektrum von ^{14}C vorher. Die experimentelle Beobachtung von zwei Zuständen ist schon der erste Hinweis darauf, daß der Übergang zu diesen Zuständen von den theoretischen Modellen nicht korrekt beschrieben wird. Um eine Bewertung der Daten zu den beiden 2^+ Zuständen bei $E_x = 7.01$ MeV und $E_x = 8.32$ MeV bezüglich der Zustandsidentifikation, möglicher Zwei-Loch-Konfigurationen und deren theoretischer Beschreibung zu ermöglichen, sind in Abb. 6.10 und Tab. 6.4 die Ergebnisse nochmals einzeln für jeden der beiden Zustände dargestellt.

Die Vermutung, daß die theoretischen Modelle den Übergang zu den beiden 2^+ Zuständen nicht korrekt beschreiben, wird durch den Vergleich der Rechnungen mit den experimentellen Wirkungsquerschnitten bestätigt. Die Form der Verteilung wird durch die Rechnung der Pavia-Gruppe [Gi98b] zwar recht gut beschrieben, allerdings wird der Wirkungsquerschnitt deutlich unterschätzt. Die Rechnungen unterscheiden sich von den Ergebnissen aus [Gi98a] um einen Faktor 1.5, da dort falsche Amplituden für die $3P$ Zustände und den Übergang zu den 2^+ Zuständen benutzt wurden. Die Variation des Parameters der harmonischen Oszillatorwellenfunktionen zeigt

$p_{m,\text{zent}}$ [MeV/c]	$\langle p_m \rangle$ [MeV/c]	$\langle \omega \rangle$ [MeV]	$d^8\sigma/d\Omega$ [fb/(MeV ² sr ³)]
Kinematik #1 ($\langle p_m \rangle \approx 0$ MeV/c)			
-100	-91.9 ± 9.1	236.4 ± 10.3	317.02 ± 101.40
-60	-58.7 ± 10.9	230.0 ± 13.3	267.14 ± 44.81
-20	-28.7 ± 8.1	225.7 ± 15.9	190.58 ± 58.63
20	29.0 ± 8.0	214.7 ± 16.3	368.93 ± 72.70
60	59.2 ± 10.9	212.2 ± 15.1	335.08 ± 41.93
100	90.7 ± 8.4	213.7 ± 17.4	392.18 ± 93.74
Kinematik #3 ($\langle p_m \rangle \approx 125$ MeV/c)			
60	68.9 ± 8.4	206.3 ± 7.3	469.06 ± 91.15
100	102.8 ± 11.0	202.4 ± 14.1	245.37 ± 30.04
140	138.7 ± 11.2	200.1 ± 16.2	205.76 ± 24.76
180	174.1 ± 10.0	194.3 ± 9.3	184.04 ± 39.52
Kinematik #4 ($\langle p_m \rangle \approx 225$ MeV/c)			
180	183.2 ± 11.0	205.6 ± 12.2	228.83 ± 39.95
220	220.5 ± 11.4	208.3 ± 17.4	123.01 ± 24.02
260	257.8 ± 11.1	213.9 ± 14.9	51.75 ± 19.50

Tab. 6.3: Wirkungsquerschnitte für die Summe der Übergänge zu den beiden 2^+ Zuständen bei $E_x = 7.01$ MeV und $E_x = 8.32$ MeV in ^{14}C . $p_{m,\text{zent}}$ stellt den zentralen Wert eines p_m -Bins dar. Die Tabelle ist genauso wie die in Tab. 6.2 angegebene Tabelle aufgebaut. Werte bei gleichem $p_{m,\text{zent}}$ sind für die Darstellung in Abb. 6.9 und Abb. 6.11 fehlergewichtet gemittelt worden.

analoge Auswirkungen auf das Ergebnis wie bei den Rechnungen für die Übergänge zum Grundzustand in ^{14}C und zum 1^+ Zustand. Für hohe fehlende Impulse fällt die Kurve etwas schwächer ab, liegt aber insgesamt unter der für $b = 2$ fm.

Die Ergebnisse der Rechnungen der Gent-Gruppe [Ry98b] beschreiben die Verteilung des experimentellen Wirkungsquerschnitts ebenfalls schlecht. Die Form der Verteilung wird nicht wiedergegeben und die Daten werden stark unterschätzt. Die Rechnungen für die Konfigurationsmischung aus [Ge96b] und der von Cohen und Kurath² liefern das gleiche Ergebnis.

Die schlechte Beschreibung des experimentellen Wirkungsquerschnittes durch die theoretischen Modelle und der Umstand, daß im Experiment zwei 2^+ Zustände beobachtet werden, läßt vermuten, daß die tatsächliche Struktur des Kerns anders ist, als es die theoretischen Beschreibungen annehmen. Die Möglichkeit, daß der Zustand bei $E_x = 8.32$ MeV in ^{14}C der zweite 2^+ Zustand ist, dessen Zwei-Loch-Konfiguration orthogonal zu der des ersten 2^+ Zustandes ist, scheint aufgrund der etwa gleich starken Population der beiden 2^+ Zustände (siehe Abb. 6.1 - 6.3) unwahrscheinlich zu sein. Dies wird ebenfalls deutlich, wenn man die experimentellen Wirkungsquerschnitte für jeden der beiden Zustände einzeln bestimmt. In Abb. 6.10 sind die für die beiden Zustände gewonnenen Verteilungen im fehlenden Impuls im Vergleich zu

² 2_1^+ : $-0.69 \cdot (p_{\frac{1}{2}} p_{\frac{3}{2}})^{-1} + 0.15 \cdot (p_{\frac{3}{2}})^{-2}$ [Coh70]

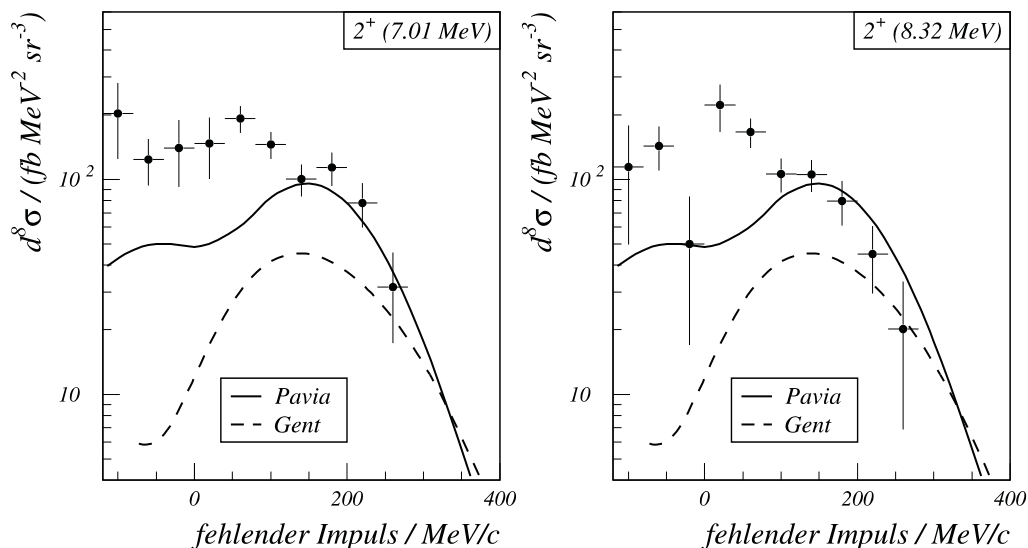


Abb. 6.10: Fehlende Impulsverteilung für die Übergänge zu den beiden 2_1^+ Zuständen. Im rechten Bild ist die Verteilung für den Zustand bei 7.01 MeV in ^{14}C , im linken Bild die Verteilung für den Zustand bei 8.32 MeV in ^{14}C gezeigt. Die theoretischen Kurven sind die selben wie in Abb. 6.9.

den selben Rechnungen wie in Abb. 6.9 dargestellt. Die numerischen Ergebnisse sind in Tab. 6.4 aufgeführt, deren Aufbau den Tabellen 6.1 - 6.3 ähnelt. Hier wird aber für jedes Bin im fehlenden Impuls der experimentelle Wirkungsquerschnitt für die Übergänge zu jedem der beiden 2^+ Zustände angegeben.

Der Vergleich der Rechnungen mit den experimentellen Wirkungsquerschnitten der beiden 2^+ Zustände zeigt, daß die Ergebnisse des Pavia-Modells zwar den Verlauf und die Amplitude für fehlende Impulse $p_m > 150$ MeV/c recht gut wiedergeben können, aber für kleine und negative fehlende Impulse die Daten deutlich unterschätzen. Auffallend dabei ist allerdings, daß beide Zustände etwa gleich gut beschrieben werden und die Amplitude des experimentellen Wirkungsquerschnittes beider Zustände etwa gleich groß ist. Dies deutet auf eine identische Konfiguration der beiden 2^+ Zustände bei $E_x = 7.01$ MeV und $E_x = 8.32$ MeV in ^{14}C hin, und widerspricht somit der Annahme, der Zustand bei $E_x = 8.32$ MeV könnte der 2_2^+ Zustand mit einer zum 2_1^+ Zustand orthogonalen Konfiguration sein. Außerdem würde er bei einer sehr niedrigen Anregungsenergie liegen. Das Schalenmodell sagt den 2_2^+ Zustand bei $E_x \approx 13$ MeV [Ge96b] oder $E_x \approx 15$ MeV [Coh70] vorher.

In [Bro66, Hax90] wurde eine mögliche Beimischung von Zwei-Teilchen Zwei-Loch und Vier-Teilchen Vier-Loch Konfigurationen in der Wellenfunktion des Grundzustandes von ^{16}O gefunden. Diese Beimischung wurde benötigt, um den experimentell gefundene Anregungsenergie des niedrigsten 0^+ Zustandes zu reproduzieren. Durch die Konfigurationsmischung zwischen dem Grundzustand und diesem 0^+ Zustand ist die Besetzung der Valenzschalen der Protonen im ^{16}O Grundzustand reduziert zu Gunsten der Schalen oberhalb der Fermienergie. Dadurch besitzen die Schalen der Protonen im Grundzustand von ^{16}O hauptsächlich 0p0h und 2p2h Konfigurationen³.

³NpMh: N Teilchen (particle) M Loch (hole) Konfiguration

$p_{m,\text{zent}}$ [MeV/c]	$\langle p_m \rangle$ [MeV/c]	$\langle \omega \rangle$ [MeV]	$d^8\sigma/d\Omega (2_1^+)$ [fb/(MeV ² sr ³)]	$d^8\sigma/d\Omega (2_2^+)$ [fb/(MeV ² sr ³)]
Kinematik #1 ($\langle p_m \rangle \approx 0$ MeV/c)				
-100	-91.9 ± 9.1	236.4 ± 10.3	202.82 ± 78.44	114.21 ± 64.29
-60	-58.7 ± 10.9	230.0 ± 13.3	124.04 ± 30.14	143.10 ± 33.18
-20	-28.7 ± 8.1	225.7 ± 15.9	140.50 ± 48.41	50.08 ± 33.11
20	29.0 ± 8.0	214.7 ± 16.3	147.36 ± 47.09	221.57 ± 55.41
60	59.2 ± 10.9	212.2 ± 15.1	179.18 ± 30.46	155.90 ± 28.80
100	90.7 ± 8.4	213.7 ± 17.4	120.00 ± 54.65	272.17 ± 76.30
Kinematik #3 ($\langle p_m \rangle \approx 125$ MeV/c)				
60	68.9 ± 8.4	206.3 ± 7.3	251.02 ± 64.42	218.04 ± 64.60
100	102.8 ± 11.0	202.4 ± 14.1	150.20 ± 22.67	95.17 ± 19.71
140	138.7 ± 11.2	200.1 ± 16.2	100.52 ± 16.99	105.24 ± 18.00
180	174.1 ± 10.0	194.3 ± 9.3	133.94 ± 31.69	50.10 ± 23.41
Kinematik #4 ($\langle p_m \rangle \approx 225$ MeV/c)				
180	183.2 ± 11.0	205.6 ± 12.2	99.65 ± 25.98	129.18 ± 30.35
220	220.5 ± 11.4	208.3 ± 17.4	77.89 ± 18.24	45.12 ± 15.61
260	257.8 ± 11.1	213.9 ± 14.9	31.57 ± 14.22	20.18 ± 13.29

Tab. 6.4: Wirkungsquerschnitte für die Übergänge zu den beiden 2^+ Zuständen bei $E_x = 7.01$ MeV und $E_x = 8.32$ MeV in ^{14}C , getrennt voneinander betrachtet. Der Aufbau der Tabelle ist ähnlich zu der in Tab. 6.3 dargestellten Tabelle. Es werden aber für jedes Bin die Ergebnisse beider 2^+ Zustände einzeln angegeben. Werte bei gleichem $p_{m,\text{zent}}$ sind für die Darstellung in Abb. 6.10 für jeden der beiden Zustände fehlergewichtet gemittelt worden.

Zusätzlich ist der erste 2^+ Zustand in ^{16}O stark deformiert [Hax90]. Konsequenterweise erwartet man dann auch einen stark deformierten 2^+ Zustand bei niedrigen Anregungsenergien im ^{14}C Kern. Die tief liegenden 2^+ Zustände von ^{14}C sind also wahrscheinlich Mischungen von Proton $0p2h$ und $2p4h$ Zuständen. Bislang wurde in den theoretischen Modellen angenommen, daß die Übergänge zu Zuständen mit $2p4h$ Konfigurationen bei weit höheren Anregungsenergien liegen. Diese Annahme läßt sich wohl nach unseren Beobachtungen nicht halten.

Die Zwei-Teilchen Zwei-Loch Zustände in ^{16}O lassen sich durch die Anhebung zweier Protonen in die $1d_{\frac{5}{2}}$ Schale beschreiben. In den Rechnungen der Gent-Gruppe wurde die Emission zweier Protonen aus der $1d_{\frac{5}{2}}$ Schale berücksichtigt. Dafür wurde der Ausgangskonfiguration des 2^+ Zustandes ein Anteil der $1d_{\frac{5}{2}}$ Schale beigemischt ($0.4 \cdot (d_{\frac{5}{2}})^{-2}$) [Ry98b]. Die Stärke dieser Beimischung wurde aus den Messungen des spektroskopischen Faktors der Reaktion $^{16}\text{O}(d,^3\text{He})^{15}\text{N}$ [Kas71] bestimmt.

Das Ergebnis dieser Rechnung ist in Abb. 6.11 zusammen mit der ursprünglichen Rechnung der Gent-Gruppe dargestellt. Der Verlauf der Verteilung wird durch die Einbeziehung einer Beimischung aus der $1d_{\frac{5}{2}}$ Schale recht gut beschrieben. Die Amplitude des experimentellen Wirkungsquerschnittes wird ebenfalls wesentlich besser wiedergegeben als es die ursprüngliche Rechnung kann, auch wenn die Daten immer noch ein wenig unterschätzt werden. Eine Ausnahme bilden die beiden Datenpunkte

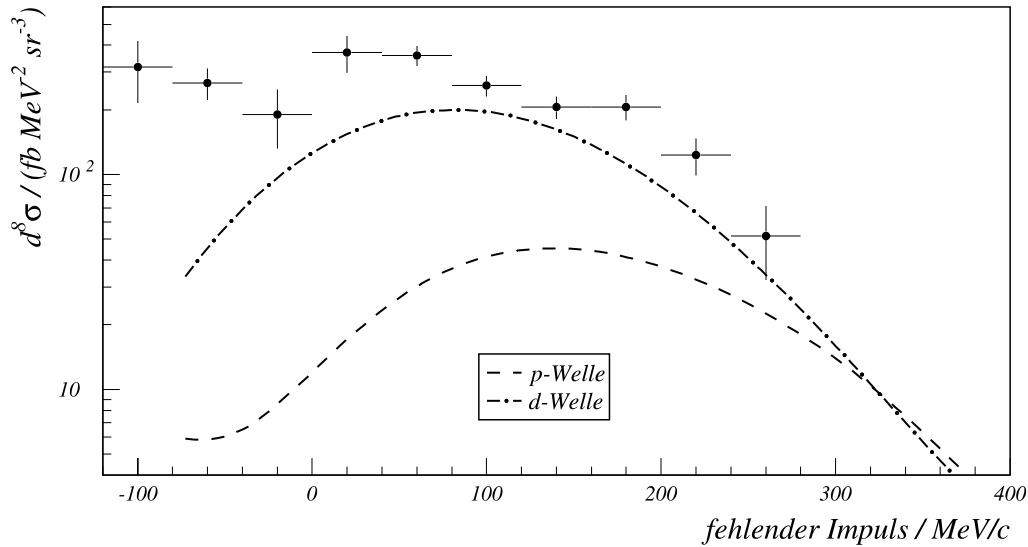


Abb. 6.11: Fehlende Impulsverteilung für den Übergang zum 2_1^+ Zustand (p -Welle) im Vergleich zu Rechnungen, die eine Beimischung der $1d_{5/2}$ Schale in die Zwei-Loch-Konfiguration einbeziehen (d -Welle) [Ry98b].

für negative fehlende Impulse bei $p_{m,\text{zent}} = -100 \text{ MeV}/c$ und $p_{m,\text{zent}} = -60 \text{ MeV}/c$. Die Ursache für diese Diskrepanz liegt wieder in den stark unterschiedlichen Energieüberträgen zwischen Daten und Rechnung für diese Bins, und spielt für die Bewertung des theoretischen Modells eine untergeordnete Rolle. Eine Einbeziehung der Zwei-Teilchen Zwei-Loch Zustände in ^{16}O scheint die richtige Wahl für die Beschreibung der Kernstruktur zu sein.

6.2.4 Der 0_2^+ Zustand bei $E_x = 9.75 \text{ MeV}$

Der zweite 0^+ Zustand bei $E_x = 9.75 \text{ MeV}$ ist in seiner Zwei-Loch-Konfiguration orthogonal zu der des Grundzustandes. Die Ergebnisse der Analyse sind in Abb. 6.12 im Vergleich zu den theoretischen Rechnungen angegeben. Die numerischen Werte des experimentellen Wirkungsquerschnittes sind zusammen mit den Mittelwerten für fehlenden Impuls und Energieübertrag für jedes Bin in Tab. 6.5 dargestellt. Aufgrund der niedrigen Statistik für diesen Zustand mußte eine Binierung von $60 \text{ MeV}/c$ im fehlenden Impuls gewählt werden. Bei einer kleineren Binierung wären die statistischen Fehler zu groß für eine vernünftige Bewertung der Daten gewesen.

Die Rechnungen mit dem Modell der Pavia-Gruppe beschreiben den experimentellen Wirkungsquerschnitt nicht gut. Der Verlauf der Verteilung wird nicht wiedergegeben. Bezüglich der Amplitude der Verteilung ist zumindest für fehlende Impulse $p_m > 100 \text{ MeV}/c$ die Übereinstimmung recht gut. Die Variation des Parameters des harmonischen Oszillatorpotentials verbessert die Beschreibung nur geringfügig, da die Ergebnisse für $b = 1.77 \text{ fm}$ für fehlende Impulse $p_m < 100 \text{ MeV}/c$ in der Amplitude etwas unter denen für $b = 2 \text{ fm}$ liegen. Für große fehlende Impulse wird der Verlauf etwas flacher. Dies kann beim Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen jedoch nicht unterschieden werden.

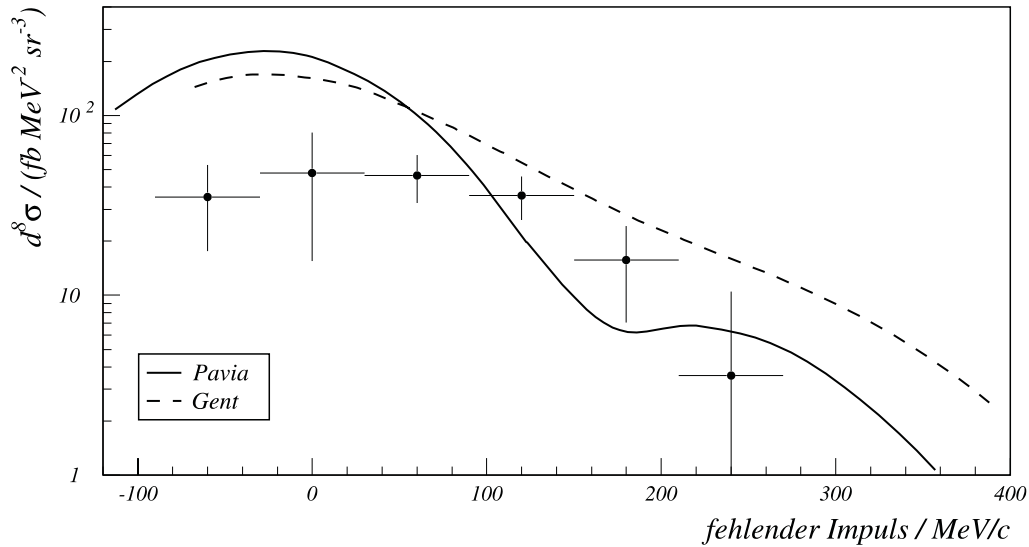


Abb. 6.12: Fehlende Impulsverteilung für den Übergang zum zweiten 0^+ Zustand bei einer Anregungsenergie $E_x = 9.75$ MeV in ^{14}C . Die Rechnung der Pavia-Gruppe [G:98b] wurden mit harmonischem Oszillator-Potentialparameter $b = 2$ fm durchgeführt. Dieser Rechnung, sowie der Rechnung der Gent-Gruppe [Ry98b], liegen die Spektralfunktionen aus [Ge96b] zugrunde.

Der Vergleich mit den Resultaten des Gent-Modells fällt etwas besser aus. Obwohl der experimentelle Wirkungsquerschnitt von den Rechnungen etwas überschätzt wird, kann der Verlauf der Verteilung recht gut wiedergegeben werden. Nur bei kleinen und negativen fehlenden Impulsen ist die Diskrepanz zu den Daten mit einem Faktor von etwa 2 recht groß. Die Verwendung der Zwei-Loch-Konfiguration von Cohen und Kurath⁴ liefert etwa das gleiche Ergebnis. Die Kurve liegt für kleine und negative fehlende Impulse zwar leicht unter der in Abb. 6.12 dargestellten, überschätzt die Daten für die größeren Werte des fehlenden Impulses jedoch stärker.

Die zum Teil starke Überschätzung des experimentellen Wirkungsquerschnittes durch die Rechnungen deutet darauf hin, daß der spektroskopische Faktor für diesen Zustand, kleiner zu sein scheint, als bislang angenommen wurde.

6.3 Schlußbemerkung

Die im vorigen Abschnitt vorgestellten Verteilungen des experimentellen Wirkungsquerschnittes im fehlenden Impuls konnten durch die mikroskopischen Modelle der Pavia- und Gent-Gruppe recht gut beschrieben werden. Es gibt jedoch noch Diskrepanzen, die weiter untersucht werden müssen.

Die Verteilung des Wirkungsquerschnittes im fehlenden Impuls für den Übergang zum Grundzustand in ^{14}C wird im Bereich kleiner fehlender Impulse sehr gut durch das Modell der Pavia-Gruppe beschrieben. Die Grundzustandsverteilung hat ihr Maximum bei $p_m = 0$ MeV/c, wodurch man annehmen kann, daß dieser Wirkungsquerschnitt von der Emission von 1S_0 Protonpaaren dominiert wird. Die theoretischen

⁴ $0^+_{\frac{1}{2}}$: $-0.31 \cdot (p_{\frac{1}{2}})^{-2} + 0.77 \cdot (p_{\frac{3}{2}})^{-2}$ [Coh70]

$p_{m,\text{zent}}$ [MeV/c]	$\langle p_m \rangle$ [MeV/c]	$\langle \omega \rangle$ [MeV]	$d^8\sigma/d\Omega$ [fb/(MeV ² sr ³)]
Kinematik #1 ($\langle p_m \rangle \approx 0$ MeV/c)			
-60	-57.3 ± 15.6	232.1 ± 13.4	35.23 ± 17.65
0	1.6 ± 22.6	222.4 ± 17.3	47.86 ± 32.37
60	58.5 ± 15.4	214.9 ± 15.5	36.38 ± 15.17
Kinematik #3 ($\langle p_m \rangle \approx 125$ MeV/c)			
60	76.4 ± 10.3	207.5 ± 8.7	96.94 ± 33.96
120	122.0 ± 16.4	203.4 ± 15.9	35.92 ± 9.74
180	168.2 ± 13.3	197.8 ± 11.3	22.51 ± 13.04
Kinematik #4 ($\langle p_m \rangle \approx 225$ MeV/c)			
180	187.3 ± 15.5	207.7 ± 12.9	10.40 ± 11.46
240	238.8 ± 16.7	213.6 ± 16.9	3.58 ± 6.88

Tab. 6.5: Wirkungsquerschnitte für den Übergang zum zweiten 0^+ Zustand bei $E_x = 9.75$ MeV in ^{14}C . Die Tabelle ist analog zu der in Tab. 6.1 dargestellten Tabelle aufgebaut. Werte bei gleichem $p_{m,\text{zent}}$ sind für die Darstellung in Abb. 6.12 fehlergewichtet gemittelt worden.

Rechnungen sagen vorher, daß die Emission eines 1S_0 Protonpaares hauptsächlich von Ein-Körper-Strömen hervorgerufen wird. Dieser Teil der Übergangsamplitude rührt sogar gänzlich von den kurzreichweitigen Korrelationen her. Die gute Übereinstimmung zwischen den Daten und den Rechnungen für diesen Übergang bei kleinen fehlenden Impulsen ist ein deutlicher Hinweis darauf, daß die Daten eine klare Signatur von kurzreichweitigen Korrelationen im Grundzustand von ^{16}O aufweisen. Die Ergebnisse aus [Ond98] unterstützen diese Aussage.

Die sehr gute Beschreibung des Überganges zum 1^+ Zustand läßt auf eine gute Behandlung der wichtigsten Untergrundprozesse bei der Untersuchung von SRC, der Anregung oder Abregung der Δ -Resonanz, schließen, da der Wirkungsquerschnitt dieses Überganges durch die Emission von 3P Protonpaaren über Zwei-Körper-Ströme dominiert wird. Das Gent-Modell behandelt diesen Aspekt besonders gut. Dort wird das Δ dynamisch behandelt und Medium-Effekte des Δ werden berücksichtigt. Das mikroskopische Modell der Pavia-Gruppe könnte bei der Beschreibung der Zwei-Körper-Prozesse noch verbessert werden.

Die noch vorhandenen Diskrepanzen zwischen den Resultaten der theoretischen Modelle und den experimentellen Ergebnissen lassen sich auf der einen Seite durch die noch nicht durchgeführte Mittelung der theoretischen Wirkungsquerschnitte über den gesamten experimentellen Phasenraum erklären. Das betrifft insbesondere die Datenpunkte bei negativen fehlenden Impulsen, da dort der Mittelwert des Energieübertrages über die Akzeptanz deutlich über dem Wert liegt, der bei den theoretischen Rechnungen als Parameter verwendet wurde. Dadurch tragen bei den experimentellen Wirkungsquerschnitten Prozesse bei, die im theoretischen Modell nicht berücksichtigt werden, oder der Beitrag der Prozesse ist größer als es im Modell für den kleineren Energieübertrag der Fall ist.

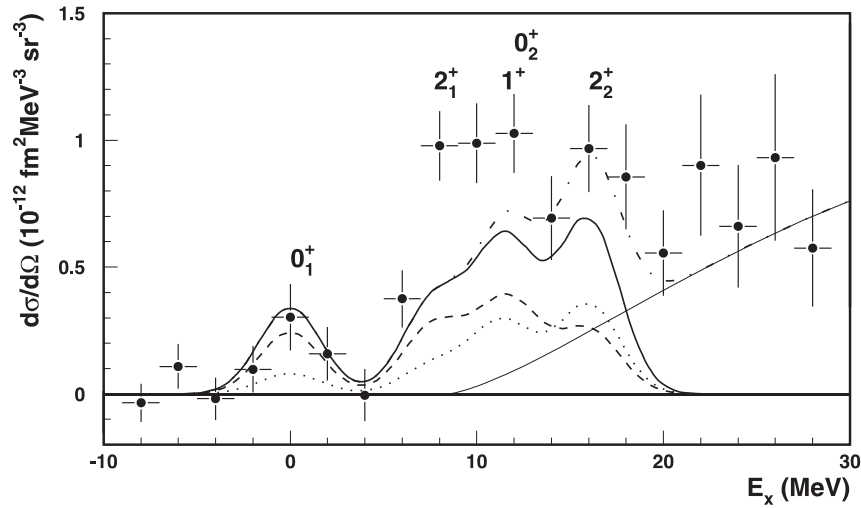


Abb. 6.13: Darstellung der Ergebnisse der Messungen am NIKHEF in Form des neunfach differentiellen Wirkungsquerschnittes als Funktion der Anregungsenergie E_x , gemittelt über einen Bereich des fehlenden Impulses von 50 MeV/c bis 350 MeV/c und über einen Bereich von γ_1 zwischen 10° und 40° . Die Daten sind mit statistischem Fehler angegeben. Die Kurven stellen die Resultate einer mikroskopischen Rechnung dar (siehe Text). [Ond98]

Die durchgängige Unterschätzung der Daten durch die Modelle und die nur befriedigende Beschreibung des Wirkungsquerschnittes für den Übergang zum 2^+ Zustand erfordert eine Erweiterung der theoretischen Modelle um weitere Aspekte oder Terme höherer Ordnung. Ein erster Erfolg dahingehend hat sich schon durch die deutlich bessere Beschreibung des Wirkungsquerschnittes des Überganges zum 2^+ Zustand nach der Berücksichtigung von Konfigurationsbeimischungen aus höheren Schalen bzw. Multi-Teilchen-Loch Anregungen gezeigt (siehe Abb. 6.11).

Ein ähnliches wie das hier vorgestellte Experiment wurde am AmPS Beschleuniger des NIKHEF in Amsterdam, Niederlande durchgeführt [Ond97, Ond98]. Bei diesem $^{16}\text{O}(e, e'pp)^{14}\text{C}$ -Experiment wurde für die Energie der einlaufenden Elektronen ein Wert von $E_0 = 584$ MeV gewählt. Die gestreuten Elektronen wurden unter einem Streuwinkel von $\theta_e = 26^\circ$ nachgewiesen. Daraus ergeben sich für den Energie- und Impulsübertrag die zentralen Werte $\omega = 210$ MeV und $q = 300$ MeV. Die beiden Protonen wurden unter den Winkeln γ_1 und γ_2 , bezogen auf die Richtung des Impulsübertrages \vec{q} , in den Bereichen $\gamma_1 = 8^\circ - 40^\circ$ und $\gamma_2 = 115^\circ - 155^\circ$ in Hadron-detektoren nachgewiesen. Die Energieakzeptanz dieser Detektoren für Protonen lag zwischen 70 MeV und 220 MeV für Proton #1 sowie zwischen 44 MeV und 178 MeV für Proton #2.

Die Ergebnisse dieses Experimentes sind in Abb. 6.13 und Abb. 6.14 dargestellt. Dort sind neben den Daten auch die Resultate einer mikroskopischen Rechnung mit dem Pavia-Modell [Gi98a] aufgeführt. Bei den Rechnungen wurde der Parameter der harmonischen Oszillatorwellenfunktion mit $b = 2$ fm gewählt. Die theoretischen Wirkungsquerschnitte wurden dann mit einer Gauss-Verteilung gefaltet, um der experimentellen Energieauflösung Rechnung zu tragen, und über die gleichen Energieintervalle wie bei den Daten integriert. Die durchgezogene Linie in den Abbildungen

stellen den theoretischen Wirkungsquerschnitt für die Emission zweier Protonen dar. Die Anteile der Ein-Körper- und Zwei-Körper-Ströme sind durch die gestrichelten und punktierten Kurven angegeben. Für die Abschätzung des Untergrundbeitrages aus der Emission von drei Teilchen oberhalb der Separationsenergie eines Neutrons von $E_{sep} \approx 8.2$ MeV aus dem ^{14}C -Restkern wurde im Anregungsenergiebereich von $E_x = 25$ MeV bis $E_x = 70$ MeV eine Anpassung an die Daten durchgeführt. Das Ergebnis dieser Anpassung stellt die dünne durchgezogene Linie in Abb. 6.13 dar. Die strichpunktierte Kurve gibt die Summe aus theoretischem Wirkungsquerschnitt und dieser Anpassung an.

Die experimentell erzielte Energieauflösung liegt bei 3.9 MeV (FWHM). Dies reicht nur zur Trennung des Grundzustandes von den restlichen Zuständen des Anregungsenergiespektrums von ^{14}C aus. Die drei in Abb. 6.14 dargestellten Energiebereiche stellen somit keine klare Trennung der Zustände dar, bis auf den Bereich $-4 \text{ MeV} < E_x < 4 \text{ MeV}$, der den Übergang zum Grundzustand von ^{14}C repräsentiert. Der zweite Bereich ($4 \text{ MeV} < E_x < 9 \text{ MeV}$) wird hauptsächlich durch den Übergang zum 2^+ Dublett bei $E_x = 7.7$ MeV und nur wenig durch die höher liegenden angeregten Endzustände befüllt. Zum dritten Bereich ($9 \text{ MeV} < E_x < 14 \text{ MeV}$) tragen die Wirkungsquerschnitte der beiden Übergänge zum 0_2^+ und 1^+ Zustand bei.

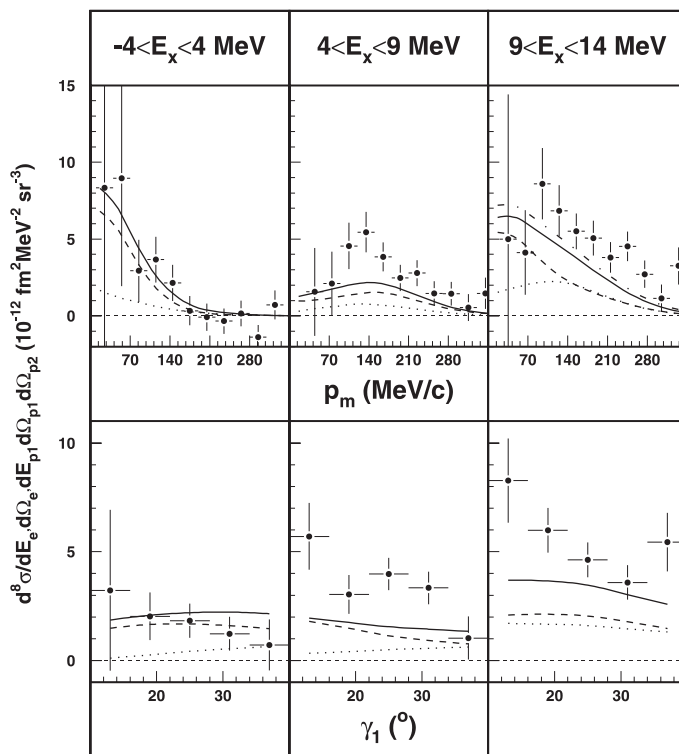


Abb. 6.14: Darstellung der Ergebnisse der Messungen am NIKHEF als achtfach differentieller Wirkungsquerschnitt, integriert über die angegebenen Bereiche der Anregungsenergie E_x . Die oberen Bilder stellen den Wirkungsquerschnitt als Funktion des fehlenden Impulses p_m dar, gemittelt über den γ_1 -Bereich von 10° bis 40° . Die unteren Bilder zeigen den Wirkungsquerschnitt als Funktion von γ_1 , gemittelt über einen Bereich des fehlenden Impulses von 45, 60 und 70 MeV/c bis 300 MeV/c (für die drei Bins in E_x). Die Kurven gehören zu den gleichen Rechnungen wie in Abb. 6.13. [Ond98]

Beim Vergleich der Ergebnisse des NIKHEF-Experimentes mit den in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnissen zeigt sich eine ähnlich gute Beschreibung der Daten durch die theoretischen Rechnungen. Allerdings sind die Wirkungsquerschnitte der Messung am NIKHEF um einen Faktor 3 kleiner als die im vorigen Abschnitt vorgestellten Wirkungsquerschnitte. Dies hat verschiedene Ursachen.

Auf der einen Seite sind die NIKHEF-Wirkungsquerschnitte über einen viel größeren experimentellen Phasenraum gemittelt worden. Dies kann schon eine Verkleinerung der Wirkungsquerschnitte verursachen. Auf der anderen Seite unterscheiden sich die beiden Kinematiken zum Teil beträchtlich, was einen starken Einfluß auf die Stärke der Beiträge der verschiedenen Prozesse hat, die zur Paaremission führen. Die Elektronenkinematik liegt zwar bei etwa gleichen Werten für den Energie- und Impulsübertrag, allerdings ist der Polarisationsparameter ϵ bei der NIKHEF-Messung kleiner und somit der transversale Anteil der Polarisation des virtuellen Photons größer als bei unserem Experiment. Auch die Hadronkinematik unterscheidet sich. Unter der Annahme, daß das virtuelle Photon an das Vorwärtsproton (p_1) koppelt, ergibt sich ein Winkel von fast 90° zwischen \vec{q} und \vec{p}_1 (im Anfangszustand). Bei dieser Kinematik ist der Anteil der Zwei-Körper-Prozesse dominant. Bei einer Kopplung des virtuellen Photons an das rückwärtige Proton (p_2) ergibt sich fast die super-parallele Kinematik. Da sich diese beiden Prozesse jedoch kohärent überlagern und somit kinematisch nicht zu unterscheiden sind, werden zwei kinematisch und dynamisch stark unterschiedliche Bedingungen gleichzeitig gemessen. Bei der super-parallelen Kinematik unterscheidet sich die Dynamik dieser beiden kohärent überlagerten Prozesse nur durch den Betrag des Relativimpulses p_{rel} .

Insgesamt wurde bei der Kinematik, die am NIKHEF gemessen wurde, der longitudinale Anteil des Wirkungsquerschnittes wesentlich schwächer hervorgehoben als dies bei unserer Messung der Fall ist. Die größere longitudinale Polarisation des virtuellen Photons und die Vorteile der super-parallelen Kinematik (siehe Abschnitt 2.5) bevorzugen die Anteile des Wirkungsquerschnittes, die von Ein-Körper-Strömen, also den kurzreichweitigen Korrelationen, herrühren.

Kapitel 7

Ausblick

Die in Kapitel 6 vorgestellten Ergebnisse der bisher gemessenen und ausgewerteten Daten des $^{16}\text{O}(e, e'pp)^{14}\text{C}$ -Experimentes zeigen eine gute Übereinstimmung mit den theoretischen Rechnungen, zumindest im Verlauf. Die theoretische Beschreibung der Anregung der 2^+ Endzustände im Anregungsenergiespektrum des ^{14}C Restkerns ist noch nicht befriedigend. Bislang war es möglich Impulsverteilungen für die einzelnen Zustände im Bereich von -100 MeV/c bis etwa 300 MeV/c anzugeben. Die statistischen Unsicherheiten der experimentellen Wirkungsquerschnitte sind jedoch insbesondere bei großen fehlenden Impulsen und teilweise für den Bereich um $p_m = 0$ MeV/c noch zu groß.

Wie in Abschnitt 5.1 schon erwähnt wurde, sind Ende 1998 weitere Messungen zur $(e, e'pp)$ -Reaktion an ^{16}O durchgeführt worden. Dabei wurden weitere Daten zu den Kinematiken #1 ($\langle p_m \rangle \approx 0$ MeV/c, siehe Tab. 5.2) und #4 ($\langle p_m \rangle \approx 225$ MeV/c) aufgenommen, um die Statistik zu verbessern. Ein Großteil der Strahlzeit wurde auf die Messung der Kinematik #5 ($\langle p_m \rangle \approx 340$ MeV/c) verwendet, mit der die Verteilung im fehlenden Impuls um neue Datenpunkte auf Werte bis hin zu 430 MeV/c erweitert werden kann. Die Analyse der in dieser Strahlzeit aufgenommenen Daten war im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr möglich.

Der Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit den theoretischen Modellen ist noch weiter zu verbessern. Bislang wurde eine Mittelung der theoretischen Wirkungsquerschnitte über den neundimensionalen Phasenraum der Messung noch nicht durchgeführt. Eine Mittelung über alle neun Dimensionen wird allerdings auch nicht notwendig sein, da die Abhängigkeiten in einigen Dimensionen über den akzeptierten Bereich nur schwach sind. Wie in Abschnitt 6.2 dargestellt, bleiben aber mindestens zwei Dimensionen, über die eine Mittelung durchgeführt werden muß. Obwohl man keine großen Änderungen in den Wirkungsquerschnitten erwarten kann, wird der Vergleich insbesondere im Bereich kleiner und negativer fehlender Impulse besser möglich sein.

Diese Mittelungsprozedur wird die Berechnung der theoretischen Wirkungsquerschnitte auf einem mindestens zweidimensionalen Gitternetz erfordern. Dabei werden wenigstens 5 Gitterknoten im Energieübertrag und etwa 20 Punkte im fehlenden Impuls berechnet werden müssen. Bei vier verschiedenen Zuständen im Anregungsenergiespektrum ergibt das ein Minimum von 400 Rechnungen. Diese Rechnungen sind äußerst komplex und brauchen auf modernen Rechnern ein paar Stunden. Um diese Rechnungen auf eine effiziente Art durchführen zu können, wird es notwendig sein, die Programme der Pavia- und der Gent-Gruppe auf den Rechnern des Instituts zu installieren. Die Rechnungen können dann vor Ort durchgeführt werden.

E_0 (MeV)	$E_{e'}$ (MeV)	θ_e	θ_q	ϵ	E_0 (MeV)	$E_{e'}$ (MeV)	θ_e	θ_q	ϵ
855	640	18.00°	38.76°	0.9145	600	385	27.86°	34.72°	0.8135
840	625	18.38°	38.60°	0.9111	585	370	28.80°	34.36°	0.8028
825	610	18.78°	38.43°	0.9076	570	355	29.81°	33.97°	0.7911
810	595	19.19°	38.25°	0.9038	555	340	30.90°	33.55°	0.7785
795	580	19.62°	38.07°	0.8997	540	325	32.07°	33.11°	0.7647
780	565	20.08°	37.88°	0.8954	525	310	33.34°	32.64°	0.7496
765	550	20.55°	37.68°	0.8909	510	295	34.71°	32.13°	0.7331
750	535	21.05°	37.47°	0.8860	495	280	36.22°	31.58°	0.7151
735	520	21.58°	37.25°	0.8808	480	265	37.86°	30.99°	0.6952
720	505	22.13°	37.03°	0.8753	465	250	39.68°	30.35°	0.6734
705	490	22.71°	36.79°	0.8694	450	235	41.69°	29.66°	0.6493
690	475	23.32°	36.54°	0.8630	435	220	43.93°	28.89°	0.6226
675	460	23.97°	36.27°	0.8562	420	205	46.45°	28.06°	0.5930
660	445	24.66°	35.99°	0.8489	405	190	49.31°	27.13°	0.5602
645	430	25.39°	35.70°	0.8410	390	175	52.58°	26.10°	0.5237
630	415	26.16°	35.39°	0.8325	375	160	56.38°	24.95°	0.4830
615	400	26.98°	35.07°	0.8234	360	145	60.86°	23.64°	0.4375

Tab. 7.1: Liste der Elektronenkinematiken für eine L/T-Separation in der Reihenfolge kleiner werdender Energien der einlaufenden Elektronen. Die Randbedingungen der Anlage bezüglich der möglichen Werten für E_0 und der Streuwinkel wurden berücksichtigt. Q^2 wurde dabei bei einem Wert von 0.0536 (GeV/c)^2 ($\omega = 215 \text{ MeV}$, $q = 315.89 \text{ MeV/c}$) konstant gehalten. In dieser Arbeit wurden die Messungen beim größten Wert für $\epsilon = 0.9145$ durchgeführt.

Dies ermöglicht eine sofortige Kontrolle der Ergebnisse, um die Rechnungen eventuell mit anderen Eingabeparametern nochmals neu zu starten.

Die wohl interessanteste Möglichkeit, die bisherigen Messungen zu erweitern, besteht darin, eine L/T-Separation durchzuführen. Den Anfang dafür bilden die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen. Sie liegen bei einem Wert des Polarisationsparameters von $\epsilon = 0.9145$. Dies ist der höchstmögliche Wert, der momentan mit der Kombination MAMI und Drei-Spektrometer-Anlage bei dem gewählten Q^2 möglich ist. In Tab. 7.1 sind die möglichen Werte für ϵ bei konstantem Q^2 in der Reihenfolge kleiner werdender Energien der einlaufenden Elektronen aufgeführt.

Zur Minimierung des systematischen Fehlers bei der Separation der longitudinalen und transversalen Anteile des Wirkungsquerschnittes, ist eine weitere Messung bei einem möglichst kleinen ϵ anzustreben. Allerdings wird es sehr aufwendig werden, bei möglichst kleinen Werten von ϵ den Wirkungsquerschnitt zu bestimmen. Alleine unter Berücksichtigung des Mottischen Wirkungsquerschnittes

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_M \sim E_{e'}^2 \cos^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right), \text{ für konstantes } q \text{ und } \beta = 1, \quad (7.1)$$

sinkt die zu erwartende Zählrate für den kleinsten in Tab. 7.1 angegebenen Wert von ϵ um den Faktor 26 ab. Um bei diesem Wert von ϵ die gleiche Statistik wie bei den hier vorgestellten Messungen über den gleichen Bereich des fehlenden Impulses zu erhalten, verlängert sich die Meßdauer auf etwa 600 Tage Strahlzeit. Dieses Programm ist nicht mehr vernünftig zu bewältigen.

Allerdings ist es nicht notwendig, den gleichen Bereich im fehlenden Impuls mit den Messungen für die L/T-Separation abzudecken. Für ein pp -Paar in einer 1S_0 Konfiguration wirken die SRC am stärksten bei $p_m \approx 0$ MeV/c. Dies trifft vor allem für den Grundzustand in ^{14}C bei kleinen fehlenden Impulsen zu. Berücksichtigt man weiterhin, daß die mittlere Luminosität bei den Messungen Ende 1998 gegenüber den hier vorgestellten Messungen um einen Faktor 1.8 erhöht werden konnte und wählt ein etwas größeres $\epsilon = 0.483$, so reduziert sich die nötige Meßdauer auf 70 Strahlzeittage (ca. 12 Wochen).

Eine zweite Möglichkeit besteht darin zunächst bei einem noch höheren Wert von ϵ eine Messung durchzuführen. Falls sich dann herausstellen sollte, daß die Fehler bei der Separation zu groß sind, könnte man zur Verbesserung des Geradenfits den Wirkungsquerschnitt bei einem weiteren Wert von ϵ messen. Ein mögliches Pärchen von solchen ϵ -Werten wären die Kinematiken für $\epsilon = 0.593$ mit geschätzten 40 Strahlzeittagen (ca. 7 Wochen) und $\epsilon = 0.7496$ mit geschätzten 16 Strahlzeittagen (ca. 3 Wochen) als dritten Wert. Bei allen Schätzungen sind bereits 30% der Zeit für Inbetriebnahme, Eichmessungen und Fehlerbehebungen eingerechnet.

Ein weiterer Aspekt bei der Untersuchung von kurzreichweitigen NN-Korrelationen ist die Messung der $(e, e'pn)$ -Reaktion. Diese Reaktion wird zwar von den Beiträgen der Pion-Austauschströme (MEC) und der isobaren Ströme (Δ -An- und Abregung) dominiert, allerdings spielen gerade die Tensor-Korrelationen bei s -Wellen in diesem Reaktionskanal eine große Rolle. Bislang wurde nur die (γ, pn) -Reaktion an verschiedenen Kernen untersucht [Gra96, Lam96, Har98, Mac98]. Diese Untersuchungen sollen auf Messungen mit virtuellen Photonen erweitert werden, da dort auch die longitudinalen Antwortfunktionen zugänglich sind, die sehr sensitiv auf die SRC sind. In [Ann98] wurde ein Experimentvorschlag ausgearbeitet, der mittlerweile auch genehmigt ist. Dort wird die Messung der $^{16}\text{O}(e, e'pn)^{14}\text{N}$ -Reaktion unter den selben kinematischen Bedingungen wie bei dem in dieser Arbeit vorgestellten Experiment vorgeschlagen. Bei dieser ersten Studie liegt der Fokus auf der Messung des Überganges zum Grundzustand von ^{14}N . Dieser Übergang wird dominiert durch die Emission von $(T = 0, S = 1)$ np -Paaren, bei der die Tensor-Korrelationen stark beitragen. Erste theoretische Untersuchungen zu dieser Reaktion sind schon verfügbar.

Zur Durchführung dieser Messungen muß die Drei-Spektrometer-Anlage um Neutronen-Detektoren erweitert werden. Vorgesehen sind dafür die „time-of-flight“-Detektoren der Gruppen aus Glasgow und Tübingen [Gra98], die schon bei den (γ, pn) -Experimenten verwendet wurden. Erste Tests dieser Detektoren an der Drei-Spektrometer-Anlage, bei denen die Zählratenbelastbarkeit untersucht wurde, sind schon erfolgreich abgeschlossen worden [Gra97]. Dabei wurden Einzelzählraten kleiner

0.4 MHz bei Luminositäten von bis zu $L = 1.4 \cdot 10^{37}$ Nukleonen/(s·cm²) (¹²C-Target, $\sigma_T = 45$ mg/cm², $I_{\text{Beam}} = 80$ μA) gemessen.

In [Ry98a] wird eine weitere Möglichkeit für einen attraktiven Zugang zu den kurzreichweitigen Korrelationen aufgezeigt. Dort wurden die differentiellen Wirkungsquerschnitte und Polarisations-Observablen der $(\vec{e}, e'\vec{pp})$ und $(\vec{e}, e'\vec{pn})$ -Reaktionen in einem mikroskopischen Modell untersucht. Das Modell berücksichtigt die SRC, Endzustandswechselwirkungen der auslaufenden Nukleonen, MEC und Δ -isobare Ströme. In den Polarisations-Observablen der $(\vec{e}, e'\vec{pp})$ -Reaktion soll der Effekt der zentralen SRC sehr groß sein. Gleichzeitig sind die Beiträge aus Endzustandswechselwirkungen in diesem Kanal sehr klein. Unter Verwendung des polarisierten Elektronenstrahls von MAMI und des Fokalebene-Proton-Polarimeters von Spektrometer A [Pos99] wäre die Messung dieser Reaktion an der Drei-Spektrometer-Anlage möglich.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden auch Messungen zu den Reaktionen ${}^3\text{He}(e, e'pd)$ und ${}^3\text{He}(e, e'pp)n$ durchgeführt. Die kinematisch vollständig gemessene Reaktion ${}^3\text{He}(e, e'pd)$ diente als Testmessung für die Inbetriebnahme der Anlage mit Dreifach-Koinzidenzen. Die $(e, e'pp)$ -Reaktion an ${}^3\text{He}$ wurde in verschiedenen kinematischen Situationen gemessen. Die Daten dazu müssen teilweise noch komplettiert werden. Weiterhin steht für eine systematische Untersuchung noch die Messung weiterer Kinematiken aus. Für die gemessenen Daten wurde eine Vorauswertung durchgeführt. Um die Wirkungsquerschnitte der Reaktion zu erhalten, müssen neben einer detaillierteren Auswertung noch die Luminositäten bestimmt und die Akzeptanzrechnungen sowie Strahlungskorrekturen durchgeführt werden. Für einen Vergleich mit der Theorie fehlen bislang noch Rechnungen mit adäquaten theoretischen Modellen.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde an der Drei-Spektrometer-Anlage des Beschleunigers MAMI das erste hochauflösende $(e, e'pp)$ -Experiment in super-paralleler Kinematik zur Untersuchung kurzreichweitiger Korrelationen durchgeführt. Mit der erzielten Energieauflösung in der Anregungsenergie des Restkerns von $\Delta E_x \approx 500$ keV konnten die einzelnen Endzustände der Reaktion $^{16}\text{O}(e, e'pp)^{14}\text{C}$ gut voneinander getrennt werden. Die Durchführung mehrerer Messungen mit unterschiedlichen Einstellungen der Hadronspektrometer hat es ermöglicht, Verteilungen im fehlende Impuls für die einzelnen Endzustände von ^{14}C im Bereich von -100 MeV/c bis etwa 300 MeV/c anzugeben.

Die apparativen Voraussetzungen für die Durchführung dieses Experimentes wurden durch den Aufbau und die Inbetriebnahme des Spurdetektors von Spektrometer C im Rahmen dieser Arbeit geschaffen. Der Detektor besteht aus vier Ebenen von vertikalen Driftkammern mit einer sensitiven Fläche von (0.34×2.32) m². Die Ortsauflösung ist besser als 100 μm , die Winkelauflösung besser als 0.3 mrad in den dispersiven Koordinaten des Spektrometers. Durch den Einsatz spezieller Programme zur Spurrekonstruktion können Nachweiswahrscheinlichkeiten von nahezu 100% erzielt werden.

Nach der Inbetriebnahme von Spektrometer C wurde im Rahmen dieser Arbeit die erste Dreifach-Koinzidenz-Testmessung an der Drei-Spektrometer-Anlage vorbereitet und erfolgreich durchgeführt, sowie die ersten Messungen zum $^3\text{He}(e, e'pp)n$ -Experiment begonnen. Das bestehende Wassertarget wurde in Betrieb genommen, an die speziellen Erfordernisse des $^{16}\text{O}(e, e'pp)^{14}\text{C}$ -Experimentes angepaßt und dessen Zuverlässigkeit verbessert.

Die Ergebnisse des $^{16}\text{O}(e, e'pp)^{14}\text{C}$ -Experimentes wurden mit zwei mikroskopischen Rechnungen, die von realistischen Nukleon-Nukleon-Potentialen ausgehen, verglichen, den Modellen der Pavia- und der Gent-Gruppe. Der Vergleich zeigt eine recht gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Gerade die gute Beschreibung des Grundzustandes um $p_m = 0$ MeV/c gibt deutliche Hinweise auf kurzreichweitige Korrelationen im Grundzustand von ^{16}O . Die Untergrundprozesse, insbesondere die Anregung der Δ -Resonanz, werden von den Modellen gut behandelt. Dies wird durch die sehr gute Beschreibung des Überganges zum 1^+ Zustandes bei $E_x = 11.3$ MeV belegt, da dieser Übergang durch die Emission von 3P Protonpaare dominiert wird. Bei der Beschreibung des Überganges zum ersten 2^+ Zustand gibt es noch Diskrepanzen, die eine nicht ausreichende Beschreibung dieses Überganges durch die theoretischen Modelle andeuten.

Anhang A

Chronik der Strahlzeiten

Die Messungen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, erstreckten sich über einen Zeitraum vom Mai 1995 bis November 1998. Es wurden 11 Strahlzeiten durchgeführt, bei denen notwendige Testmessungen gemacht und die verschiedenen Reaktionskinematiken gemessen wurden. In Tab. A.1 und Tab. A.2 sind die Strahlzeiten zum ${}^3\text{He}(e, e'pp)n$ - und ${}^{16}\text{O}(e, e'pp){}^{14}\text{C}$ -Experiment in chronologischer Reihenfolge aufgeführt.

Datum	Stunden	Beschreibung	Kinematiken
19.05. - 22.05.95	63	${}^3\text{He}(e, e'pd)$: 1. Teststrahlzeit für Dreifach-Koinzidenzen ${}^3\text{He}(e, e'pp)n$: 1. Test	
24.08. - 28.08.95	94	${}^3\text{He}(e, e'pp)n$: Produktion	star290, btb290
14.09. - 18.09.95	94	${}^3\text{He}(e, e'pp)n$: Produktion	star225, btb225, tk135, btb221
19.08. - 26.08.96	160	${}^3\text{He}(e, e'pp)n$: Produktion	btb360, btb440, tk160

Tab. A.1: Strahlzeitchronik des ${}^3\text{He}(e, e'pp)n$ -Experiments.

Datum	Stunden	Beschreibung	Kinematiken
18.12. - 23.12.96	129	${}^{12}\text{C}(e, e'pp){}^{10}\text{Be}$: Test	#1
		${}^{16}\text{O}(e, e'pp){}^{14}\text{C}$: Produktion	#1
09.01. - 13.01.97	96	${}^{16}\text{O}(e, e'pp){}^{14}\text{C}$: Produktion	#3
23.01. - 27.01.97	96	${}^{12}\text{C}(e, e'pp){}^{10}\text{Be}$: Test	#2
		${}^{16}\text{O}(e, e'pp){}^{14}\text{C}$: Produktion	#2
07.04.98	5	Test Wassertarget	
14.04. - 15.04.98	8	Test und Eichung Wassertarget	
20.04. - 04.05.98	329	${}^{16}\text{O}(e, e'pp){}^{14}\text{C}$: Produktion	#1, #3, #4
16.10. - 02.11.98	343	${}^{16}\text{O}(e, e'pp){}^{14}\text{C}$: Produktion	#1, #4, #5

Tab. A.2: Strahlzeitchronik des ${}^{16}\text{O}(e, e'pp){}^{14}\text{C}$ -Experiments (Kinematiken siehe Tab. 5.2).

Die unterschiedlichen Kennzeichnungen der Kinematiken der ${}^3\text{He}(e, e'pp)n$ -Strahlzeiten in Tab. A.1 bezeichnen drei grundlegend verschiedene kinematische Bedingungen. Die Bezeichner sind zweigeteilt. Der erste Teil bezeichnet die Kinematik

und der zweite Teil ist eine Zahl, die den Betrag des Impulses \vec{p}_{p_i} der Protonen im Anfangszustand (für *star* und *btb*) bzw. den Winkel $\theta_{p_1 p_2}$ zwischen den Impulsvektoren der Protonen im Anfangszustand (für *tk*) darstellt. Im folgenden werden die Hauptmerkmale und Ideen der drei verschiedenen kinematischen Bedingungen kurz aufgeführt:

- **btb**(p_{p_i}) „back-to-back“ Kinematik: Die Impulse der beiden Protonen im Anfangszustand sind antiparallel zueinander und vom Betrag her gleich groß. Das Neutron ruht im ^3He -Kern. Das virtuelle Photon koppelt an eines der beiden Protonen.
- **star**(p_{p_i}) „Stern“-Kinematik: Die drei Nukleonen im ^3He -Kern haben gleich große Impulse im Anfangszustand (symmetrisch Zustand im Impulsraum). Die Winkel zwischen den Impulsvektoren sind gleich groß ($\theta_{p_i p_j} = 60^\circ$). Das virtuelle Photon koppelt an Proton #1.
- **tk**($\theta_{p_1 p_2}$) „Thales“-Kinematik: Den Impuls von Proton #1 teilen sich das zweite Proton und das Neutron. Dabei ist $p_{p_1} = 290 \text{ MeV}/c$ und $\theta_{p_2 p_n} = 90^\circ$. Das Verhältnis der Impulse zueinander kann in einem Thaleskreis abgebildet werden. Das Photon koppelt an Proton #1.

In den folgenden Abschnitten sind die einzelnen Runs des $^{16}\text{O}(e, e'pp)^{14}\text{C}$ -Experimentes aufgeführt, die bei der Analyse verwendet wurden. Die Runs einer Kinematik sind chronologisch geordnet in jeweils einer Tabelle zusammengefaßt. Die Kennzeichnung der Runs setzt sich aus dem Wort „Run“ und einer Zahl zusammen, die Datum und Zeit des Anfangs der Datenaufnahme dieses Runs darstellt. Jeweils zwei Stellen dieser Datumsangabe geben das Jahr, den Monat, den Tag, die Stunde, die Minute und die Sekunde wieder. Zu jedem Run sind die Informationen zu der Anzahl der Ereignisse, der mittleren Flächendichte des Targets, der totzeitkorrigierten, integrierten Luminosität, dem mittleren Strahlstrom, der totzeitkorrigierten gesammelten Ladung sowie zur Tot- und Laufzeit des Runs angegeben. Die Messungen zur Kinematik #2 wurden wegen gravierender technischer Probleme mit dem Wassertarget verworfen.

A.1 Runstatistik Kinematik #1

Run	Ereignisse	σ_T [mg/cm ²]	$(\int Ldt)_{\text{korr}}$ [pb ⁻¹]	\bar{I} [μA]	Q_{korr} [mC]	Totzeit	Laufzeit
Run 961219221014	30517	54.85	400.36	30.20	29.92	3.3 %	933.95 s
Run 961219222827	168284	51.99	1220.71	30.03	91.22	5.2 %	3081.00 s
Run 961219232415	127470	53.17	974.46	29.87	72.82	5.2 %	2418.53 s
Run 961220000543	21921	48.17	80.61	29.79	6.02	5.5 %	222.11 s
Run 961220001538	119771	59.10	1007.86	29.77	75.31	5.2 %	2258.00 s
Run 961220005414	164258	53.87	1259.39	29.67	94.11	5.2 %	3105.33 s
Run 961220014718	170381	54.13	1233.32	29.59	92.16	5.2 %	3035.07 s
Run 961220024356	180720	55.37	1422.39	29.52	106.29	5.2 %	3429.21 s
Run 961220034240	213203	55.86	1698.55	29.49	126.92	5.2 %	4064.37 s
Run 961220045127	186156	54.20	1444.21	29.42	107.92	5.2 %	3569.64 s
Run 961220055159	190380	54.61	1493.94	29.39	111.64	5.1 %	3665.57 s

Run	Ereignisse	σ_T [mg/cm ²]	$(\int Ldt)_{\text{korr}}$ [pb ⁻¹]	\bar{I} [μA]	Q_{korr} [mC]	Totzeit	Laufzeit
Run 961220065418	173171	58.88	1460.89	29.36	109.16	5.1 %	3326.95 s
Run 961220075753	186800	54.37	1461.63	29.34	109.22	5.1 %	3607.40 s
Run 961220085910	189056	56.93	1547.20	29.30	115.62	5.1 %	3652.23 s
Run 961220100054	172769	55.29	1378.11	29.28	102.98	5.1 %	3351.75 s
Run 961220105741	190612	57.00	1562.10	29.25	116.72	5.1 %	3688.40 s
Run 961220121927	196797	54.35	1524.75	29.28	113.94	5.2 %	3776.70 s
Run 961220132324	180091	55.21	1429.85	29.21	106.85	5.1 %	3490.73 s
Run 961220142242	196937	57.27	1616.26	29.18	120.77	5.1 %	3808.28 s
Run 961220152750	169968	55.53	1281.62	29.15	95.77	5.1 %	3117.52 s
Run 961220162501	191726	54.93	1512.67	29.14	113.04	5.1 %	3721.11 s
Run 961220172900	220039	55.09	1752.28	28.88	130.94	5.0 %	4331.62 s
Run 961220184214	168727	55.03	1361.24	28.35	101.72	5.3 %	3443.02 s
Run 961220194040	97034	54.44	769.78	28.32	57.52	4.9 %	1962.06 s
Run 961220214616	165687	55.23	1297.78	29.29	96.98	5.2 %	3161.39 s
Run 961220225724	203674	53.76	1550.92	30.05	115.89	5.3 %	3788.37 s
Run 961221000219	203094	56.97	1645.69	29.99	122.97	5.3 %	3800.67 s
Run 961221011103	197774	55.58	1558.94	29.93	116.49	5.3 %	3696.98 s
Run 961221021406	197217	55.39	1538.95	29.91	115.00	5.3 %	3664.87 s
Run 961221031641	207755	54.95	1611.89	29.89	120.45	5.3 %	3872.84 s
Run 961221042246	177315	56.74	1422.39	29.87	106.29	5.3 %	3310.83 s
Run 961221051921	197579	56.97	1594.27	29.86	119.13	5.3 %	3697.30 s
Run 961221072802	192355	54.12	1471.78	29.81	109.98	5.2 %	3595.11 s
Run 961221080535	174278	54.13	1341.49	29.79	100.24	5.2 %	3279.46 s
Run 961221094313	198658	57.53	1670.59	28.70	124.83	4.9 %	3974.59 s
Run 961221105028	156000	57.29	1308.11	28.66	97.75	4.9 %	3130.18 s
Run 961221120130	63891	53.79	499.40	28.64	37.32	4.9 %	1273.74 s
Run 961222143940	287613	55.63	1968.97	39.93	147.14	8.1 %	3604.21 s
Run 961222154042	275008	56.75	1921.48	39.93	143.59	8.0 %	3443.79 s
Run 961222163858	277814	54.37	1857.89	39.93	138.83	8.0 %	3474.84 s
Run 961222173755	283941	56.65	1973.95	39.91	147.50	8.0 %	3545.62 s
Run 961222183916	162352	52.92	1054.43	39.90	78.79	8.0 %	2028.21 s
Run 961222192455	25322	58.81	148.15	39.93	11.07	8.1 %	256.50 s
Run 961222193502	262373	54.83	1765.38	39.92	131.92	8.1 %	3279.58 s
Run 961222203119	109444	54.30	680.43	39.91	50.85	8.0 %	1274.92 s
Run 961222205618	119729	54.05	791.24	39.94	59.13	8.1 %	1490.19 s
Run 961222215144	102013	53.27	655.36	39.97	48.97	8.2 %	1252.82 s
Run 961222221350	61954	56.59	424.75	39.96	31.74	8.0 %	762.82 s
Run 961222222818	222566	54.57	1487.75	39.97	111.17	8.0 %	2770.06 s
Run 961222231537	255937	55.23	1736.44	39.94	129.76	8.0 %	3197.35 s
Run 961223003903	291720	52.85	1894.33	39.93	141.55	8.0 %	3645.21 s
Run 961223014044	275915	56.70	1926.68	39.93	143.97	8.0 %	3456.07 s
Run 961223023928	278279	55.28	1887.69	39.93	141.06	8.1 %	3477.11 s
Run 961223033833	309117	57.36	2170.46	39.92	162.19	8.2 %	3857.49 s
Run 961223044353	342812	54.43	2291.20	39.91	171.21	8.1 %	4287.65 s
Run 961223073300	276062	57.21	1931.40	38.24	144.33	7.8 %	3577.02 s
Run 961223083404	56103	59.63	407.92	37.94	30.48	7.7 %	729.78 s
Run 961223084902	281738	58.62	2029.56	37.85	151.66	7.7 %	3702.18 s
Run 961223095136	288010	53.60	1906.81	37.74	142.49	7.6 %	3811.00 s
Run 961223105610	276283	57.56	1964.11	37.69	146.77	7.6 %	3661.08 s
Run 961223115806	194563	56.62	1360.17	37.66	101.64	7.7 %	2582.52 s
Run 980421165356	123617	41.75	1115.63	45.02	83.37	5.5 %	2346.63 s

Run	Ereignisse	σ_T [mg/cm ²]	$(\int Ldt)_{\text{korr}}$ [pb ⁻¹]	\bar{I} [μA]	Q_{korr} [mC]	Totzeit	Laufzeit
Run 980421182536	195943	38.24	1721.29	45.02	128.63	5.2 %	3940.01 s
Run 980421194234	198540	41.13	1712.63	45.08	127.98	5.7 %	3659.75 s
Run 980421205603	183771	45.88	1557.91	45.01	116.42	6.4 %	3011.31 s
Run 980421214700	116155	45.67	649.68	45.00	48.55	6.2 %	1259.01 s
Run 980421224331	203570	41.58	1735.03	45.05	129.65	5.8 %	3674.10 s
Run 980421234621	65958	37.75	512.23	45.09	38.28	5.5 %	1189.80 s
Run 980422001810	216134	45.11	1866.26	45.10	139.46	6.2 %	3653.90 s
Run 980422012000	211192	42.21	1786.05	45.16	133.46	6.0 %	3724.90 s
Run 980422024706	111818	56.63	957.79	45.06	71.57	7.6 %	1517.57 s
Run 980422031509	257293	50.46	2096.07	45.08	156.63	7.3 %	3713.83 s
Run 980422041757	206188	51.45	1748.87	45.10	130.68	7.1 %	3031.16 s
Run 980422051318	243310	49.99	2025.93	45.13	151.39	7.2 %	3615.37 s
Run 980422071441	199151	50.41	1673.18	45.07	125.03	7.1 %	2961.60 s
Run 980422080637	87239	49.91	657.13	45.13	49.10	7.4 %	1177.14 s
Run 980422083035	242257	49.23	1998.02	45.07	149.30	7.4 %	3633.33 s
Run 980422093156	115653	48.69	871.59	45.09	65.13	7.4 %	1601.93 s
Run 980422114652	203204	49.31	1665.06	44.47	124.43	7.2 %	3057.29 s
Run 980422123836	200509	48.56	1650.50	44.53	123.33	7.0 %	3066.85 s
Run 980422133440	199461	49.24	1650.28	44.84	123.32	7.1 %	3006.30 s
Run 980422142537	141983	49.06	1169.92	44.88	87.42	7.2 %	2139.23 s
Run 980422174246	92076	51.02	773.06	44.97	57.77	12.2 %	1433.82 s
Run 980422180917	240184	49.80	2071.00	45.08	154.76	6.9 %	3702.20 s
Run 980422191329	246304	47.60	2043.46	45.15	152.70	6.9 %	3816.08 s
Run 980422201901	54746	47.81	456.43	45.14	34.11	6.8 %	847.84 s
Run 980422203836	124287	46.53	1021.77	45.07	76.35	6.8 %	1953.13 s
Run 980422211743	230000	46.19	1873.75	45.05	140.02	6.7 %	3605.96 s
Run 980422222215	95551	47.24	793.21	45.06	59.27	6.8 %	1493.82 s
Run 980422225012	189379	49.38	1646.99	45.05	123.07	6.7 %	2964.91 s
Run 980422234121	226837	48.20	1915.91	45.07	143.17	7.0 %	3543.00 s
Run 980423004455	233255	48.31	1957.52	45.05	146.27	6.8 %	3605.29 s
Run 980423014617	230687	48.47	1937.98	45.06	144.82	6.8 %	3556.99 s
Run 980423024628	166339	47.33	1311.32	45.05	97.99	6.8 %	2465.25 s
Run 980423033227	80073	49.01	658.57	45.08	49.21	6.8 %	1195.08 s
Run 980423035643	202335	45.84	1594.03	45.04	119.12	6.8 %	3095.07 s
Run 980423050311	254907	53.43	2128.69	45.04	159.07	7.6 %	3576.88 s
Run 980423060338	173831	50.24	1215.82	45.06	90.85	7.3 %	2164.38 s
Run 980423064742	246293	49.09	2003.27	45.06	149.70	7.2 %	3646.32 s
Run 980423074925	48840	46.56	337.43	45.07	25.21	7.1 %	646.60 s
Run 980423080421	264374	49.52	2193.08	45.08	163.88	7.1 %	3950.75 s
Run 980423093338	34723	49.43	221.16	45.09	16.53	7.4 %	400.41 s
Run 980423095001	258649	49.95	2029.07	44.33	151.62	7.4 %	3696.83 s
Run 980423105300	243774	48.41	1942.92	44.34	145.18	7.1 %	3640.26 s
Run 980423115430	154967	48.81	1268.43	44.29	94.78	6.9 %	2354.59 s
Run 980423132234	109451	47.31	826.48	44.29	61.76	6.9 %	1582.73 s
Run 980423135318	209096	49.50	1793.94	44.34	134.05	6.7 %	3273.10 s
Run 980423144837	172193	44.78	1337.78	44.34	99.97	6.7 %	2698.49 s
Run 980423160131	102079	50.12	886.32	44.31	66.23	6.7 %	1598.16 s
Run 980423185320	60779	44.73	424.75	55.06	31.74	9.2 %	709.61 s
Run 980423192826	109860	49.91	814.89	60.12	60.89	10.4 %	1132.43 s
Run 980423194930	228650	45.86	2237.25	60.20	167.18	7.4 %	3270.04 s
Run 980423210223	368734	51.03	3724.48	54.88	278.31	7.4 %	5366.21 s

Run	Ereignisse	σ_T [mg/cm ²]	$(\int Ldt)_{\text{korr}}$ [pb ⁻¹]	\bar{I} [μ A]	Q_{korr} [mC]	Totzeit	Laufzeit
Run 980424020200	98844	53.34	1193.10	49.52	89.16	5.9 %	1793.39 s
Run 980424023939	34661	49.30	283.12	60.12	21.16	8.6 %	390.48 s
Run 980424024902	110550	53.94	1118.91	60.28	83.61	8.4 %	1403.48 s
Run 980424032545	21608	57.61	238.60	60.32	17.83	8.0 %	278.82 s
Run 980424033307	36765	58.10	463.75	60.38	34.65	7.0 %	531.08 s
Run 980424034511	225883	55.21	2980.51	60.66	222.72	7.0 %	3575.67 s
Run 980424051117	46288	58.84	552.60	59.91	41.29	7.1 %	630.37 s
Run 980424052505	134180	58.49	1797.45	59.89	134.31	7.1 %	2063.83 s
Run 980424062737	171045	55.76	2197.76	60.06	164.23	7.1 %	2639.18 s
Run 980424081557	100132	57.07	1273.01	60.54	95.13	7.3 %	1484.99 s
Run 980424104619	170797	55.16	1911.40	60.33	142.83	7.6 %	2322.41 s
Run 980424112929	62609	56.76	783.15	60.60	58.52	7.4 %	918.70 s
Run 980424114718	65368	52.39	744.28	60.72	55.62	7.3 %	943.10 s
Run 980424120538	159921	55.58	1970.91	60.87	147.28	7.4 %	2350.90 s
Run 980424140355	22273	57.61	264.54	58.23	19.77	6.7 %	315.78 s
Run 980424142838	145311	55.24	1775.17	58.35	132.65	7.1 %	2214.90 s
Run 980424163243	156409	59.74	1945.80	57.97	145.40	7.4 %	2266.85 s
Run 980424171447	124078	56.45	1538.66	58.21	114.98	7.2 %	1885.00 s
Run 980424174806	197195	57.95	2554.01	58.19	190.85	7.0 %	3043.14 s
Run 980424184130	77896	53.30	898.71	58.19	67.16	7.2 %	1166.81 s
Run 980424194652	122375	58.92	1316.36	60.04	98.37	8.0 %	1511.33 s
Run 980424201824	34074	60.68	415.98	60.13	31.08	7.6 %	460.99 s
Run 980424203457	18733	51.06	28.22	59.58	2.11	8.9 %	38.05 s
Run 980424204220	47006	55.02	536.52	60.19	40.09	7.7 %	655.80 s
Run 980424210517	164595	61.16	2058.49	57.20	153.83	7.5 %	2376.95 s
Run 980424221107	152563	55.97	1683.25	59.98	125.78	7.5 %	2025.26 s
Run 980424225220	33543	54.30	393.91	60.06	29.44	7.6 %	488.35 s
Run 980424230354	51466	53.66	499.34	60.18	37.31	7.4 %	624.00 s
Run 980424231833	198905	54.96	2474.34	60.23	184.89	7.1 %	3005.77 s
Run 980425011348	98909	53.15	1175.62	60.19	87.85	7.1 %	1477.98 s
Run 980425014624	42381	51.05	471.63	60.31	35.24	7.1 %	616.04 s
Run 980425021952	133931	58.30	1738.17	60.28	129.89	7.2 %	1991.36 s
Run 980425030253	234398	54.66	2879.99	60.11	215.21	7.2 %	3529.33 s
Run 980425040259	59955	53.27	700.67	60.07	52.36	7.2 %	881.61 s
Run 980425042353	244006	55.13	3019.69	60.17	225.65	7.3 %	3668.95 s
Run 980425052553	193872	55.60	2382.14	60.26	178.01	7.3 %	2865.56 s
Run 980425062317	139123	53.45	1623.88	60.13	121.35	7.2 %	2034.46 s
Run 980425071541	242885	55.62	2995.09	59.96	223.81	7.3 %	3619.36 s
Run 980425101117	16684	55.80	212.24	34.21	15.86	3.9 %	432.22 s
Run 980425102322	303576	58.30	3737.83	60.82	279.31	7.8 %	4272.04 s
Run 980425113542	36682	58.29	433.14	61.10	32.37	7.9 %	493.35 s
Run 980425125053	112914	56.09	1359.57	58.39	101.60	7.2 %	1671.31 s
Run 980425133608	252695	54.91	2192.02	58.57	163.80	7.1 %	2740.93 s
Σ :156 Runs	25832016	52.95	222718.28	42.352	16642.80	6.63 %	111h 8' 58"

A.2 Runstatistik Kinematik #3

Run	Ereignisse	σ_T [mg/cm ²]	$(\int Ldt)_{\text{korr}}$ [pb ⁻¹]	\bar{I} [μA]	Q_{korr} [mC]	Totzeit	Laufzeit
Run 970109233423	60389	60.62	1318.39	69.44	98.52	4.8 %	1229.31 s
Run 970110000410	26167	51.42	464.08	65.03	34.68	4.2 %	541.19 s
Run 970110002205	26140	48.18	425.98	64.90	31.83	4.3 %	531.85 s
Run 970110003415	8417	57.78	110.98	60.36	8.29	4.6 %	124.63 s
Run 970110004211	14970	45.09	254.76	54.63	19.04	3.2 %	399.21 s
Run 970110005505	90791	53.18	1529.04	49.32	114.26	3.7 %	2262.05 s
Run 970110014538	103194	57.33	1938.43	51.15	144.85	3.9 %	2570.11 s
Run 970110023105	22659	49.88	319.36	51.03	23.86	3.7 %	486.85 s
Run 970110024225	37558	53.02	670.73	45.94	50.12	3.3 %	1063.97 s
Run 970110033227	20858	56.54	363.67	44.05	27.18	3.1 %	563.00 s
Run 970110034444	5399	52.95	34.68	42.77	2.59	2.5 %	58.69 s
Run 970110054333	18724	55.79	297.80	40.36	22.25	3.0 %	509.44 s
Run 970110055552	53714	53.37	862.57	39.82	64.46	2.9 %	1561.77 s
Run 970110062737	39041	54.66	642.42	40.01	48.00	2.9 %	1130.22 s
Run 970110070000	21014	51.52	288.67	38.59	21.57	3.4 %	561.47 s
Run 970110073337	83633	54.22	1177.40	39.59	87.98	3.6 %	2126.17 s
Run 970110081235	25833	58.00	314.67	39.88	23.51	3.7 %	527.78 s
Run 970110082545	14394	51.31	121.00	39.50	9.04	3.5 %	231.16 s
Run 970110083349	46842	56.20	668.49	39.35	49.95	3.6 %	1171.53 s
Run 970110085720	122700	51.97	1755.62	38.83	131.19	3.5 %	3368.50 s
Run 970110095744	122830	54.29	1860.25	38.04	139.01	3.4 %	3484.25 s
Run 970110105722	9508	46.95	114.22	38.05	8.53	3.6 %	247.79 s
Run 970110115358	128143	53.05	1876.87	38.61	140.25	3.5 %	3548.00 s
Run 970110125828	93880	51.84	1327.99	39.14	99.23	3.5 %	2534.13 s
Run 970110134652	18845	53.64	269.42	39.14	20.13	3.5 %	496.94 s
Run 970110142143	33195	51.12	371.22	39.08	27.74	3.6 %	720.18 s
Run 970110143856	39508	56.58	539.07	39.83	40.28	3.7 %	928.01 s
Run 970110191459	122017	55.96	1934.93	34.24	144.59	3.0 %	3889.57 s
Run 970110204157	92727	54.73	1379.59	37.17	103.09	3.4 %	2622.67 s
Run 970110215828	66791	55.64	955.62	41.90	71.41	4.0 %	1595.20 s
Run 970110222728	167807	53.98	2097.76	50.47	156.76	5.3 %	3038.24 s
Run 970110232200	45178	53.37	554.04	49.67	41.40	5.0 %	822.00 s
Run 970110234122	38579	56.66	545.66	39.56	40.77	3.7 %	944.56 s
Run 970111000809	46085	54.60	664.78	40.28	49.68	3.8 %	1174.02 s
Run 970111005648	11318	49.32	121.14	41.21	9.05	4.0 %	231.98 s
Run 970111010325	55018	57.15	692.89	40.12	51.78	22.8 %	1462.58 s
Run 970111022018	87456	50.39	1160.78	40.63	86.74	3.8 %	2201.70 s
Run 970111045053	159874	53.20	2272.70	39.81	169.83	3.7 %	4163.24 s
Run 970111060125	84077	55.70	1131.82	40.55	84.58	3.8 %	1945.99 s
Run 970111063929	137224	52.87	1949.04	39.60	145.64	3.7 %	3611.21 s
Run 970111111214	110266	50.84	1592.94	36.37	119.03	3.2 %	3325.00 s
Run 970111121049	58809	52.85	772.03	44.46	57.69	4.2 %	1281.42 s
Run 970111123611	28965	46.13	339.49	44.16	25.37	4.2 %	649.99 s
Run 970111135939	47311	59.34	707.93	45.68	52.90	4.5 %	1021.86 s
Run 970111143046	61631	53.02	793.91	45.73	59.33	4.4 %	1279.92 s
Run 970111145457	128170	56.15	2007.24	39.02	149.99	3.5 %	3546.84 s
Run 970111155504	50545	52.97	731.49	39.28	54.66	3.5 %	1361.15 s
Run 970111163537	65668	51.14	895.81	40.02	66.94	3.6 %	1696.43 s
Run 970111171018	4664	52.83	37.85	40.01	2.83	2.6 %	68.69 s

Run	Ereignisse	σ_T [mg/cm ²]	$(\int Ldt)_{\text{korr}}$ [pb ⁻¹]	\bar{I} [μA]	Q_{korr} [mC]	Totzeit	Laufzeit
Run 970111171519	25992	54.88	356.40	39.95	26.63	3.7%	630.66 s
Run 970111172830	134618	55.79	2074.47	39.99	155.02	3.6%	3604.06 s
Run 970111182936	138260	54.68	2438.52	46.66	182.22	3.6%	3704.84 s
Run 970111193225	16498	58.39	253.57	39.88	18.95	5.6%	430.97 s
Run 970111194034	70836	55.13	1029.34	39.94	76.92	3.6%	1811.89 s
Run 970111201408	23567	55.19	340.73	39.83	25.46	3.6%	600.66 s
Run 970111202638	128033	53.38	1892.05	39.85	141.38	3.6%	3447.41 s
Run 970111212639	157824	56.07	2458.63	39.80	183.72	3.6%	4269.35 s
Run 970111223858	68479	55.15	1014.05	39.77	75.78	3.6%	1791.89 s
Run 970111234235	130977	55.29	2014.00	39.75	150.49	3.6%	3552.01 s
Run 970112004337	78111	50.47	1085.95	39.73	81.15	4.9%	2127.66 s
Run 970112012127	66931	50.70	923.17	39.69	68.98	6.1%	1825.70 s
Run 970112015406	140647	52.01	2041.11	39.66	152.52	3.6%	3835.77 s
Run 970112025918	125605	54.91	1918.85	39.61	143.39	3.6%	3418.96 s
Run 970112040128	39147	55.14	588.78	39.58	44.00	3.6%	1045.82 s
Run 970112042431	138243	54.34	2450.68	46.17	183.13	3.6%	3786.14 s
Run 970112052837	50206	51.55	714.82	39.60	53.42	3.6%	1357.24 s
Run 970112065209	11465	56.19	148.48	39.51	11.10	3.6%	259.24 s
Run 970112070005	127700	54.96	1976.40	39.46	147.69	3.5%	3528.73 s
Run 970112080336	115584	53.11	1615.17	39.53	120.69	8.9%	3154.77 s
Run 970112090131	64843	52.02	565.32	39.53	42.24	48.8%	2006.18 s
Run 970112094139	79334	55.55	1095.89	47.59	81.89	4.7%	1625.10 s
Run 970112101240	101726	50.64	1257.94	47.54	94.00	4.6%	2046.21 s
Run 970112105146	86430	54.58	1312.70	39.63	98.09	3.6%	2352.49 s
Run 970112130753	64757	58.64	1042.45	39.50	77.90	3.5%	1742.41 s
Run 970112133833	37297	51.88	525.57	39.28	39.27	3.5%	998.46 s
Run 970112140226	12378	48.74	157.55	39.28	11.77	3.3%	317.90 s
Run 970112145451	132055	52.32	1919.19	39.16	143.41	3.5%	3626.89 s
Run 970112155758	130171	51.44	1867.50	39.12	139.55	3.5%	3593.37 s
Run 970112170643	115954	54.05	1742.62	39.07	130.22	3.5%	3194.56 s
Run 970112211657	128350	54.38	1897.95	39.14	141.83	3.6%	3455.57 s
Run 970112221550	33524	57.49	487.93	39.76	36.46	3.7%	828.09 s
Run 970112223423	86400	55.87	1286.08	39.62	96.10	3.7%	2254.11 s
Run 970112233618	134155	56.18	2059.67	39.41	153.91	3.6%	3605.21 s
Run 980426032807	52317	48.27	598.90	59.76	44.75	6.8%	832.22 s
Run 980426040611	129101	49.48	1495.69	60.18	111.77	6.9%	2016.03 s
Run 980426044909	230455	51.93	2834.96	60.18	211.84	6.9%	3640.25 s
Run 980426055047	223841	49.45	2685.42	60.40	200.67	6.7%	3600.39 s
Run 980426070055	174109	53.80	2229.62	54.43	166.61	6.2%	3032.78 s
Run 980426091414	256744	51.42	3086.23	60.34	230.62	7.0%	3996.67 s
Run 980426104700	220227	50.81	2611.10	59.82	195.12	6.9%	3447.69 s
Run 980426115558	240014	51.79	2893.47	59.70	216.22	7.0%	3760.25 s
Run 980426130006	35694	49.94	398.33	59.78	29.77	7.2%	537.23 s
Run 980426132749	275698	52.97	3102.57	60.22	231.85	7.2%	3916.13 s
Run 980426143853	187163	51.99	2203.28	60.28	164.64	7.2%	2830.88 s
Run 980426153555	195843	49.25	2098.10	60.27	156.78	7.0%	2840.21 s
Run 980426163256	229783	53.54	2683.09	60.28	200.49	7.4%	3354.20 s
Run 980426173033	214898	51.62	2435.24	60.12	181.97	7.3%	3162.24 s
Run 980426182849	228910	52.55	2648.20	60.16	197.89	7.4%	3379.71 s
Run 980426214822	242123	53.77	2885.59	60.03	215.63	7.4%	3606.82 s
Run 980426224920	89702	55.29	1040.12	60.17	77.73	7.7%	1265.52 s

Run	Ereignisse	σ_T [mg/cm ²]	$(\int Ldt)_{\text{korr}}$ [pb ⁻¹]	\bar{I} [μA]	Q_{korr} [mC]	Totzeit	Laufzeit
Run 980426232646	51321	50.21	535.52	60.01	40.02	7.6 %	718.65 s
Run 980426234132	201464	54.78	2522.87	55.04	188.52	6.5 %	3343.83 s
Run 980427003820	175843	54.88	2183.92	55.13	163.20	6.6 %	2887.99 s
Run 980427013513	199685	53.26	2428.54	55.04	181.48	6.6 %	3314.14 s
Run 980427023157	200469	52.91	2432.18	55.08	181.75	6.5 %	3335.31 s
Run 980427032842	19383	53.63	230.40	55.09	17.22	6.8 %	312.64 s
Run 980427034052	207927	55.98	2662.51	55.09	198.96	6.5 %	3450.23 s
Run 980427043922	154824	47.00	1923.59	54.56	143.74	5.7 %	2972.07 s
Run 980427071250	73978	52.64	818.85	55.21	61.19	6.7 %	1128.36 s
Run 980427073815	50763	55.91	571.72	55.38	42.72	6.6 %	738.72 s
Run 980427075453	135281	53.92	1686.23	55.34	126.00	6.5 %	2257.93 s
Run 980427084852	216443	53.65	2610.12	54.42	195.04	6.5 %	3572.65 s
Run 980427100422	191611	52.41	2411.82	54.51	180.23	6.1 %	3359.07 s
Run 980427111219	115778	51.24	1378.66	54.65	103.02	6.4 %	1965.13 s
Run 980427114822	108961	53.42	1231.51	54.71	92.03	6.3 %	1680.11 s
Run 980427122045	146204	49.98	1698.60	54.73	126.93	6.3 %	2475.86 s
Run 980427133328	131052	59.26	1652.62	49.26	123.49	6.2 %	2254.88 s
Run 980427144032	56957	53.88	734.04	49.62	54.85	5.6 %	1086.62 s
Run 980427154423	49511	49.51	589.22	49.76	44.03	5.5 %	945.76 s
Run 980427160517	157111	52.17	2018.05	49.81	150.80	5.6 %	3073.84 s
Run 980427165723	33324	49.17	401.56	49.86	30.01	5.5 %	647.58 s
Run 980427171231	36221	50.24	419.48	57.14	31.35	6.7 %	585.13 s
Run 980427172424	59988	51.40	706.69	57.16	52.81	6.6 %	962.24 s
Run 980427174217	65259	52.77	761.06	60.13	56.87	7.2 %	965.67 s
Run 980427180313	31479	51.37	338.15	60.12	25.27	7.9 %	444.12 s
Run 980427182326	99906	54.88	1161.17	59.91	86.77	7.7 %	1429.62 s
Run 980427214427	35007	54.00	416.22	59.70	31.10	7.4 %	520.95 s
Run 980427215503	140183	53.38	1632.14	60.05	121.97	7.4 %	2054.71 s
Run 980427223558	97174	51.88	1088.52	60.17	81.34	7.3 %	1405.50 s
Run 980427230732	112478	52.49	1248.27	60.31	93.28	7.7 %	1596.22 s
Run 980427233455	8060	56.92	62.50	60.36	4.67	7.7 %	73.63 s
Run 980427234735	85678	55.49	974.05	60.40	72.79	7.9 %	1179.06 s
Run 980428001253	241734	55.37	2931.14	60.59	219.03	7.5 %	3529.42 s
Run 980428011236	239854	52.80	2860.61	60.35	213.76	7.2 %	3614.52 s
Run 980428021335	34299	55.06	407.44	57.87	30.45	6.9 %	513.18 s
Run 980428023558	249958	53.88	2916.59	60.77	217.94	7.6 %	3602.02 s
Run 980428044733	123346	54.87	1438.11	60.83	107.47	7.6 %	1742.36 s
Run 980428055228	91723	57.31	1013.23	60.31	75.72	8.3 %	1194.36 s
Run 980428063720	227609	55.38	2737.52	55.09	204.56	6.9 %	3600.95 s
Run 980428073805	194652	51.76	2208.18	55.25	165.01	6.6 %	3088.93 s
Run 980428092933	13988	49.73	138.93	55.09	10.38	6.3 %	202.23 s
Run 980428094242	139158	53.14	1652.17	54.77	123.46	6.6 %	2270.67 s
Run 980428102703	109234	53.53	1327.43	55.03	99.19	6.5 %	1800.83 s
Run 980428110700	219797	52.87	2656.56	55.00	198.51	6.5 %	3650.64 s
Run 980428120846	71671	54.34	915.43	54.57	68.41	6.3 %	1231.02 s
Run 980428123202	117538	52.89	1421.31	54.70	106.20	6.3 %	1959.05 s
Run 980428131125	217823	53.27	2718.91	54.91	203.17	6.3 %	3706.73 s
Run 980428141421	94605	47.13	1080.23	54.28	80.72	6.0 %	1678.52 s
Run 980428161406	84819	48.55	985.84	54.59	73.67	6.1 %	1480.09 s
Run 980428164112	154499	53.46	1811.83	60.37	135.39	7.4 %	2265.07 s
Run 980428175737	73871	50.11	901.44	50.22	67.36	5.6 %	1417.74 s

Run	Ereignisse	σ_T [mg/cm ²]	$(\int Ldt)_{\text{korr}}$ [pb ⁻¹]	\bar{I} [μA]	Q_{korr} [mC]	Totzeit	Laufzeit
Run 980428182250	113524	51.78	1276.49	60.13	95.39	7.4 %	1653.97 s
Run 980428185757	38559	52.46	343.59	59.94	25.68	7.9 %	443.24 s
Run 980428232037	26419	53.02	294.69	59.75	22.02	7.3 %	374.98 s
Run 980428235600	198338	52.33	2319.86	59.87	173.35	7.3 %	2984.53 s
Run 980429010154	97537	56.37	1123.41	59.99	83.95	7.9 %	1347.59 s
Run 980429015127	101278	56.67	1175.38	60.33	87.83	7.7 %	1391.58 s
Run 980429022451	232006	51.23	2507.01	60.10	187.34	7.7 %	3296.52 s
Run 980429033922	12185	52.07	76.29	60.04	5.70	8.0 %	99.12 s
Run 980429034405	251226	55.07	2933.40	59.92	219.20	7.6 %	3594.70 s
Run 980429044525	57086	54.34	641.69	60.04	47.95	7.8 %	797.11 s
Run 980429051357	252039	54.13	2844.50	60.10	212.56	7.7 %	3539.02 s
Run 980429062430	245495	53.50	2807.27	59.97	209.77	7.5 %	3534.43 s
Run 980429072454	169981	51.57	1902.96	60.06	142.20	7.5 %	2481.74 s
Run 980429081623	54434	52.34	585.81	59.80	43.78	7.7 %	757.69 s
Run 980429094155	245020	55.02	2834.37	59.89	211.80	7.6 %	3478.37 s
Run 980429104421	240770	51.50	2755.10	60.24	205.88	7.5 %	3587.08 s
Run 980429121600	184658	51.72	2136.69	59.81	159.67	7.3 %	2783.90 s
Run 980429134959	109132	51.35	1221.29	59.67	91.26	7.0 %	1601.23 s
Run 980429143727	32216	52.13	358.29	59.85	26.77	7.4 %	463.39 s
Run 980429145747	27058	52.51	304.82	59.87	22.78	7.3 %	390.76 s
Run 980429184630	58438	49.60	401.29	60.04	29.99	7.0 %	541.42 s
Run 980429190623	278337	51.39	2922.73	60.20	218.40	7.1 %	3799.86 s
Run 980429204654	253212	52.01	2865.50	60.15	214.13	7.5 %	3699.95 s
Run 980429215023	115225	52.78	1337.66	60.27	99.96	7.4 %	1696.89 s
Run 980429222439	244507	52.83	2838.68	60.12	212.12	7.5 %	3609.97 s
Run 980429235237	257269	55.32	2979.27	59.77	222.63	7.8 %	3651.49 s
Run 980430005421	106333	54.15	1201.00	59.95	89.75	7.8 %	1499.11 s
Run 980430012803	245661	53.67	2866.84	59.99	214.23	7.6 %	3600.35 s
Run 980430022842	94795	50.09	1020.90	59.85	76.29	7.7 %	1378.37 s
Run 980430025953	245418	52.25	2794.34	59.99	208.81	7.6 %	3604.47 s
Run 980430040044	90886	53.80	1026.02	60.05	76.67	7.8 %	1286.98 s
Run 980430043342	72626	55.09	836.52	60.05	62.51	7.7 %	1023.56 s
Run 980430050354	251331	53.54	2813.48	59.97	210.24	7.9 %	3554.79 s
Run 980430060349	34100	54.83	363.10	59.94	27.13	7.8 %	447.77 s
Run 980430062033	69051	51.78	727.48	59.97	54.36	7.9 %	950.49 s
Run 980430064652	134754	54.67	1493.72	59.85	111.62	7.8 %	1850.08 s
Run 980430072345	234720	53.50	2659.63	59.95	198.75	7.7 %	3356.91 s
Run 980430082713	30156	66.43	314.54	59.92	23.50	9.2 %	325.15 s
Run 980430083532	70437	68.10	869.18	59.92	64.95	8.8 %	872.62 s
Run 980430090037	218360	60.45	2411.39	60.03	180.19	9.0 %	2728.08 s
Run 980430095511	189413	61.74	2173.39	59.95	162.41	8.8 %	2405.82 s
Σ :192 Runs	21314736	53.42	266753.93	51.399	19933.40	6.10 %	107h 42' 15"

A.3 Runstatistik Kinematik #4

Run	Ereignisse	σ_T [mg/cm ²]	$(\int Ldt)_{\text{korrr}}$ [pb ⁻¹]	\bar{I} [μA]	Q_{korrr} [mC]	Totzeit	Laufzeit
Run 980430174701	124948	60.33	1460.51	60.40	109.14	8.7 %	1640.08 s
Run 980430184911	152664	59.71	1654.49	61.10	123.64	9.4 %	1870.28 s
Run 980430192140	8803	42.19	67.78	61.34	5.06	7.2 %	105.45 s
Run 980430193929	83239	59.56	926.06	59.92	69.20	9.2 %	1067.59 s
Run 980430200621	61364	62.15	701.10	59.49	52.39	8.8 %	776.82 s
Run 980430203310	102494	55.62	1159.62	58.19	86.66	8.1 %	1456.78 s
Run 980430210517	38175	54.58	278.00	59.49	20.77	9.1 %	351.88 s
Run 980430212643	71892	54.14	803.43	59.56	60.04	7.9 %	1010.78 s
Run 980430215006	78225	59.63	676.57	59.54	50.56	8.7 %	779.89 s
Run 980430221537	56019	53.53	584.37	59.59	43.67	8.5 %	748.09 s
Run 980430223847	108041	61.57	1256.29	59.63	93.88	8.8 %	1401.84 s
Run 980430231122	56257	66.38	666.65	54.80	49.82	8.6 %	749.15 s
Run 980430232959	89955	72.56	1053.52	48.83	78.72	8.1 %	1208.80 s
Run 980430235247	115896	57.72	1312.06	48.16	98.04	6.6 %	1888.14 s
Run 980501003658	68672	62.59	716.42	55.02	53.53	7.9 %	843.90 s
Run 980501005606	133262	58.03	1387.30	59.44	103.67	8.8 %	1647.86 s
Run 980501012746	42935	61.43	412.10	59.58	30.80	8.4 %	459.30 s
Run 980501023332	85950	61.06	572.28	52.91	42.76	7.3 %	714.01 s
Run 980501025143	94195	63.96	1116.76	52.98	83.45	8.0 %	1338.25 s
Run 980501031733	177536	59.70	2080.30	53.10	155.45	7.0 %	2636.21 s
Run 980501040630	48333	55.64	442.33	53.11	33.05	7.4 %	603.94 s
Run 980501042011	34829	58.59	437.55	53.06	32.70	6.5 %	562.43 s
Run 980501045707	164216	55.10	1619.80	58.94	121.04	8.0 %	2025.52 s
Run 980501053826	95766	50.45	1098.99	57.66	82.12	7.1 %	1519.40 s
Run 980501060725	34475	53.26	288.37	59.09	21.55	8.4 %	373.74 s
Run 980501061828	39015	56.44	403.08	59.23	30.12	8.1 %	490.21 s
Run 980501062911	43496	51.45	467.41	57.41	34.93	7.8 %	641.33 s
Run 980501064500	31330	62.22	361.29	59.16	27.00	8.1 %	398.98 s
Run 980501065637	75939	54.99	840.88	59.25	62.83	8.0 %	1048.07 s
Run 980501072137	56659	58.30	681.04	59.22	50.89	8.1 %	802.01 s
Run 980501074041	21572	46.19	222.54	59.21	16.63	6.8 %	326.19 s
Run 980501074940	96664	53.47	1173.23	59.21	87.67	7.3 %	1493.52 s
Run 980501082435	46931	53.50	508.19	59.28	37.98	7.5 %	647.15 s
Run 980501085856	34628	50.58	415.64	59.34	31.06	6.5 %	553.43 s
Run 980501091131	40237	63.28	215.73	59.31	16.12	7.8 %	232.90 s
Run 980501092036	11835	63.55	94.37	59.11	7.05	8.5 %	102.59 s
Run 980501092744	32042	46.83	365.73	59.24	27.33	6.6 %	527.32 s
Run 980501095554	66573	41.70	765.66	59.86	57.21	6.1 %	1220.51 s
Run 980501104407	162454	59.36	1982.94	57.25	148.18	7.9 %	2366.76 s
Run 980501113403	132259	65.58	1454.97	60.00	108.72	9.8 %	1531.75 s
Run 980501122754	109621	59.11	1213.24	59.97	90.66	9.0 %	1405.27 s
Run 980501130743	194048	63.47	2203.56	60.25	164.66	9.5 %	2379.11 s
Run 980501135727	143312	61.48	1583.24	60.01	118.31	9.4 %	1769.81 s
Run 980501143645	144488	63.31	1650.90	59.89	123.36	9.3 %	1793.68 s
Run 980501150735	93011	62.78	1077.75	59.98	80.54	8.9 %	1173.88 s
Run 980501154021	86559	61.55	933.78	59.75	69.78	9.2 %	1044.93 s
Run 980501162240	82244	67.33	902.77	59.79	67.46	9.4 %	924.72 s
Run 980501170743	125947	64.62	1367.32	57.58	102.18	9.6 %	1518.90 s
Run 980501174416	134920	59.08	1508.92	59.66	112.76	8.7 %	1751.91 s

Run	Ereignisse	σ_T [mg/cm ²]	$(\int Ldt)_{\text{korr}}$ [pb ⁻¹]	\bar{I} [μA]	Q_{korr} [mC]	Totzeit	Laufzeit
Run 980501183024	134395	60.35	1569.64	59.71	117.29	8.7%	1782.44 s
Run 980501190046	68237	60.52	737.85	59.82	55.14	9.2%	838.52 s
Run 980501193109	88278	60.08	929.03	59.77	69.42	8.7%	1058.58 s
Run 980501200215	115217	63.14	1314.22	58.72	98.21	9.0%	1455.34 s
Run 980501203811	140776	64.50	1621.20	57.52	121.15	9.1%	1796.05 s
Run 980501210842	58763	65.06	691.32	56.92	51.66	8.9%	765.58 s
Run 980501212945	65172	60.59	644.89	57.24	48.19	9.0%	763.55 s
Run 980501215249	141652	65.26	1677.11	57.19	125.32	8.9%	1842.94 s
Run 980501222407	80649	58.31	871.65	57.32	65.13	8.6%	1066.14 s
Run 980501225951	136983	64.53	1620.39	56.55	121.08	8.6%	1815.34 s
Run 980501234442	138839	62.10	1548.85	56.77	115.74	9.0%	1803.86 s
Run 980502003411	111415	62.54	1235.68	56.77	92.34	9.0%	1429.13 s
Run 980502010914	146916	68.38	1751.98	56.77	130.91	9.2%	1857.09 s
Run 980502014049	91010	65.74	1086.66	56.93	81.20	8.6%	1186.95 s
Run 980502021638	148594	66.67	1713.41	56.74	128.03	9.4%	1867.98 s
Run 980502030423	101820	68.31	1154.28	56.72	86.25	9.6%	1231.45 s
Run 980502034050	211335	65.95	2798.52	66.07	209.12	9.1%	2639.90 s
Run 980502044202	45611	67.55	472.54	56.75	35.31	9.7%	510.03 s
Run 980502045400	112932	66.39	1319.75	56.80	98.62	9.1%	1438.51 s
Run 980502053404	68192	69.43	761.71	56.15	56.92	9.7%	808.47 s
Run 980502060452	116060	68.25	1320.71	56.68	98.69	9.4%	1408.16 s
Run 980502065731	64925	64.67	675.79	56.52	50.50	9.6%	764.18 s
Run 980502071316	135091	65.80	1548.64	56.44	115.72	9.2%	1715.97 s
Run 980502075729	136382	63.12	1504.98	56.70	112.46	9.1%	1728.22 s
Run 980502082659	106351	62.42	1212.31	56.83	90.59	8.8%	1400.09 s
Run 980502090603	80312	64.22	815.01	56.64	60.90	9.1%	920.95 s
Run 980502094707	130488	66.27	1533.61	56.56	114.60	9.1%	1681.64 s
Run 980502103042	110445	61.35	1207.42	58.70	90.22	8.9%	1374.97 s
Run 980502110817	125887	61.50	1415.94	57.39	105.81	8.9%	1645.36 s
Run 980502114333	137166	75.45	1633.63	47.16	122.08	8.5%	1874.85 s
Run 980502123951	98211	72.89	1178.12	48.06	88.04	8.2%	1368.79 s
Run 980502131509	87445	92.24	1026.08	39.84	76.67	8.5%	1140.16 s
Run 980502134515	24495	83.96	191.36	34.80	14.30	6.9%	262.83 s
Run 980502143204	145711	65.66	1658.56	56.92	123.93	9.3%	1827.75 s
Run 980502150311	98534	61.02	1099.30	57.18	82.15	8.7%	1289.47 s
Run 980502153635	137663	61.97	1553.86	57.23	116.11	9.0%	1799.04 s
Run 980502160724	108110	58.90	1257.60	57.37	93.97	8.2%	1514.76 s
Run 980502164539	138492	59.80	1526.12	58.09	114.04	8.9%	1802.09 s
Run 980502171626	27778	63.52	287.75	58.13	21.50	9.8%	322.80 s
Run 980502173305	132836	60.48	1549.94	58.31	115.82	8.5%	1794.68 s
Run 980502185100	153796	59.29	1725.01	60.15	128.90	9.0%	1985.94 s
Run 980502193958	58740	58.49	503.82	57.40	37.65	8.8%	614.78 s
Run 980502195549	130135	59.92	1531.05	57.54	114.41	8.4%	1811.20 s
Run 980502205021	145939	60.95	1670.97	57.13	124.87	8.6%	1961.46 s
Run 980502213256	195410	62.12	2638.03	66.56	197.13	8.7%	2611.06 s
Run 980502222722	213546	62.19	2421.42	57.12	180.95	8.9%	2795.75 s
Run 980503001543	173476	67.32	2056.09	55.52	153.64	8.9%	2256.24 s
Run 980503010257	192253	60.84	2141.46	55.55	160.02	8.5%	2587.63 s
Run 980503020022	105201	62.94	1243.96	54.34	92.95	8.1%	1478.79 s
Run 980503033810	178969	64.30	2085.25	55.14	155.82	8.6%	2404.19 s
Run 980503043931	132546	61.59	1523.89	55.44	113.88	8.1%	1814.63 s

Run	Ereignisse	σ_T [mg/cm ²]	$(\int Ldt)_{\text{korr}}$ [pb ⁻¹]	\bar{I} [μA]	Q_{korr} [mC]	Totzeit	Laufzeit
Run 980503054222	124178	56.41	1382.51	55.47	103.31	8.0 %	1794.39 s
Run 980503062633	56795	61.30	627.64	55.04	46.90	9.0 %	763.73 s
Run 980503072025	125675	60.88	1400.38	54.83	104.64	8.4 %	1711.01 s
Run 980503081113	126542	63.92	1406.47	54.87	105.10	8.6 %	1639.34 s
Run 980503091923	110355	67.02	1205.42	54.70	90.08	9.0 %	1350.15 s
Run 980503095658	145862	62.90	1638.47	54.82	122.44	8.8 %	1946.80 s
Run 980503103107	37646	63.41	387.12	55.03	28.93	8.1 %	451.08 s
Run 980503105429	113811	63.59	1408.48	54.95	105.25	8.0 %	1637.01 s
Run 980503113654	127158	60.60	1441.30	54.91	107.71	8.2 %	1763.09 s
Run 980503122500	91581	60.72	1018.39	54.89	76.10	8.6 %	1249.10 s
Run 980503125859	58068	63.15	525.91	54.92	39.30	8.6 %	619.89 s
Run 980503133637	135390	62.15	1535.03	54.81	114.70	8.7 %	1843.91 s
Run 980503140807	14389	63.90	159.89	54.54	11.95	8.6 %	187.53 s
Run 980503143835	107926	62.89	1209.52	54.85	90.38	8.3 %	1428.76 s
Run 980503152329	98393	60.55	961.25	55.03	71.83	8.4 %	1176.62 s
Run 980503160303	100949	65.30	1577.85	73.30	117.91	8.7 %	1349.15 s
Run 980503170205	157956	62.19	1714.76	59.77	128.14	9.7 %	1908.87 s
Run 980503175803	114863	63.64	1248.23	60.11	93.28	9.5 %	1347.06 s
Run 980503183031	272822	60.41	3006.78	60.47	224.68	9.5 %	3398.33 s
Run 980503193721	63862	52.64	652.99	65.09	48.79	8.9 %	781.53 s
Run 980503203456	84607	65.48	1003.38	59.89	74.98	8.9 %	1049.28 s
Run 980503210648	89579	57.40	924.45	64.84	69.08	9.7 %	1027.68 s
Run 980503213047	68126	56.06	680.41	65.03	50.84	9.6 %	771.50 s
Run 980503214850	55928	58.35	529.68	64.40	39.58	9.9 %	584.55 s
Run 980503222135	93325	61.43	981.34	59.45	73.33	9.4 %	1108.31 s
Run 980503224908	106935	64.84	1233.93	60.02	92.21	9.3 %	1306.06 s
Run 980503232039	86603	56.31	840.24	64.17	62.79	9.1 %	955.86 s
Run 980503234951	214179	61.76	2406.68	62.20	179.85	9.6 %	2589.21 s
Run 980504010455	69846	59.40	645.69	62.93	48.25	9.5 %	713.18 s
Run 980504012437	105804	57.50	1104.25	65.34	82.52	9.8 %	1217.36 s
Run 980504015153	178443	60.76	2045.64	60.27	152.86	9.0 %	2293.42 s
Run 980504025517	182660	58.54	1911.30	62.29	142.82	8.9 %	2149.52 s
Run 980504041453	98334	58.12	990.42	59.91	74.01	8.7 %	1163.99 s
Run 980504044744	32602	53.37	337.17	60.26	25.20	7.9 %	425.31 s
Run 980504050256	69260	56.39	773.21	60.18	57.78	8.6 %	931.44 s
Run 980504053610	123835	59.61	1478.87	60.55	110.51	8.5 %	1672.98 s
Run 980504061005	88923	55.24	1023.61	60.02	76.49	8.1 %	1255.36 s
Σ :137 Runs	14096314	61.22	157843.83	57.862	11795.02	8.70 %	50h 23' 25"

Anhang B

Technische Daten zur vertikalen Driftkammer

B.1 Stesalit Trägerrahmen

Die Trägerrahmen der verschiedenen Kammerkomponenten wurden von der schweizer Firma Stesalit hergestellt. Die Rahmen, die die Drähte und die Kathodenfolien tragen, sind aus glasfaserverstärktem Epoxydharz (G11 : GKS 4411W). Dieses Material wurde vor allem wegen seiner mechanischen Stabilität und seiner Hochspannungsfestigkeit gewählt. Die Gasabschlußfolien sind an den beiden Aluminium-Außenrahmen befestigt. Diese dienen ebenfalls der mechanischen Stabilität und besitzen die Anschlüsse für das Gassystem.

Hersteller	Stesalit AG CH-4234 Zullwil SO
Dichte	1.8 g/cm ³
Glasgehalt	65 %
Elastizitätsmodul	24000 N/mm ²
Durchgangswiderstand	$1 \cdot 10^{15} \Omega\text{cm}$
linearer Längenausdehnungskoeffizient	$13.5 \cdot 10^{-6} 1/^{\circ}\text{C}$

Die Maße der Kammerrahmen sind aus Abb. B.1 ersichtlich. Dort ist die Konstruktionszeichnung eines Rahmens dargestellt, der die Signal- und Potentialdrähte trägt. Man erkennt die überstehenden Zungen an den Längsseiten des Rahmens und die Ausfräsung, die durch die gestrichelten Linien markiert ist. Die Ausfräsung dient zur Aufnahme speziell angefertigter Leiterplatten. An diesen Leiterplatten werden die Drähte befestigt, die Signale zwischen den Kammerrahmen nach außen geführt und dort mit Vorverstärkerkarten verbunden, die direkt auf den Rahmen montiert werden.

B.2 Eigenschaften der Kammerfolien

Als Gasabschlußfolie wird ein paraorientierter aromatischer Polyamid-Film der japanischen Firma Toray mit 6 μm Dicke verwendet. Der TX-1 Aramid-Film wurde wegen seiner hervorragenden mechanischen, thermischen, chemischen und physikalischen Eigenschaften gewählt. Wegen seiner geringen Gasdurchlässigkeit für Wasserdampf und Sauerstoff, die um einen Faktor 95 bzw. 653 kleiner ist als die von Kapton, ist er als Gasabschlußfolie ausgezeichnet geeignet.

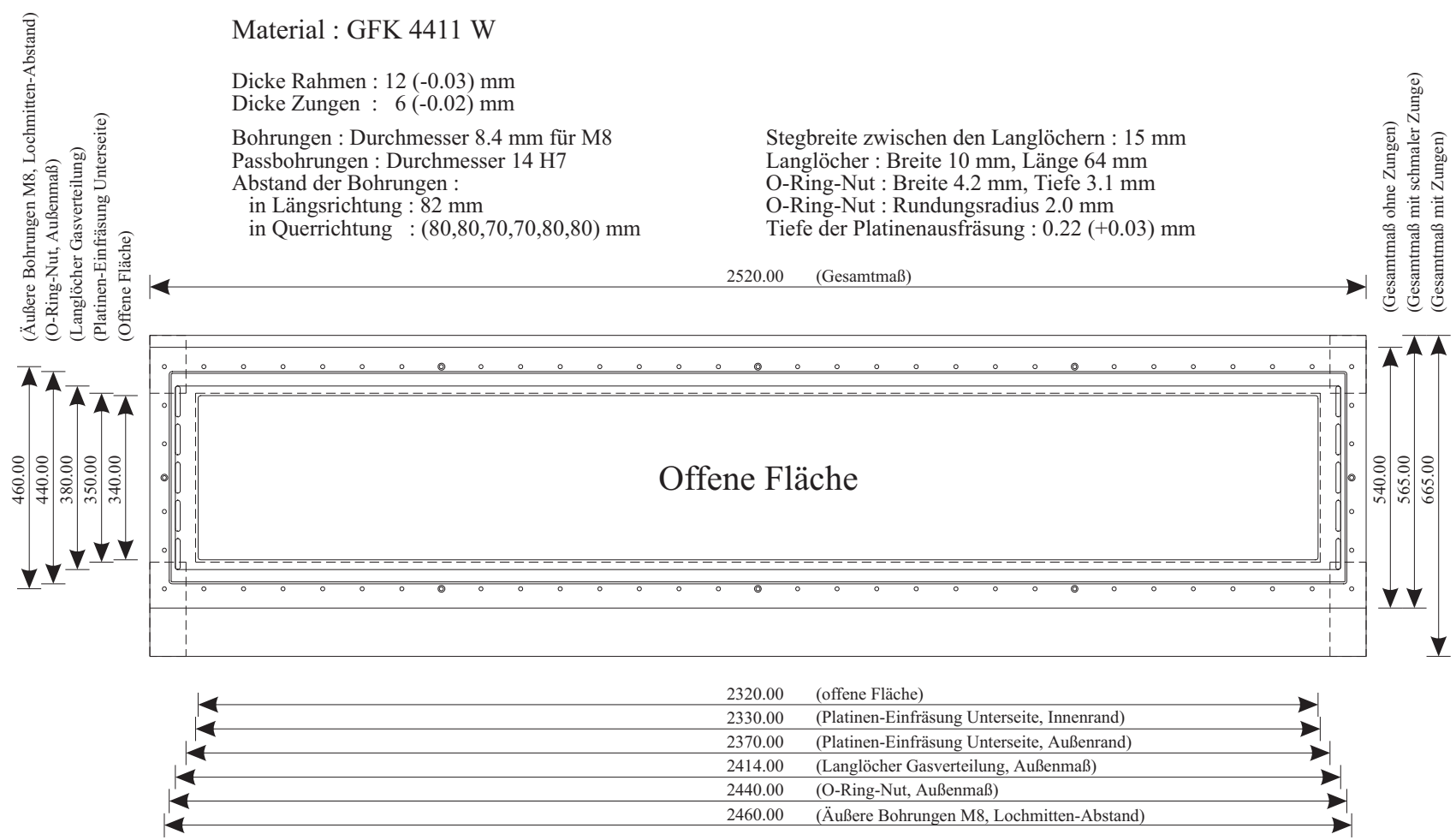


Abb. B.1: Konstruktionszeichnung der Driftkammer am Beispiel der Draht-Trägerrahmen. Die gestrichelten Linien markieren die Ausfräsung für die Ausleseplatinen. Die überstehenden Zungen werden zur Montage der Vorverstärkerkarten und zum Anschluß der Spannung für die Potentialdrähte benötigt.

Die Hochspannungsfolie besteht aus einer $3.5 \mu\text{m}$ dicken Mylar-Folie, die beidseitig mit je 400 \AA Aluminium bedampft ist (ohne Entgasungslöcher).

Vertrieb/Hersteller	
TX-1 Aramid-Film	Hochspannungsfolie
Toray Deutschland Steinweg 9 D-60313 Frankfurt/Main	Billon Technic 40. Rue Descartes F-69607 Villeurbanne

B.3 Eigenschaften der Anodendrähte

In der Driftkammer werden $15 \mu\text{m}$ und $50 \mu\text{m}$ dicke goldplattierte Wolframdrähte der schwedischen Firma LUMA eingesetzt.

Um eine Beschädigung der Drähte bei der Verarbeitung zu verhindern, muß folgendes beachtet werden:

- Wenn eine bestimmte Drahtspannung überschritten wird, reißt der Draht oder die leitfähige Goldschicht wird beschädigt. Für die benutzten Drahtdurchmesser gelten folgende Richtwerte.

Durchmesser	Spanngewicht
$15 \mu\text{m}$	0.2 N
$50 \mu\text{m}$	1.0 N

- Eine zu hohe Temperatur beim Löten der Drähte kann die Goldschicht beschädigen. Deswegen wurde ein WOOD-Metall der Firma Degussa verwendet, dessen Schmelzpunkt bei 65°C liegt. Mit dem Flußmittel Soldaflux W von Degussa können die Drähte bei 150°C - 200°C (statt ca. 350°C bei Verwendung normalen Lötzinns) auf die vorverzinneten Lötungen gelötet werden.

	Drähte	WOOD-Metall
Hersteller	LUMA-Metall P.O. Box 701 S-39127 Kalmar	Degussa AG Rodenbacher Chaussee 4 Postfach 1345 D-63403 Hanau
Material	Wolfram mit 4 % Goldauflage	25 % Pb, je 12.5 % Zn, Ca, Be

B.4 Gasversorgung

Das gesamte Gassystem wurde aus Edelstahl aufgebaut. Dadurch erreicht man eine hohe Reinheit des Kammergases. Für die Verbindung zu den Gasflaschen wurden starre Rohre mit 10 mm Durchmesser eingesetzt. Im Gasmischsystem (siehe Abb. B.2) selbst wurden Rohre mit 6 mm Durchmesser verwendet. Die Zuleitungen zu den Driftkammern im Abschirmhaus wurden ebenfalls mit 6 mm Rohren realisiert. Flexible Verbindungen wurden mit Metallschläuchen der Firma B.E.S.T. hergestellt. Für die Verbindung der einzelnen Komponenten des Gassystems wurden

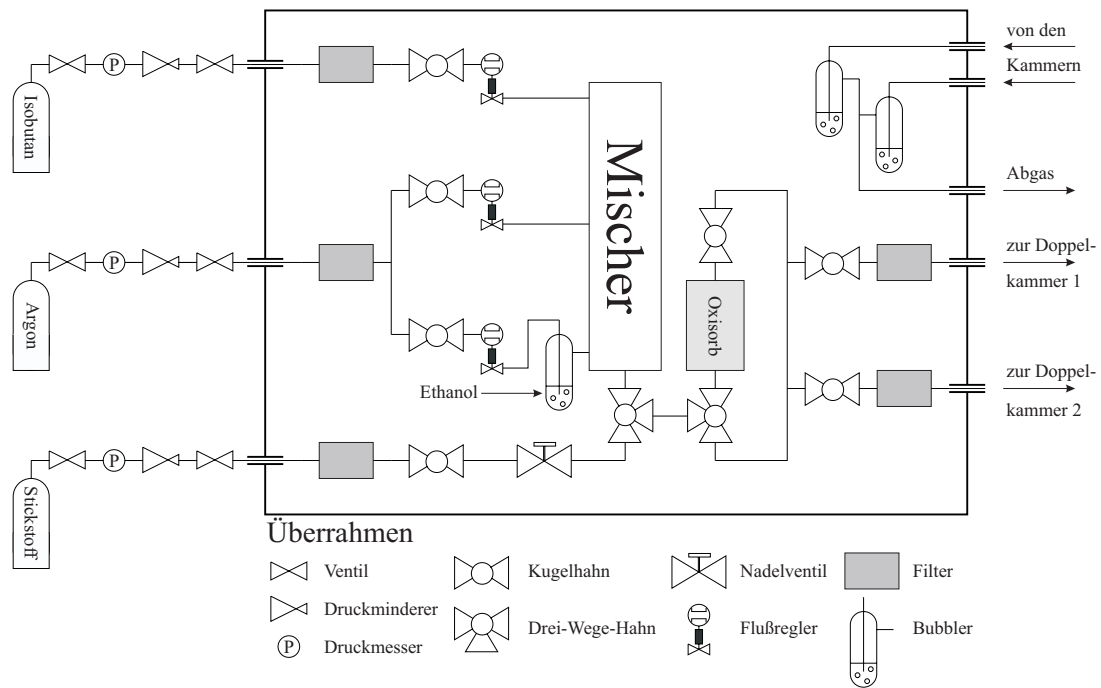


Abb. B.2: Schematische Darstellung des Aufbaus des Gassystems, das für die Driftkammern der Spektrometer verwendet wird.

Ventile und Verschraubungen der amerikanischen Firma Swagelok verwendet. Diese werden in Deutschland von der Firma B.E.S.T. vertrieben. Bei diesen Verschraubungen wird ein spezielles Klemmringsystem verwendet, um Rohre und Armaturen miteinander zu verbinden. Bei der Montage schneiden sich exakt gearbeitete Ringe in das Rohr und dichten die Verbindung ab. Man kann diese Verbindung jederzeit öffnen und wieder schließen. Beim Austausch eines Rohres müssen allerdings die jeweiligen Klemmringe ausgetauscht werden.

Vertrieb/Hersteller	
Swagelok	Rohre
B.E.S.T. GmbH Frankfurt Robert-Bosch-Str. 20 D-63477 Maintal-Dörnigheim	Bruno Dockweiler GmbH Meessen 10 D-22113 Oststeinbek

Der Fluß der Gase und damit deren Mischungsverhältnis im Driftkammervolumen wird mit thermischen Massedurchflußreglern geregelt. Innerhalb dieser Geräte wird das Gas vor dem eingebauten Magnetventil verzweigt. Das Verzweigungsverhältnis richtet sich nach dem gewünschten maximalen Durchfluß und der Gasart. In der Verzweigung wird die Temperatur des Gases gemessen, das Gas erwärmt und erneut die Temperatur gemessen. Aus dem Temperaturgradienten errechnet die eingebaute Elektronik den aktuellen Gasfluß und regelt entsprechend nach.

Gasart und gewünschter Fluß müssen bei der Bestellung spezifiziert werden, damit die Geräte im Werk geeicht werden können. Für das Gassystem der Driftkammern werden Regler für die Gase Argon und Isobutan mit einem maximalen Durchfluß von 2000 ml/min oder 200 ml/min eingesetzt. Zu den Reglern gehört eine Steuer-

elektronik und ein Netzteil, die in einem Überrahmen eingebaut sind. Jede Gasart läßt sich unabhängig voneinander oder im festen Verhältnis zueinander, von Hand oder spannungsgesteuert variieren.

BROOKS Massedurchfluß-Regler 5850 E	
Vertrieb	Westphal Mess- und Regeltechnik Vertriebs GmbH Max-Planck-Straße 8 D-25335 Elmshorn
Gasart	Argon und Isobutan
Maximaler Fluß	2000 ml/min oder 200 ml/min
Absoluter Fehler	1 % full scale
Relativer Fehler	0.2 % full scale

B.5 Hochspannungsversorgung

Die Firma Novelec stellt preiswerte Hochspannungsmodule des Typs HV 8174 her, die die Hochspannung für die Kathodenebenen der Driftkammern liefern. Es existieren Monitoranschlüsse für Strom und Spannung sowie ein Eingang zur externen spannungsgesteuerten Festlegung der Hochspannung. Die Begrenzung für Strom und Spannung kann mit Potentiometern eingestellt werden. Es existieren zwei getrennt regelbare Kreise (A und B).

Im Experimentierbetrieb stellt sich ein Problem. Wenn der Strom über den eingestellten Schwellenwert steigt, schaltet sich das Modul selbständig aus, um sich vor einem Kurzschluß zu schützen. Dies wird durch eine LED am Gerät angezeigt, kann aber auch als logischer Pegel an einem Monitorausgang ausgelesen werden. Um diesen Zustand zu beheben, sind am Gerät für jeden Kreis je ein Reset-Schalter vorgesehen, der mit der Hand bedient werden kann. Im Meßbetrieb ist das Modul jedoch nur zugänglich, wenn der Strahlbetrieb unterbrochen und die Experimentierhalle geöffnet wird. Deswegen wurde eine Möglichkeit für einen rechnergesteuerten Reset nachträglich in das Modul integriert.

Hersteller	Novelec BP 147 F-38244 Meylan Cedex
Spannungsbereich	0 - 8 kV
Maximaler Strom	400 μ A

B.6 Vorverstärkerkarten

Zur detektornahen Signalverarbeitung werden Vorverstärker-/Diskriminatorkarten von LeCroy Typ 2735DC eingesetzt. Diese Karten haben ein Baumaß von $120 \times 91 \text{ mm}^2$ und werden direkt auf den Trägerrahmen der Drahtebenen montiert. Jeweils 4 Kanäle sind zu einer Baugruppe zusammengefaßt. Vier dieser Baugruppen finden auf einer Karte Platz, womit eine Karte in der Lage ist, die Signale von 16 Drähten

zu verarbeiten. An den Ausgängen liegt ein differentielles ECL-Signal an, das über twisted-pair Kabel den Eingängen des TDC-Systems zugeführt wird.

Die Karte benötigt Versorgungsspannungen von +5 V und -5.2 V. Außerdem wird die Diskriminatorschwelle mit einer externen Spannung geregelt. Diese Spannungen werden von Linearreglern der Firma Lambda zur Verfügung gestellt. Um die Leistung für die ca. 100 Karten des Driftkammersystems liefern zu können, werden für jede Versorgungsspannung 2 - 3 einzelne Linearregler eingesetzt. Die Diskriminatorschwellenspannung wird von einem regelbaren Linearregler für alle Karten des Driftkammersystems gemeinsam geliefert.

	Vorverstärkerkarten	Netzgeräte
Hersteller	LeCroy Europe GmbH Mannheimer Straße 175 D-69123 Heidelberg	Lambda Netzgeräte Josef Hund-Str. 1 D-77855 Aachen

B.7 Zusammenfassung der Driftkammerdaten

Außenmaße	2520 × 740 × 112 mm ³
Nachweisfläche	2320 × 340 mm ²
Drahtabstand	5 mm
Abstand Drahtebene-Kathodenebene	12 mm
Durchmesser der Signaldrähte	15 μm
Durchmesser der Felddrähte	50 μm
Felddrähte zwischen zwei Signaldrähten	1
Drahtebenen pro Doppelkammer	2
Signaldrähte in der x-Drahtebene	461
Signaldrähte in der s-Drahtebene	397
Winkel zwischen Drähten der beiden Ebenen	40°
Abstand x1- zu x2-Ebene	272 mm

Gasfüllung	Argon / Isobutan (50:50)
Gasfluß	400 ml/min
Kathodenspannung	-6.4 kV
Potential der Felddrähte	0 V (Erddpotential)

Anhang C

Koordinatenbestimmung in der Fokalebene

Die Fokalebene-Koordinaten werden durch ein System aus vier vertikalen Driftkammern gemessen, wobei je zwei VDCs zu einem Doppeldriftkammerpaket zusammengefaßt sind. Die zweite Doppeldriftkammer ist in einem Abstand von 16 cm über der ersten montiert. In jeder VDC wird der Durchtrittspunkt der Teilchenbahn durch ihre Drahtebene bestimmt (siehe Abb. C.1).

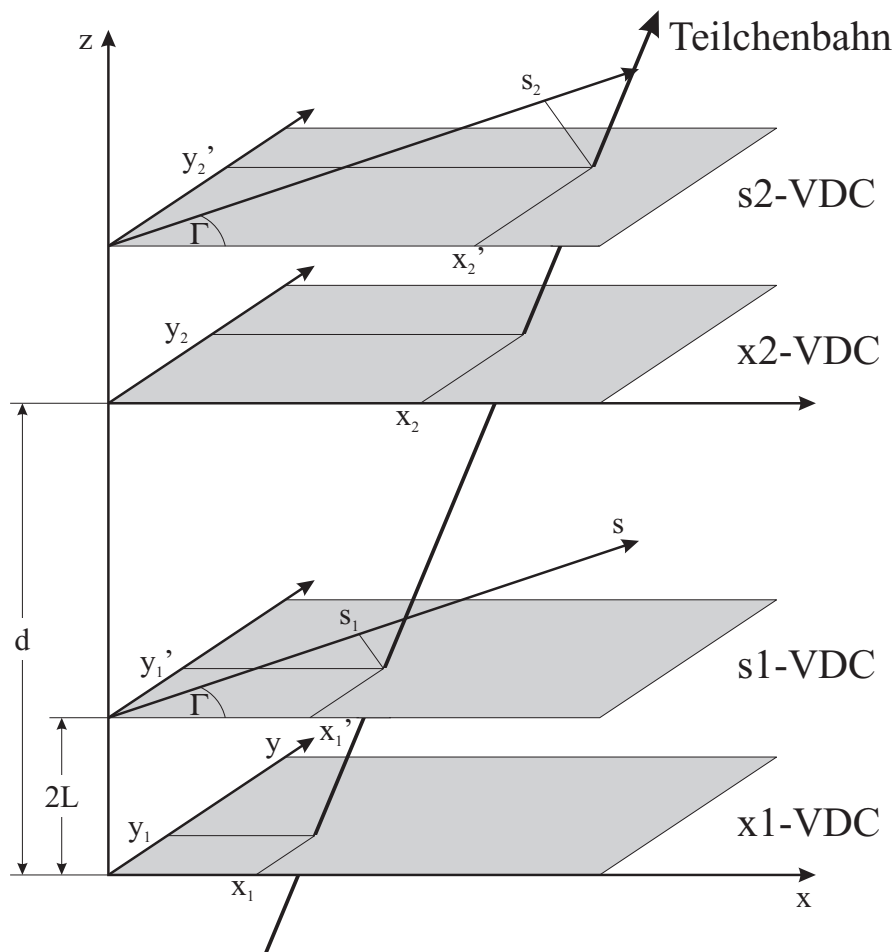


Abb. C.1: Schematische Darstellung einer Teilchenbahn durch alle vier Drahtebenen des Spurdetektors. Die Koordinaten x_1 , s_1 , x_2 und s_2 bezeichnen den Durchtrittspunkt durch die jeweilige Drahtebene. Die Drähte der s-Drahtebenen sind unter einem Winkel $\Gamma = 40^\circ$ zu denen der x-Drahtebenen gespannt. Der Abstand $2L$ zweier Drahtebenen einer Doppeldriftkammer beträgt 24 mm. Die beiden x-Drahtebenen liegen $d = 272$ mm auseinander.

Die Koordinaten x , y , Θ und Φ in der Fokalebene und deren Fehler werden aus den Durchtrittspunkten x_1 , s_1 , x_2 , s_2 und deren Fehlern, dem Winkel Γ zwischen x- und s-Drähten, dem Abstand $2L$ zwischen x- und s-Drahtebene einer Doppeldriftkammer und dem Abstand d zwischen x_1 - und x_2 -Drahtebene mit den nachfolgend aufgeführten Gleichungen berechnet.

$$x = x_1 \quad (\text{C.1})$$

$$\sigma_x = \sigma_{x_1} \quad (\text{C.2})$$

$$y = \frac{1}{\sin \Gamma} \left(x_1 \cos \Gamma - s_1 + \frac{2L}{d} (s_2 - s_1) \right) \quad (\text{C.3})$$

$$\sigma_y = \frac{1}{\sin \Gamma} \sqrt{\sigma_{x_1}^2 \cos^2 \Gamma + \sigma_{s_1}^2 \left(1 + \frac{2L}{d} \right)^2 + \sigma_{s_2}^2 \left(\frac{2L}{d} \right)^4} \quad (\text{C.4})$$

$$\Theta = \arctan \frac{x_2 - x_1}{d} \quad (\text{C.5})$$

$$\sigma_\Theta = \frac{d}{d^2 + (x_2 - x_1)^2} \sqrt{\sigma_{x_1}^2 + \sigma_{x_2}^2} \quad (\text{C.6})$$

$$\Phi = \arctan \left(\frac{1}{d \sin \Gamma} ((x_2 - x_1) \cos \Gamma + s_1 - s_2) \right) \quad (\text{C.7})$$

$$\sigma_\Phi = \frac{1}{d \sin \Gamma} \sqrt{\cos \Gamma \cdot \frac{\sigma_{x_2}^2 + \sigma_{x_1}^2 + \sigma_{s_1}^2 + \sigma_{s_2}^2}{1 + \frac{1}{d^2 \sin^2 \Gamma} ((x_2 - x_1) \cos \Gamma + s_1 - s_2)^2}} \quad (\text{C.8})$$

Aus den Fokalebene-Koordinaten können mit Hilfe der Transferkoeffizienten des magnetoptischen Systems des Spektrometers die Targetkoordinaten berechnet werden (siehe [Kor94] und [Kra95]). Der Zusammenhang zwischen den Target- und Fokalebene-Koordinaten ist für das QSDD-Spektrometer C in 1. Ordnung in Tab. C.1 angegeben.

Targetkoordinate	Fokalebene-Koordinate
Impuls	x
Streuwinkel θ	y
„out-of-plane“-Winkel φ	$\Theta(x)$
Vertex-Koordinate y_0 , in 2. Ordnung Streuwinkel	$y, \Phi(x)$

Tab. C.1: Zusammenhang von Target- und Fokalebenekoordinaten in 1. Ordnung für das QSDD-Spektrometer C. Hier ist dargestellt, welche Targetkoordinate auf die Koordinaten der Fokalebene wie abgebildet wird.

Anhang D

Cola++ – Das Softwarepaket zur Datenanalyse

Das Cola++-Projekt¹ der A1-Kollaboration hat zum Ziel, die unterschiedlichsten Aufgaben, die bei der Konzeption, Vorbereitung, Planung, Durchführung und Auswertung eines Experimentes zu bewältigen sind, in einem Analyse-Paket zu integrieren. Zu diesen Aufgaben zählen:

- **Experiment-Konzeption**
 - Zählratenabschätzungen
 - Simulation des Experiments → Auflösungen etc.
- **Online-Analyse**
 - Überwachung der Rohdaten
 - „Qualitätssicherung“: Effizienzen, Eichung etc.
- **Offline-Analyse**
 - Erzeugung eines Wirkungsquerschnittes aus den Daten
 - Simulation der Daten

Ausgangspunkt war das Analyse- und Filterprogramm **Cinderella**² [Boh92]. Dort wurden die Daten nach dem Prinzip „Die guten ins Töpfchen, die schlechten ins Kröpfchen“ gefiltert. Dieses Programm wurde weiterentwickelt unter dem Namen **Cindy++** [Dis96]. Neben dem eigentlichen Filterprogramm wurden noch einige Programmbibliotheken zur Verfügung gestellt, mit denen die Rohdaten aus dem **MECDAS**-Format dekodiert, analysiert und histogrammiert werden konnten. Neben Eigenentwicklungen, wie zum Beispiel der „chamber library“, mit der die Analyse der Driftkammerdaten durchgeführt werden kann, wurden auch fertige und jahrelang getestete Bibliotheken und Programme des CERN genutzt („cernlib“, hbook-Format, PAW³).

Während der Inbetriebnahme des ersten Spektrometers und des anschließenden ersten physikalischen Experimentes mit der BGO-Kristallkugel stellte sich heraus, daß dieses Programm-Konzept außerordentlich effizient und flexibel war. Ein Nachteil in diesem Stadium des Projektes war die Bedienbarkeit der Software. So war es notwendig zentrale Teile der Analysesoftware selbst zu schreiben, wofür die Erfahrung

¹Ansprechpartner: Dr. M. Distler und Dr. H. Merkel

²Condition **I**Nterpreter for **D**ata and **E**vent **R**eduction by **L**ow **L**evel **A**nalysis

³**P**hysics **A**nalysis **W**orkstation

mit der Programmiersprache C++ eine Voraussetzung war. Außerdem war es für das Anlegen und Füllen eines neuen Histogrammes von Nöten, den Quelltext entsprechend zu ändern und ein ausführbares Programm zu erzeugen. Dieses Verfahren war nicht nur fehleranfällig, sondern auch zeitraubend.

Mit der Weiterentwicklung zu Cola++ wurde versucht, die Mängel des bestehenden Konzeptes unter Beibehaltung der Vorteile von Cindy++ abzustellen. Die Entwicklung einer anwenderfreundlichen Benutzeroberfläche, mit der auch während der Laufzeit Histogramme angelegt und unter verschiedenen Bedingungen gefüllt werden können, brachte den gewünschten Erfolg.

D.1 Die Programmstruktur

Das Ziel der Auswertung ist es, aus den gemessenen Daten den Wirkungsquerschnitt der Reaktion zu extrahieren. Die Anzahl der Ereignisse ist bestimmt durch:

$$N = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot A(\Omega)d\Omega \cdot \int Ldt + N_{BG}. \quad (\text{D.1})$$

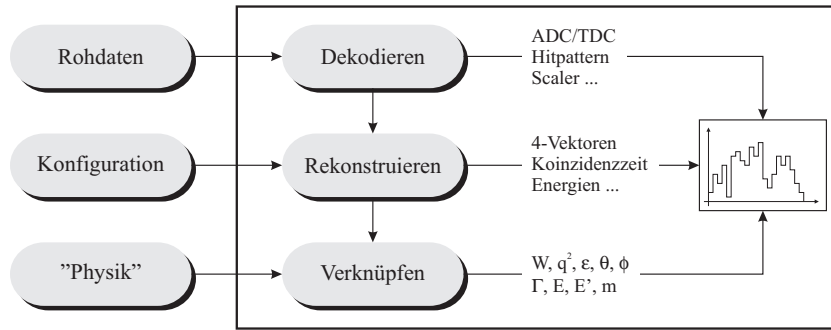
Dabei stellt $A(\Omega)$ das akzeptierte Phasenraumelement, L die Luminosität und N_{BG} die Anzahl der Untergrundereignisse dar. Unter der Annahme, daß der Wirkungsquerschnitt konstant ist im akzeptierten Phasenraumelement, läßt sich der Wirkungsquerschnitt aus Gleichung (D.1) ableiten:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N - N_{BG}}{\int Ldt \cdot \int A(\Omega)d\Omega}. \quad (\text{D.2})$$

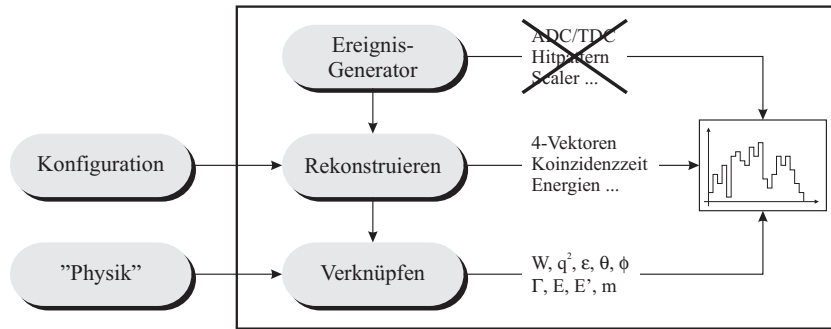
Die Anzahl der Ereignisse N und N_{BG} wurde gemessen. Sie müssen von der Analysesoftware nur geeignet histogrammiert werden. Zusätzlich braucht man aber Werkzeuge, die die integrierte Luminosität $\int Ldt$ (siehe Abschnitt D.3) und die Akzeptanz $\int A(\Omega)d\Omega$ bestimmen.

Das Konzept von Cola++ sieht für die Analyse der Daten eine Programmstruktur vor (siehe Abb. D.1(a)), bei der es drei verschiedene Klassen von Eingabedaten gibt. Dies sind die gemessenen Rohdaten, Konfigurationsdaten und die Definitionen der „Physik“. Letzteres sind z.B. die Gleichungen zur Berechnung der Anregungsenergie aus den 4-Vektoren der gemessenen Teilchen. Histogrammiert werden können dann ebenfalls drei verschiedene Klassen von Daten, die dekodierten Rohdaten, aus diesen rekonstruierte Daten (z.B. Energien oder Koinzidenzzeiten) und daraus abgeleitete Größen wie der fehlende Impuls p_m , die Anregungsenergie E_x oder die Gesamtenergie W .

Diese Programmstruktur wiederholt sich auch bei der Simulation bzw. Phasenraumintegration. In Abb. D.1(b) ist die Struktur dargestellt. Ein Ereignisgenerator liefert die Daten, die bei der Analyse durch die Dekodierung der Rohdaten zur Verfügung stehen. Ansonsten werden identische Konfigurations- und Beschreibungs-Dateien sowie ProgrammROUTINEN zur Histogrammierung verwendet.



(a) Datenanalyse



(b) Simulation

Abb. D.1: Die Programmstruktur von Cola++. Die Datenanalyse und die Simulation werden mit identischen Konfigurations- und Beschreibungs-Dateien durchgeführt.

Bei der Simulation spielt der Ereignisgenerator eine zentrale Rolle. Er ersetzt die gemessenen Rohdaten durch generierte Teilchen, die als Reaktionsprodukte auftreten. Die Vielzahl der möglichen Reaktionen bei Streu-Experimenten kann in Ereignisklassen eingeteilt werden. Bislang existieren in der A1-Kollaboration die folgenden vier Ereignisklassen:

- **Elastische Streuung** $e + X \rightarrow e' + X'$
z.B. $H(e, e'p)$ oder $A(e, e')A$
- **Zweikörper-Kinematik** $\gamma^* + X \rightarrow A + B$
z.B. $H(e, e'p)\pi^0$, $H(e, e'\pi^+)n$ oder $^{16}\text{O}(e, e'p)^{15}\text{N}$
- **Dreikörper-Kinematik** $\gamma^* + X \rightarrow A + B + C$
z.B. $^3\text{He}(e, e'pp)n$ oder $^{16}\text{O}(e, e'pp)^{14}\text{C}$
- **Resonanz-Produktion** $\gamma^* + X \rightarrow A + B, B \rightarrow C + D$
z.B. $^{12}\text{C}(e, e'\Delta)^{11}\text{C}$ oder $^{12}\text{C}(e, e'\rho)^{12}\text{C}$

Die Reaktionsprodukte werden isotrop im Phasenraum der Reaktion generiert. Ab drei Teilchen im Endzustand wird mit einer Kaskadierung von Zwei-Teilchen-End-

zuständen gearbeitet, bei der die Endprodukte über den isotropen Zerfall der virtuellen „Zwischenzustände“ erzeugt werden. Bei der Generierung der Ereignisse ist es auch möglich, theoretische Modelle zu benutzen, wie z.B. die Fermi-Impulsverteilung für Nukleonen im Kern. Dabei gilt jedoch generell eine strenge Trennung von Kinematik und Modell.

Die Behandlung der Strahlungskorrekturen weicht bei Cola++ vom klassischen Ansatz [MoT69] der „Entfaltung“ des Piks ab, und ist ihm überlegen. Da mittlerweile die verfügbare Rechenleistung um Größenordnungen über der damaligen liegt, sind die Strahlungskorrekturen in die Phasenraumberechnung integriert worden. Man erhält den korrigierten Wirkungsquerschnitt durch eine Iteration:

1. Wirkungsquerschnitt extrahieren
2. Simulation: Wirkungsquerschnitt + Strahlungskorrektur
3. Wirkungsquerschnitt korrigieren

D.2 Die Benutzerschnittstelle

Die Benutzerschnittstelle setzt sich aus mehreren Teilen zusammen. Zum Einen werden die Konfigurations- und Beschreibungsdateien als Eingabe-Daten für die Analyse als auch für die Simulation benötigt. Dies sind Textdateien, die vom Benutzer erstellt werden müssen. Auf der anderen Seite stehen die graphische Benutzeroberfläche zum Betrachten der Histogramme (`hmview`) und der Makrointerpreter `Histoman` (`hm`) zum Erzeugen druckfertiger Ausgaben. Die Ergebnishistogramme der Analyse oder der Simulation werden zur weiteren Verarbeitung im `hmbook`-Format in Dateien gespeichert.

Das `hmbook`-Projekt wurde begonnen, um ein plattformunabhängiges Softwarepaket zur Histogrammierung und Datenpräsentation zu entwickeln. Es basiert auf dem `hbook`-Format und dem Programm `PAW` der CERN-Bibliothek, es gibt jedoch einige Unterschiede. Die Programme wurden, wie das gesamte Softwarepaket Cola++, in C/C++ implementiert. Als Ausgabe-Format wurde Postscript gewählt. Dies ist eine hardwareunabhängige Drucker-Beschreibungssprache, die mittlerweile zum Standard geworden ist.

Bevor man die gemessenen Daten analysieren kann, müssen die Konfigurations- und Beschreibungsdateien erstellt werden. Die zentrale Konfigurationsdatei ist die `run.db`-Datei. In ihr werden alle Parameter der Anlage notiert. Dabei wird die Gültigkeit über Zeitmarken sichergestellt. Nachfolgend ist ein typischer Ausschnitt aus einer solchen Datei aufgeführt:

```
[980420190000]
"rundb : 160 Eichung"
  Reaction      = "016(e,B:e')016"
  Setup         = "016-Eichung"
  Target        = "Waterfall"
  Target.Length = 50.0 // in mg/cm^2
```

```

Target.Angle = 0.0 // in degrees
Simul.q2      = -0.1

Ebeam = 630.11

B.angle      = 39.0
B.momentum   = 630.786
B.tma.file   = "bclam495.mxl6"

BScaler.Single = 1; BScaler.Double = 1

B.VDC.TDC = {898, 893, 896, 892}

Param = { mass_016, -10.0, 10.0, -3, 1 }

[980420210000]
"rundb : 12C Eichung"
  Reaction      = "C12(e,B:e')C12"
  Setup         = "C12-Eichung"
  Target        = "Solidstate"
  Target.Length = 45.4 // in mg/cm^2

  Param = { mass_C12, -20.0, 20.0, -3, 1 }

```

Ein Eintrag besteht aus einer Zeitmarke und nachfolgend allen Parametern, deren Werte neu gesetzt werden sollen. Parameter, die sich nicht ändern, werden nicht aufgeführt und behalten ihren alten Wert. Neben den Parametern, die den Zustand der Anlage beschreiben, ist auch die Angabe von zusätzlichen, variablen Parametern über den Eintrag `Param` möglich. Auf alle Einträge kann in der Analyse oder der Simulation zugegriffen werden. Einige Parameter beeinflussen auch direkt die Analyse. So wird mit den Einträgen `Reaction` und `Target` unter anderem die Art der Energieverlustkorrekturen festgelegt.

In den Beschreibungsdateien werden die abgeleiteten Größen und die gewünschten Histogramme definiert. Dafür wird eine Beschreibungssprache mit einer einfachen Syntax verwendet. Es können Objekte wie 4-Vektoren, skalare Größen, Zähler oder Histogramme definiert werden. Die 4-Vektoren der gemessenen Teilchen werden über vordefinierte Funktionen (`Spektrometer("A/B/C")`) erzeugt. Mit den definierten 4-Vektoren und Skalaren können komplexe Berechnungen durchgeführt werden, die z.B. auf abgeleitete Größen führen können. Am Beispiel einer Beschreibungsdatei für eine elastische Streuung an ^{12}C sind im folgenden einige Elemente der Beschreibungssprache dargestellt:

```

#define Bangle      39.0

#define PI          3.141592653589793
#define degree     (180/PI)
#define radiant    (PI/180)

#define mass_proton 0.93827231
#define mass_C12   11.177932
#define mass_016   14.899167

```

```

#if #spectrometer(B)
#define SPECB          // Include raw data histograms for spectrometer B
#include "rawdata.col"
#endif

// Momentum and Energy
Fourvector Electron_out = Spectrometer("B")          // predefined function
Fourvector Electron_in  = Beam
Fourvector Photon       = Electron_in - Electron_out
Scalar Q2 = - Photon^2

Scalar pElectron        = momentum(Electron_out) * 1000 // MeV/c
Scalar Eprime           = energy(Electron_out)
Scalar Eprime_e         = energy(Electron_out) * 1000 // MeV
Scalar E                = energy(Electron_in)
Scalar theta_e          = theta(Electron_out);
Scalar theta_deg        = theta_e * degree

// Elastic Line
Scalar Ecalc            = E / (1 + 2 * E/mass_C12 * sin(theta_e/2)^2)
Scalar Ecor             = (Eprime - Ecalc) * 1000 // MeV

Histogram "Momentum"    pElectron("momentum", "MeV/c", 455, 480, 100)
Histogram "Energy E'"   Eprime_e("E'", "MeV", 455, 480, 1000)
Histogram "Energy E' (Cor)" Ecor("E'", "MeV", -30, 10, 600)

Cut abs(B.phi0) < 0.020 * degree && Ecor > -2 && Ecor < 1
{
  Histogram "q^2" Q2("Q^2!", "GeV^2!/c^2!", 0.150, 0.240, 100)
  Histogram "Cross section" theta_deg("[Q]'", "", Bangle-1.3, Bangle+1.3, 10)
}

```

Neben der Definition von Größen und der Durchführung von Berechnungen können ein- und zweidimensionale Histogramme angelegt werden, die mit skalaren Größen gefüllt werden. Um die Histogramme nur unter bestimmten Bedingungen zu füllen, können Schnittbedingungen angegeben werden. Dies geschieht entweder direkt in der Histogrammdefinition, oder bei einer einheitlichen Bedingung für mehrere Histogramme mit Hilfe des `Cut`-Elements.

Die C/C++-Preprozessor-Sprachelemente, wie z.B. `#define` oder `#include`, können benutzt werden, um Konstanten zu definieren oder andere Beschreibungsdateien zu importieren. Dabei können Konstrukte erstellt werden, die z.B. aufwendige Histogrammdefinitionen in einer kompakten Form bereitstellen. Die Standard-Beschreibungsdatei für die Datenanalyse heißt `Online.col`, die Datei für die Simulation heißt `Simulation.col`. Normalerweise sind diese beiden Dateien identisch.

Die Beschreibungsdateien werden während der Laufzeit des Analyse- oder Simulationsprogramms ereignisweise interpretiert und evaluiert. Dabei werden aber nur notwendige Berechnungen durchgeführt und Histogramme gefüllt, deren Schnittbedingungen erfüllt sind.

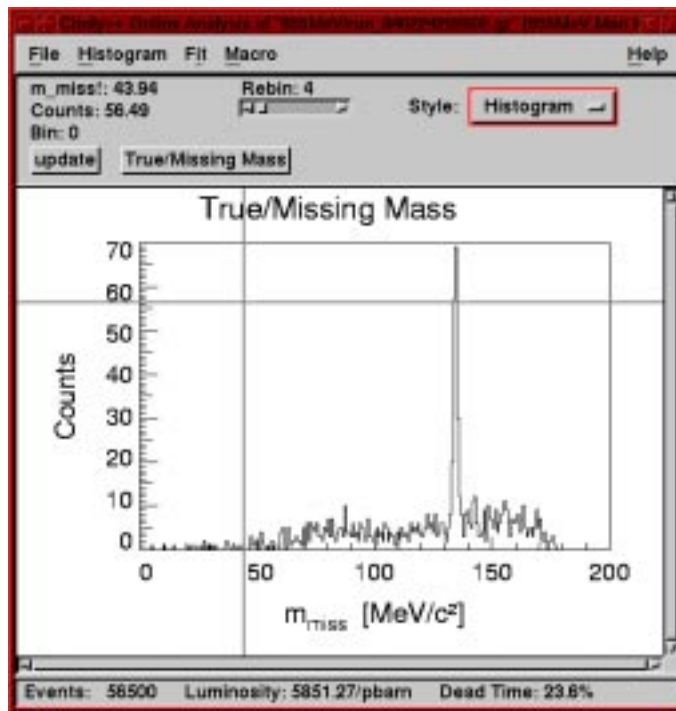


Abb. D.2: Die grafische Benutzeroberfläche von CoLa++. Dargestellt ist ein Histogramm der fehlenden Masse bei der Reaktion $H(e, e'p)\pi^0$.

Die erzeugten Histogramme können während der Laufzeit der Analyse oder Simulation mit der grafischen Benutzeroberfläche dargestellt werden. Nach der Beendigung der Programme werden die Histogramme in Dateien gespeichert. Mit der gleichen Oberfläche können diese Histogrammdateien grafisch dargestellt werden. In Abb. D.2 ist diese Benutzeroberfläche dargestellt. Den Hauptteil des Programmfensters nimmt die Darstellung des Histogrammes ein. Neben einer Menü- und einer Statuszeile gibt es noch einen Bereich, in dem Anzeigen und Steuerelemente zur Histogrammdarstellung vorhanden sind.

In diesem Bereich wird sowohl die Position des Cursors im Histogrammfenster als auch der Inhalt des aktuellen Histogrammbins dargestellt. Über einen Knopf wird ein Auswahlménü für das dargestellte Histogramm geöffnet. Ein weiteres Element bestimmt den Darstellungstil des Histogramms. Schließlich können dort mehrere Histogrammbins in der Darstellung zusammengefaßt werden (**Rebin**).

In der Statuszeile finden sich Daten zur Anzahl der abgearbeiteten Ereignisse, sowie zur Luminosität und Totzeit. Diese Daten sind bei der „offline“-Betrachtung der Histogramme natürlich nicht vorhanden.

Neben den obligatorischen Menüpunkten zum Laden und Speichern von Histogrammdateien oder zum Beenden des Programms (**File**), sowie der Hilfefunktion (**Help**) gibt es noch weitere Menüpunkte. Unter dem Punkt **Histogram** können einzelne Histogramme gespeichert oder ausgedruckt werden, die Darstellungsgröße kann geändert werden und man erhält Informationen zum Histogramm. Um eine Funktion an das dargestellt Histogramm anpassen zu können, stehen unter dem Punkt **Fit**

verschiedene vordefinierte Funktionen zur Verfügung. Es können aber auch eigene Funktionen angegeben werden. Der Menüpunkt `Macro` ruft ein auswählbares Makro auf, das im Makrointerpreter ausgeführt wird. Die Ausgabe wird dann in einem externen Postscriptbetrachter angezeigt.

Der Makrointerpreter `Histoman` (`hm`) kann auch als eigenständiges Programm ausgeführt werden. Mit ihm können druckfertige Ausgaben erzeugt werden. Die Makrosprache ist in ihrer Funktionalität an `PAW` angelehnt. Histogramme können mit arithmetischen Operationen verknüpft oder skaliert werden. Für komplexe Darstellungen, wie z.B. zusätzliche Beschriftungen oder geometrische Objekte, stehen eine Reihe von Befehlen zur Verfügung.

Das Software-Paket wird durch kleine Hilfsprogramme zur Manipulation der Histogrammdateien ergänzt. So hat man z.B. die Möglichkeit die Histogramme aus dem `hmbook`-Format in das `hbook`-Format zu konvertieren, um die weitere Bearbeitung mit `PAW` auszuführen.

Eine ausführliche Online-Dokumentation zur Benutzung der Programme, als auch zur Sprachdefinition der Beschreibungs- und Konfigurationsdateien sowie des Makrointerpreters findet sich in [Cola].

D.3 Erzeugung der Runstatistik mit Lumi++

Zur Bestimmung des experimentellen Wirkungsquerschnittes der gemessenen Reaktion ist die Kenntnis der integrierten Luminosität $\int L dt$ notwendig (siehe Gleichung (D.2)). Das Programm `Lumi++` berechnet die integrierte Luminosität aus den gemessenen Daten. Die Funktionalität dafür ist in der Klasse `luminosity` implementiert, die auch vom Analyseprogramm `Cola++` verwendet wird, um die Runstatistik zu erzeugen.

Um die Bestimmung der Luminosität möglich zu machen, wird bei der Datennahme eine Förster-Sonde ausgelesen, mit der das absolute Magnetfeld des Elektronenstrahls gemessen wird. Sie besteht aus zwei Ringkernspulen, die den Elektronenstrahl umschließen, und befindet sich auf der Beschleunigungsachse des dritten Mikrotrons von MAMI. Aus der Messung des Magnetfeldes kann die Gesamtladung der während der Messung einlaufenden Elektronen bestimmt werden.

Einen korrekten Wert für die integrierte Luminosität erhält man allerdings nicht, wenn nur die Gesamtladung bestimmt wird. Die Förster-Sonde mißt die einlaufende Ladung kontinuierlich während der gesamten Laufzeit der Datenerfassung. Dabei werden die Totzeiten des Datenerfassungssystems nicht berücksichtigt. Der Wert, den die Förster-Sonde liefert, muß mit dieser Totzeit korrigiert werden. Dazu muß die Totzeit ebenfalls bestimmt werden.

Das Datenerfassungssystem startet und stoppt die Datenerfassung auf den Spektrometern asynchron. Dadurch werden bei Experimenten mit mehreren Spektrometern die Daten nicht vom ersten bis zum letzten aufgenommenen Ereignis verwertbar

sein. Zusätzlich kann durch einen Ausfall der Hochspannungsversorgung der Driftkammern oder andere auftretende Probleme während der Messung ein Teil der aufgenommenen Daten unbrauchbar sein. Diese Probleme versucht Lumi++ zu erkennen und bestimmt ein Anfangs- und Endereignis, zwischen denen die Luminosität korrekt bestimmt werden kann und eine Analyse sinnvoll ist.

Alle Eingabedaten liest Lumi++ aus der Konfigurationsdatei `run.db` ein. Falls die Datei nicht im aktuellen Verzeichnis existiert, bricht die Programmausführung mit einem Fehler ab. Der richtige Name der zu den Daten gehörenden Datei muß mit Suchpfad in der Umgebungsvariablen `RUN_DB` angegeben werden. Außerdem gibt es einige Kommandozeilenparameter, mit denen Einstellungen zur Programmausführung gemacht werden können. Sie werden im folgenden kurz beschrieben:

- h Ausgabe der Kommandozeilen-Hilfe
- f <file> Angabe des Dateinamens der Datendatei (Run)
- o <file> Angabe des Dateinamens der Ausgabedatei
- v Ausgabe des Inhaltes der `run.db`-Variablen
- q Unterdrückung der Ausgabe von Fehlermeldungen
- z Dekomprimierung der Datendatei mit `gzip` vor der Verarbeitung
- n <n> Abbruch der Programmausführung nach <n> Ereignissen
- y Aktivierung der VDC-Trippoff-Kontrolle

Die Ausgabe der Runstatistik erfolgt in einer Datei. Der Standardname für diese Datei lautet `luminosity.out`. Er kann aber auch frei gewählt werden. Dafür steht der Kommandozeilenparameter `-o <file>` zur Verfügung. Eine zweite Möglichkeit besteht in der Angabe von Umgebungsvariablen. Lumi++ fragt zwei Umgebungsvariablen ab, und setzt bei deren Existenz den Dateinamen der Ausgabedatei auf den Wert der Variablen `LUMI_OUT`. Die Umgebungsvariable `LUMI_TRIP` legt den Namen der Ausgabedatei fest, die erzeugt wird, falls ein Ausfall der Driftkammer-Hochspannung während des Runs festgestellt werden konnte. Bei zwei speziellen Angaben in der Variablen `LUMI_OUT` wird die Ausgabe besonders behandelt. Bei dem Wert `nooutput` wird keine Ausgabe erzeugt. Falls man nur ein Minuszeichen angibt, wird die Ausgabe auf die Standard-Ausgabe, in der Regel der Bildschirm, umgeleitet. Nachfolgend ist die Runstatistik für eine Dreifach-Koinzidenz-Messung aufgeführt:

```
Luminosity calculation for run : run_980429034405
```

```
-----  
start time   : Wed Apr 29 03:44:24 1998  
stop time    : Wed Apr 29 04:44:26 1998  
total length : 60.033 minutes  
total events : 251226  
start event  : 741 (first event for luminosity calculation)  
stop event   : 251116 (last event for luminosity calculation)  
  
Rate A      : 133.78 kHz  
Rate B      : 58.85 kHz
```

Rate C : 47.77 kHz

Readout scaler	A	B	C
Prescaler	1	1	1
Scaler Single	12000	6000	5000
Scaler Double	1	20	1

	A	B	C	AB	AC	BC	ABC
# events	37996	32767	32871	103911	0	34687	8141
Experiment	Runtime [s]	Dead [%]	Charge [mC]	Current [μA]	int. Lumi. [1/pbarn]	Cor. Lumi. [1/pbarn]	
Single A	3595.00	3.73	215.383	59.912	2882.32	0.231231	
Single B	3594.62	5.24	215.376	59.916	2882.22	0.455181	
Single C	3594.49	2.69	215.377	59.919	2882.23	0.56095	
Coinc AB	3594.81	6.21	215.380	59.914	2882.27	2703.28	
Coinc AC	3594.74	6.16	215.380	59.915	2882.27	2704.85	
Coinc BC	3594.55	6.69	215.377	59.918	2882.23	2689.28	
Coinc ABC	3594.70	7.65	215.379	59.916	2882.26	2661.89	

Neben den allgemeinen statistischen Informationen wie Laufzeit und Ereignisanzahl werden die Triggerraten der Spektrometer (**Rate A/B/C**), die Werte der verschiedenen Auslese-Untersetzer (**Readout scaler**) und die Anzahl der Ereignisse für jede der registrierten Ereignisarten (**A, AB, ABC, ...**) ausgegeben. In der abschließenden Tabelle sind die Daten zu Laufzeit, Totzeit, Gesamtladung, mittlerem Strom und Luminosität angegeben. Da sich die Totzeit für die Einarm-Ereignisse von der für Koinzidenz-Ereignisse unterscheidet, werden die Daten für alle möglichen Experimenttypen aufgeführt. In der Regel ist aber nur die letzte Zeile von Interesse, da dort der Typ des eigentlichen Experimentes steht. Die anderen Zeilen sind nur für Eichzwecke von Bedeutung.

Die angegebene integrierte Luminosität ist noch unkorrigiert. Der Wert, der in der Spalte **Cor. Lumi.** steht, ist totzeitkorrigiert und für die Experimenttypen **Single** um den Skalierungsfaktor korrigiert.

Nachfolgend werden einige Details der Implementierung der **luminosity**-Klasse, die die Bestimmung der Luminosität und der Totzeit betreffen, erläutert.

D.3.1 Bestimmung der Luminosität

Die Luminosität ist definiert als das Produkt aus der Stromdichte der einfallenden Teilchen und der Anzahl der Targetkerne:

$$L = j \cdot N_{Target}. \quad (\text{D.3})$$

Ausgehend von dieser Gleichung läßt sich die integrierte Luminosität für einen einlaufenden Strahl aus Elektronen schreiben als:

$$\int L dt = \frac{Q}{e} \cdot (\rho d)_T \cdot \frac{N_A}{A_T}. \quad (\text{D.4})$$

Dabei ist Q die Gesamtladung der während der Integrationszeit einfallenden Elektronen und e die Elementarladung, also $\frac{Q}{e}$ die Anzahl der einfallenden Elektronen. $(\rho d)_T$ stellt die Flächendichte des Targets dar, A_T ist die Massenzahl des Targetmaterials und N_A die Avogadro-Konstante.

Die Eigenschaften des Targets (ρ , d und A) werden durch die Angabe des verwendeten Targets in der Konfigurationsdatei festgelegt. In der `luminosity`-Klasse wird aus diesen Werten und den Konstanten die Zahl `MatFactor` berechnet. Um den Wert für die Luminosität zu erhalten muß dann nur noch die Gesamtladung mit diesem Faktor multipliziert werden.

Wie schon erwähnt, wird die Gesamtladung aus den Meßwerten der Förster-Sonde ermittelt. Das Signal der Förster-Sonde steht auf jedem Spektrometer zur Verfügung und wird dort von Zählern (Scaler) registriert. Dafür stehen zwei verschiedene Arten von Scaltern zur Verfügung:

- (a) Eine Scaler-Version wird bei jedem Ereignis auf einem Spektrometer ausgelesen und danach gelöscht. Durch die Summation der einzelnen Werte erhält man dann die Gesamtladung. Durch die Methode des Auslesens und anschließenden Löschens bei einem kontinuierlich anliegenden Signal kann der resultierende Wert der Gesamtladung zu klein sein.
- (b) Um dieses Problem zu vermeiden, wird die zweite Scaler-Version nur ausgelesen und nicht gelöscht. Diese Scaler werden alle 512 Ereignisse ausgelesen. Um mehr als einen Zählerüberlauf zwischen zwei Ausleseoperationen zu vermeiden, wird das Signal der Förster-Sonde untersetzt. Wegen dieser Eigenschaft werden diese Scaler im weiteren Prescaler genannt.

Neben den Scaltern und Prescalern für die Förster-Sonde gibt es für die Registrierung der Zeiten und der Anzahl der Szintillator-Treffer ebenfalls Prescaler. Die Untersetzungsfaktoren der verschiedenen Prescaler auf den drei Spektrometern sind in folgendem Auszug aus dem Quelltext der `luminosity`-Klasse aufgeführt:

```
// define prescaler factors for foerster
const double PRESCALER_A = 5000.0;
const double PRESCALER_B = 5000.0;
const double PRESCALER_C = 4096.0;

// define prescaler factors for times
const double PSTIME_A    = 1000.0;
const double PSTIME_B    = 1000.0;
const double PSTIME_C    = 1024.0;

// define prescaler factor for scint hits (rate)
const double PS_RATE     = 5000.0;
```

Trotz dieser Untersetzungsfaktoren kommt es vor, daß die 14 Bit breiten Prescaler überlaufen. Dies kann jedoch einfach festgestellt und dadurch korrigiert werden, daß die Anzahl der Überläufe während der Laufzeit der Datenerfassung gezählt wird. Dieser Wert muß dann am Schluß mit $16384 (= 2^{14})$ multipliziert und zum Endwert der Prescaler addiert werden.

Da die Prescaler nie gelöscht werden, muß der Wert, der zu Beginn der Meßzeit in den Prescalern steht, als Offset gespeichert und vom Endwert abgezogen werden. Deswegen kann man nur die Daten für die Analyse verwenden, die zwischen dem ersten und dem letzten Ereignis, bei dem die Prescaler ausgelesen werden (Prescaler-Ereignis), liegen. Dies läßt sich dadurch korrigieren, daß die normalen Scaler bis zum ersten und ab dem letzten Prescaler-Ereignis aufsummiert und zu den Werten der Prescaler addiert werden.

Bei Koinzidenzmessungen tritt eine weitere Komplikation durch das asynchrone Starten und Stoppen der Datenerfassung auf. Die ersten Prescaler-Ereignisse der Spektrometer werden nicht gleichzeitig stattfinden, da deren Auftreten von den meist verschiedenen Einzelzählraten der Spektrometer abhängt. Aufgrund der besonderen Rolle, die das Master-Modul der Eventbuilder-Elektronik auch bei der Totzeitbestimmung spielt, wurde zur Lösung des Problems das Spektrometer, auf dem das Master-Modul arbeitet⁴, als Referenz angenommen. Das bedeutet, daß das Start- und Stopp-Ereignis der Luminositätsberechnung durch das erste und letzte Prescaler-Ereignis auf Spektrometer A festgelegt ist. Die Differenz zu den Prescaler-Ereignissen der anderen Spektrometer, die zeitlich hinter dem ersten und vor dem letzten Prescaler-Ereignis von Spektrometer A liegen, wird wieder mit den aufsummierten Werten der normalen Scaler korrigiert.

Im folgenden ist ein Ausschnitt aus dem Quelltext der `luminosity`-Klasse aufgeführt, in dem die verschiedenen Schritte zur Berechnung der integrierten Luminosität dargestellt sind:

```
double
luminosity::getIntegrated()
{
    return MatFactor * lumi(ExpTyp);
}

double
luminosity::foerster(double x)
{
    // if turns=0 (EBeam=180 MeV) return 0
    return ( turns ? (x * 100.0 / turns) : 0);
}

double
luminosity::lumi(int exptyp)
{
    ...
    resultA1 = foerster((a_ps_foerster_end - a_ps_foerster_offset
                        + (double) a_ps_foerster_overflow * 0x4000) * PRESCALER_A
                        + a_foerster_offset + a_foerster_end) * 1E-9;
    resultA2 = foerster(a_foerster_sum_end) * 1E-9;
    ...
    resultA = ( resultA1 > resultA2 ? resultA1 : resultA2 );
    ...
}
```

⁴in der Regel ist dies Spektrometer A

```

switch (exptyp) {
case SINGLE_A : return resultA;
...
case DOUBLE_AB : return ((resultA + resultB) / 2.0);
...
case TRIPLE_ABC: return ((resultA + resultB + resultC) / 3.0);
...
}
}

```

In der privaten⁵ Methode `lumi(int exptyp)` werden die eigentlichen Berechnungen durchgeführt. Dort wird zunächst für jedes Spektrometer ein Resultat für die Werte der Prescaler und der aufsummierten normalen Scaler ausgerechnet. Die Resultate werden noch mit der privaten Methode `foerster(double x)` um die Anzahl der Umläufe im dritten Mikrotron des Beschleunigers korrigiert⁶.

Das größere der beiden Resultate wird dann weiter verwendet. Dies wird in der Regel der Wert der Prescaler sein. Allerdings wird bei kleinen Strahlenergien und kleinen Strahlströmen die Zählrate der Förster-Sonde so klein, daß durch den Unterzungsfaktor die Prescaler nur ein paar mal erhöht werden. Der daraus berechnete Wert ist dann wesentlich ungenauer als die Summe aus den normalen Scaler-Werten.

Bei Koinzidenzmessungen wird dann das Endresultat durch Mittelung der Resultate der verschiedenen Spektrometer ermittelt. Die Methode `getIntegrated()` erhält diesen Wert, der dort mit dem konstanten Faktor `MatFactor`, in dem die Targeteigenschaften enthalten sind, multipliziert wird. Das so gewonnene Ergebnis ist die integrierte Luminosität in der Einheit μbarn^{-1} .

D.3.2 Bestimmung der Totzeit

Die Zeitspanne, während der die Meßapparatur nicht in der Lage ist, Ereignisse zu registrieren, wird als Totzeit der Messung bezeichnet. Dazu zählen Totzeiten der Detektoren selbst, Konversions- und Signallaufzeiten in der Auslese-Elektronik, sowie die Zeit, die das Datenerfassungssystem zum Auslesen der Elektronik benötigt. Im Falle der Drei-Spektrometer-Anlage spielen die Detektortotzeiten keine Rolle, da die Einzelzählraten in den Detektoren relativ niedrig sind. Dominiert wird die Totzeit durch die Konversions- und Auslesezeiten der Elektronik.

Die genaue Kenntnis der Totzeit ist erforderlich, da die Messung der Gesamtladung der einfallenden Elektronen (die Luminosität) nicht von der Totzeit der Drei-Spektrometer-Anlage beeinflußt wird. Die gemessene Luminosität muß also um die

⁵privat im Sinne der objektorientierten Programmierung: Eine private Methode einer Klasse ist nur innerhalb dieser Klasse sichtbar und kann auch nur von Methoden dieser Klasse verwendet werden.

⁶Hinter dieser Korrektur steht die Tatsache, daß die Förster-Sonde in der Beschleunigungsachse des dritten Mikrotrons montiert ist. Dies hat zur Folge, daß jedes Elektron, das am Target ankommt, in der Förster-Sonde nicht einmal, sondern n -mal ein Signal erzeugt hat, wobei n die Anzahl der Umläufe im Mikrotron ist.

Totzeit korrigiert werden, da während der Datenauslese die Luminosität erhöht wird, obwohl die Datenerfassung nicht in der Lage ist, Ereignisse, die in dieser Zeit stattfinden, zu registrieren.

Zur Bestimmung der Totzeit wird auf jedem Spektrometer die Laufzeit der Messung („Runtime“) und die Aktivzeit („Realtime“), in der die Datenerfassung ein Ereignis registrieren kann, durch das Zählen der Pulse eines Oszillators gemessen. Dafür stehen, analog zur Messung der Förster-Sonden-Werte, Prescaler und normale Scaler zur Verfügung. Da durch den Untersetzungsfaktor der Prescaler dort die Zeit in Sekunden gemessen wird, ist bei den üblichen Meßzeiten ein Überlauf dieser Prescaler auszuschließen.

Für Einarm-Ereignisse ist die Totzeit gerade die Differenz aus Run- und Realtime. Bei Koinzidenzmessungen wird die Berechnung, wie schon bei der Luminosität, komplizierter. Im folgenden Quelltextauszug wird dies an einigen Beispielen verdeutlicht:

```
double
luminosity::getDeadtime()
{
    return dead(ExpTyp);
}

double
luminosity::dead(int exptyp)
{
    ...
    realtimeA = ((a_ps_realtime_end - a_ps_realtime_offset) * PSTIME_A
        + a_realtime_offset + a_realtime_end) / 1000.0;
    runtimeA = ((a_ps_runtime_end - a_ps_runtime_offset) * PSTIME_A
        + a_runtime_offset + a_runtime_end) / 1000.0;
    ...
    switch (exptyp) {
    case SINGLE_A:
        deadtime = (a_deadtime ? a_deadtime : (runtimeA - realtimeA));
        runtime = runtimeA;
        break;
    ...
    case DOUBLE_AB:
        deadtime = a_deadtime + b_deadtime - ab_deadtime;
        runtime = (runtimeA + runtimeB) / 2.0;
        break;
    ...
    case TRIPLE_ABC:
        deadtime = a_deadtime + b_deadtime + c_deadtime
            - ab_deadtime - ac_deadtime - bc_deadtime + abc_deadtime;
        runtime = (runtimeA + runtimeB + runtimeC) / 3.0;
        break;
    ...
    }

    return (100.0 * deadtime / runtime);
}
```

Zunächst werden die Run- und Realltime auf jedem Spektrometer aus den Werten der Prescaler berechnet. Diese Werte werden wieder mit den Werten der normalen Scaler korrigiert, um die Differenz zum ersten und letzten Prescaler-Ereignis auf Spektrometer A zu berücksichtigen.

Zur Bestimmung der Totzeit stehen im Master-Modul der Eventbuilder-Hardware sieben 24-Bit Zähler für die verschiedenen Ereignistypen⁷ zur Verfügung. Für Einarm-Ereignisse sind die Werte der Single-Zähler gerade identisch mit der jeweiligen Differenz aus Run- und Realltime. Diese Differenz wird bei Single-Messungen als Totzeit genommen, falls die Informationen des Master-Moduls nicht zur Verfügung stehen. Ansonsten werden nur die Werte der Totzeitähler zur Berechnung der Totzeit benutzt.

Da bei Koinzidenzmessungen mehrere Spektrometer gleichzeitig blockiert sind, werden die Werte der Koinzidenztotzeitähler benötigt, um die Totzeit für eine solche Messung zu berechnen. So kann beispielsweise die Koinzidenztotzeit für eine Messung mit Spektrometer A und B nach folgender Formel berechnet werden:

$$t_{tot} = t_{deadA} + t_{deadB} - t_{deadAB} . \quad (D.5)$$

Die Totzeitähler zählen die Zeit, in der die zugehörigen Spektrometer blockiert sind. Dadurch sind z.B. in der Zeit t_{deadA} alle Totzeiten enthalten, die durch Ereignistypen erzeugt werden, bei denen Spektrometer A beteiligt ist. Bei der Summation von t_{deadA} und t_{deadB} taucht dann der Totzeitanteil t_{deadAB} , der aus AB-Ereignissen herrührt, in der Bilanz doppelt auf. Um die korrekte Totzeit zu erhalten, muß dieser Wert einmal wieder abgezogen werden.

Die Berechnungen für die Spektrometerkombinationen AC und BC sehen analog zu Gleichung (D.5) aus. Das Berechnungsprinzip bleibt auch für die Bestimmung der Dreifach-Koinzidenztotzeit das gleiche. Die entsprechende Formel lautet dann:

$$\begin{aligned} t_{tot} = & t_{deadA} + t_{deadB} + t_{deadC} \\ & - t_{deadAB} - t_{deadAC} - t_{deadBC} + t_{deadABC} . \end{aligned} \quad (D.6)$$

Auch hier muß die Bilanz aus der Summe von t_{deadA} , t_{deadB} und t_{deadC} korrigiert werden. Beim Abzug der Totzeitanteile der Zweifach-Koinzidenz-Ereignisse geht dann allerdings der Anteil der Dreifach-Koinzidenz verloren. Dieser Anteil $t_{deadABC}$ wird abschließend wieder dazugerechnet.

Die Methode `getDeadtime()` bzw. die private Methode `dead(int exptyp)` liefert als Ergebnis die Totzeit in Prozent, anteilig zur Laufzeit der Messung. Diese Laufzeit wird bei der Angabe der Totzeit von Koinzidenzmessungen durch Mittelung der Laufzeiten der an der Koinzidenz beteiligten Spektrometer gewonnen.

⁷A, B, C, AB, AC, BC, ABC

Abbildungsverzeichnis

1.1	Die Besetzungszahlen der Schalen verschiedener Kerne	2
2.1	Die Kinematik der exklusiven $(e, e'pp)$ -Reaktion	7
2.2	Reaktionsmechanismen der $(e, e'pp)$ -Reaktion	13
2.3	Proton-Proton Winkel-Korrelationsfunktion der Reaktion $^{12}\text{C}(e, e'pp)$.	18
2.4	Die super-parallele Kinematik der $(e, e'pp)$ -Reaktion.	19
3.1	Lageplan des Beschleunigers	22
3.2	Die Drei-Spektrometer-Anlage	23
3.3	Die Spektrometerdetektoren	25
3.4	Schematische Darstellung des Wassertargetaufbaus	28
3.5	Die Targetzelle	29
3.6	Das Datenerfassungssystem	31
3.7	Die zentrale Koinzidenzlogik	32
4.1	Schematischer Aufbau einer planaren Drahtkammer	36
4.2	Funktionsweise einer vertikalen Driftkammer	37
4.3	Aufsicht auf eine vertikale Doppeldriftkammer	39
4.4	Montage der Vorverstärkerkarten an den Draht-Trägerrahmen	41
4.5	Abweichung der gemessenen Drahtposition von der Sollposition	42
4.6	Die Halterungen des Spurdetektors	44
4.7	Erste Rohspektren der Fokalebenekoordinaten von Spektrometer C .	47
4.8	Auflösungsvermögen des Spurdetektors von Spektrometer C	47
4.9	Einzeldraht-Ansprechwahrscheinlichkeit der Driftkammern	48
5.1	Die Akzeptanzverteilungen der Kinematiken im fehlenden Impuls.	53
5.2	Absolute Eichung der Flächendichte des Wassertargets	55
5.3	„Zeitliche“ Entwicklung der mittleren Flächendichte	57
5.4	Der Untergrund aus den Targetwänden	59
5.5	Rohzeitspektrum	60
5.6	Die Koinzidenzzeitauflösungen	61
5.7	Dreidimensionale Darstellung der Koinzidenzzeiten	62
5.8	Die Methode der Untergrundsubtraktion	64
5.9	Kontrolle der Untergrundsubtraktion	65
5.10	Anregungsenergiespektrum der Simulation des Grundzustandes.	66
5.11	Die Akzeptanz im fehlenden Impuls bei Simulation und Zufälligen	67
5.12	Die simulierten Akzeptanzverteilungen in der Anregungsenergie	68
6.1	Anregungsenergiespektrum der Kinematik #1 ($\langle p_m \rangle \approx 0$ MeV/c)	75
6.2	Anregungsenergiespektrum der Kinematik #3 ($\langle p_m \rangle \approx 125$ MeV/c)	76
6.3	Anregungsenergiespektrum der Kinematik #4 ($\langle p_m \rangle \approx 225$ MeV/c)	77

6.4	Die simulierte Akzeptanzverteilung in der (p_m, ω) -Ebene	79
6.5	Der Wirkungsquerschnitt für den Übergang zum Grundzustand in der (p_m, ω) -Ebene	80
6.6	Fehlende Impulsverteilung der Reaktion $^{16}\text{O}(e, e'pp)$ zum Grundzustand von ^{14}C	82
6.7	Fehlende Impulsverteilung für den Übergang zum Grundzustand im Vergleich zu unterschiedlichen Parametrisierungen der unfaktorierten Rechnungen	84
6.8	Fehlende Impulsverteilung für den Übergang zum 1^+ Zustand bei $E_x = 11.31$ MeV in ^{14}C	85
6.9	Fehlende Impulsverteilung für den Übergang zum 2_1^+ Zustand	87
6.10	Fehlende Impulsverteilung für die Übergänge zu den beiden 2_1^+ Zuständen getrennt voneinander.	89
6.11	Fehlende Impulsverteilung für den Übergang zum 2_1^+ Zustand im Vergleich zu Rechnungen, die eine Beimischung der $1d_{5/2}$ Schale in die Zweiloch-Konfiguration einbeziehen	91
6.12	Fehlende Impulsverteilung für den Übergang zum zweiten 0^+ Zustand bei $E_x = 9.75$ MeV in ^{14}C	92
6.13	Neunfach differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion der Anregungsenergie E_x (Ergebnisse der Messungen am NIKHEF)	94
6.14	Achtfach differentielle Wirkungsquerschnitte, integriert über drei aufeinanderfolgende Bereiche der Anregungsenergie E_x (Ergebnisse der Messungen am NIKHEF)	95
B.1	Konstruktionszeichnung der Driftkammer	116
B.2	Aufbauschema des Gassystems	118
C.1	Schematische Darstellung einer Teilchenbahn durch den Spurdetektor	121
D.1	Die Programmstruktur von Cola++	125
D.2	Die grafische Benutzeroberfläche von Cola++	129

Tabellenverzeichnis

2.1	Zusammenhang der Paardrehimpulse mit dem Gesamtdrehimpuls . . .	11
2.2	Berechnete Anregungsenergien von ^{14}C	12
3.1	Eigenschaften der drei Magnetspektrometer	24
4.1	Auflösung des Spurdetektors von Spektrometer C über der gesamten Fokalebene	46
5.1	Die zentrale Elektronenkinematik der Messungen	51
5.2	Die zentralen Hadronkinematiken der Messungen	52
5.3	Die Koinzidenzzeitauflösungen	61
5.4	Der mittlere Untergrundanteil aus Strahlungsschwänzen	71
5.5	Beiträge zum systematischen Fehler des Wirkungsquerschnittes	72
6.1	Wirkungsquerschnitte für den Übergang zum 0^+ Grundzustand in ^{14}C	83
6.2	Wirkungsquerschnitte für den Übergang zum 1^+ Zustand bei $E_x =$ 11.31 MeV in ^{14}C	86
6.3	Wirkungsquerschnitte für die Summe der Übergänge zu den beiden 2^+ Zuständen bei $E_x = 7.01$ MeV und $E_x = 8.32$ MeV in ^{14}C	88
6.4	Wirkungsquerschnitte für die Übergänge zu den beiden 2^+ Zuständen bei $E_x = 7.01$ MeV und $E_x = 8.32$ MeV in ^{14}C getrennt voneinander .	90
6.5	Wirkungsquerschnitte für den Übergang zum zweiten 0^+ Zustand bei $E_x = 9.75$ MeV in ^{14}C	93
7.1	Liste der Elektronenkinematiken für eine L/T-Separation	98
A.1	Strahlzeitchronik des $^3\text{He}(e, e'pp)n$ -Experiments	103
A.2	Strahlzeitchronik des $^{16}\text{O}(e, e'pp)^{14}\text{C}$ -Experiments	103
C.1	Zusammenhang von Target- und Fokalebenekoordinaten	122

Literaturverzeichnis

- [Ajz91] F. Ajzenberg-Selove:
Energy levels of light nuclei $A = 13 - 15$;
Nucl. Phys. **A523** (1991) 1.
- [All68] H. Alleyn, J.J. Guezennec und G. Muratori:
Drahtstreckmaschine für Funkenkammern;
Technischer Bericht 68-34, CERN, Nuclear Physics Division, 1968.
- [Ann98] J.R.M. Annand et al.:
First Study of the $^{16}\text{O}(e, e'pn)^{14}\text{N}$ Reaction;
MAMI Proposal Nr. A1/5-98 (1998).
- [Ari96] F. Arias de Saavedra, G. Co', A. Fabrocini und S. Fantoni:
Model calculations of doubly closed shell nuclei in CBF theory. III. *jj*
coupling and isospin dependence;
Nucl. Phys. **A605** (1996) 359.
- [Ben89] O. Benhar, A. Fabrocini und S. Fantoni:
The nucleon spectral function in nuclear matter;
Nucl. Phys. **A505** (1989) 267.
- [Ben93] O. Benhar, V.R. Pandharipande und S.C. Pieper:
Electron-scattering studies of correlations in nuclei;
Rev. Mod. Phys. **65** (1993) 817.
- [Bet34] H.A. Bethe und W. Heitler;
Proc. Roy. Soc. (London) **A146** (1934) 83.
- [Bet56] H.A. Bethe:
Nuclear Many-Body Problems;
Phys. Rev. **103** (1956) 1353.
- [Blo95] K.I. Blomqvist et al.:
High-momentum components in $1p$ orbitals of ^{16}O ;
Phys. Lett. **B344** (1995) 85.
- [Bl98a] K.I. Blomqvist et al.:
The three-spectrometer facility at the Mainz microtron MAMI;
Nucl. Inst. Meth. **A403** (1998) 263.
- [Bl98b] K.I. Blomqvist et al.:
Investigation of short-range nucleon-nucleon correlations using the reac-
tion $^{12}\text{C}(e, e'pp)$ in close to 4π geometry;
Phys. Lett. **B421** (1998) 71.
- [Blu93] W. Blum und L. Rolandi:
Particle Detection with Drift Chambers;
Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1993.

- [Bob94] I. Bobeldijk et al.:
High-Momentum Protons in ^{208}Pb ;
Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 2684.
- [Bob95] I. Bobeldijk et al.:
Search for nucleon-nucleon correlations in the proton spectral function of ^{208}Pb ;
Phys. Lett. **B353** (1995) 32.
- [Bof96] S. Boffi, C. Giusti, F.D. Pacati und M. Radici:
Electromagnetic Response of Atomic Nuclei;
Clarendon Press, Oxford, 1996.
- [Boh92] M. Bohn:
Analyse kernphysikalischer Experimente auf Parallelrechnern (Transputern);
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1992.
- [Böh99] R. Böhm;
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, in Vorbereitung.
- [Bro66] G.E. Brown und A.M. Green:
Even parity states of ^{16}O and ^{17}O ;
Nucl. Phys. **75** (1966) 401.
- [Bru54] K.A. Brueckner, C.A. Levinson und H.M. Mahmoud:
Two-Body Forces and Nuclear Saturation. I. Central Forces;
Phys. Rev. **95** (1954) 217.
- [Cla95] N. Clawiter:
Das TDC-2001 System des A1-Experiments: Aufbau und erste Testmessungen;
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1995.
- [Coh70] S. Cohen und D. Kurath:
Two-nucleon transfer in the $1p$ shell;
Nucl. Phys. **A141** (1970) 145.
- [Cola] Cola++-Online-Dokumentation:
„<http://wwwa1.kph.uni-mainz.de/A1/trigger/doc/Onlineanalyse.html>“
- [Cra69] H. Crannell:
The correction of scattered-electron spectra for radiative effects;
Nucl. Instr. Meth. **71** (1969) 208.
- [Dis90] M.O. Distler:
Aufbau und Test einer vertikalen Driftkammer;
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1990.
- [Dis96] M.O. Distler:
Elektroproduktion von neutralen Pionen am Wasserstoff an der Schwelle;
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1996.

- [Dre74] B. Dreher et al.:
The determination of the nuclear ground state and transition charge density from measured electron scattering data;
Nucl. Phys. **A235** (1974) 219.
- [Fan87] S. Fantoni und V.R. Pandharipande:
Correlated basis theory of nuclear matter response functions;
Nucl. Phys. **A473** (1987) 234.
- [Fer49] E. Fermi:
Nuclear Physics;
The University of Chicago Press, 1949, 111.
- [Fle71] D.G. Fleming, J.C. Hardy und J. Cerny:
Spin dependence in the reactions $^{16}\text{O}(p,t)^{14}\text{O}$ und $^{16}\text{O}(p,^3\text{He})^{14}\text{N}$;
Nucl. Phys. **A162** (1971) 225.
- [Fri75] J. Friedrich:
Radiation tail and radiative corrections for elastic electron scattering;
Nucl. Inst. Meth. **129** (1975) 505.
- [Gea94] C.C. Gearhart:
Self-Consistently Dressed Nucleons and Nuclear Wave Functions;
Dissertation, Washington University, 1994, und
W.H. Dickhoff: private Mitteilung.
- [Gei94] R. Geiges und K. Merle:
A High Resolution TDC Subsystem;
Transactions on Nuclear Science **Vol 41**, No. 1, 1994.
- [Ge96a] W.J.W. Geurts, K. Allaart, W.H. Dickhoff und H. Mütter:
Spectroscopic factors for nucleon knock-out from ^{16}O at small missing energy;
Phys. Rev. **C53** (1996) 2207.
- [Ge96b] W.J.W. Geurts, K. Allaart, W.H. Dickhoff und H. Mütter:
Two-nucleon spectral function of ^{16}O at high momenta;
Phys. Rev. **C54** (1996) 1144.
- [Giu91] C. Giusti und F.D. Pacati:
Two-proton emission induced by electron scattering;
Nucl. Phys. **A535** (1991) 573.
- [Giu92] C. Giusti, F.D. Pacati und M. Radici:
Two-proton emission induced by real and virtual photons;
Nucl. Phys. **A546** (1992) 607.
- [Giu95] C. Giusti und F.D. Pacati:
Charge exchange in final-state interactions of $(e, e'pp)$ reactions;
Nucl. Phys. **A585** (1995) 618.

- [Giu97] C. Giusti und F.D. Pacati:
Exclusive $(e, e'pp)$ knockout reactions;
Nucl. Phys. **A615** (1997) 373.
- [Gi98a] C. Giusti et al.:
Selectivity of the $^{16}\text{O}(e, e'pp)$ reaction to discrete final states;
Phys. Rev. **C57** (1998) 1691.
- [Gi98b] C. Giusti: private Mitteilung, 1998.
- [Gra96] P. Grabmayr et al.:
Excitation functions for the two-nucleon photoabsorption in ^6Li ;
Phys. Lett. **B370** (1996) 17.
- [Gra97] P. Grabmayr;
Interner Bericht IR97/5, Physikalisches Institut, Universität Tübingen,
1997.
- [Gra98] P. Grabmayr et al.:
A high-resolution, large acceptance scintillation time-of-flight spectrometer;
Nucl. Instr. Meth. **A402** (1998) 85.
- [Gol57] J. Goldstone:
Derivation of the Brueckner many-body theory;
Proc. Roy. Soc. (London) **A239** (1957) 267.
- [Got58] K. Gottfried:
On the determination of the nuclear pair correlation function from the
high energy photo-effect;
Nucl. Phys. **5** (1958) 557.
- [Har98] P.D. Harty et al.:
Investigation of multiparticle final states in ^{12}C photoreactions;
Phys. Rev. **C57** (1998) 123.
- [Hax90] W.C. Haxton und C. Johnson:
Weak-Interaction Rates in ^{16}O ;
Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 1325.
- [Hei93] F. Heinemann:
Optimierung einer vertikalen Driftkammer;
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1993.
- [Jah92] Jahresbericht 1990/91;
Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1992.
- [Jah94] Jahresbericht 1992/93;
Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1994.
- [Jah96] Jahresbericht 1994/95;
Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1996.

- [Jah98] Jahresbericht 1996/97;
Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1998.
- [Kah93] M. Kahrau:
Aufbau der vertikalen Driftkammern des Spektrometers C an MAMI;
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1993.
- [Kas71] G. Kaschl et al.:
The $^{15}\text{N}(d, \tau)^{14}\text{C}$ reaction and high-lying $T = 1$ states in mass-14 nuclei:
A determination of $1p_{\frac{1}{2}}^{12}$ and $1p_{\frac{1}{2}}^1 1p_{\frac{3}{2}}^3$ diagonal matrix elements;
Nucl. Phys. **A178** (1971) 275.
- [Ke95a] L.J.H.M. Kester et al.:
Two-nucleon knock-out investigated with the semi-exclusive $^{12}\text{C}(e, e'p)$
reaction;
Phys. Lett. **B344** (1995) 79.
- [Ke95b] L.J.H.M. Kester et al.:
Short-Range Nucleon-Nucleon Correlations Investigated with the Reaction
 $^{12}\text{C}(e, e'pp)$;
Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 1712.
- [Kor94] M. Korn:
Entwicklung des Bahnrückverfolgungsverfahrens für die Drei-Spektrometer-Anlage und experimentelle Bestimmung der Abbildungseigenschaften der Spektrometer A und B mit elastischer Elektronenstreuung;
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1994.
- [Kra95] H. Kramer:
Grundlagen für das Steuerungs- und Überwachungssystem der Drei-Spektrometer-Anlage am Elektronenbeschleuniger MAMI;
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1995.
- [Kry96] K.W. Krygier:
Konzeption und Realisierung eines Datenerfassungssystems für die Experimente am Mainzer Mikrotron und Inbetriebnahme für Koinzidenzexperimente mit virtuellen Photonen an der Drei-Spektrometer-Anlage;
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1996.
- [Kun96] V. Kunde:
Aufbau des Experimentsteuerungssystems der Dreispektrometeranlage und Messung von $^{12}\text{C}(e, e'x)$ mit der BGO-Kristallkugel;
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1996.
- [Lag91] J.M. Laget:
Electrodisintegration of Few-nucleon Systems;
in „Modern Topics in Electron Scattering“, eds. B. Frois und I. Sick,
World Scientific (1991) 290.

- [Lah82] G. Lahm:
Bestimmung der Monopol- und Quadrupolladungsdichte für den Grundzustand und der Übergangstromdichte für den ersten angeregten Zustand in ^{14}N ;
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1982.
- [Lam96] Th. Lamparter et al.:
On photonuclear reaction mechanisms at intermediate energies;
Z. Phys. **A355** (1996) 1.
- [Lan44] L. Landau;
Journ. of Phys. USSR **8** (1944) 201.
- [Lan62] A.M. Lane:
Isobaric spin dependence of the optical potential and quasi-elastic (p, n) reactions;
Nucl. Phys. **35** (1962) 676.
- [Lap93] L. Lapikás:
Quasi-Elastic Electron Scattering off Nuclei;
Nucl. Phys. **A553** (1993) 297c.
- [Leu94] M. Leuschner et al.:
Quasielastic proton knockout from ^{16}O ;
Phys. Rev. **C49** (1994) 955.
- [Lie99] A. Liesenfeld;
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, in Vorbereitung.
- [Mac98] I.J.D. MacGregor et al.:
Mechanisms in the $^{12}\text{C}(\gamma, pn)$ and (γ, pp) Reactions;
Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 245.
- [Mah91] C. Mahanx und R. Sartor:
Single-particle motion in nuclei;
Adv. Nucl. Phys. **20** (1991) 61.
- [Mau93] R.W. Maurer:
Drahtpositionsmessung für vertikale Driftkammern der Drei-Spektrometeranlage;
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1993.
- [MoT69] L.W. Mo und Y.S. Tsai:
Radiative Corrections to Elastic and Inelastic ep and μp Scattering;
Rev. Mod. Phys. **41** (1969) 205.
- [Müt94] H. Mütter und W.H. Dickhoff:
Single-particle spectral function of ^{16}O ;
Phys. Rev. **C49** (1994) R17.

- [Nad81] A. Nadasen et al.:
Elastic scattering of 80 - 180 MeV protons and the proton-nucleus optical potential;
Phys. Rev. **C23** (1981) 1023.
- [Ohm56] T. Ohmura M. Morita und M. Yamada:
Effect of Hard Core on the Binding Energies of H^3 and He^3 , I;
Prog. Theor. Phys. **15** (1956) 222.
- [Off88] E.A.J.M. Offermann:
Dispersion effects in elastic electron scattering from ^{12}C ;
Dissertation, Vrije Universiteit Amsterdam, 1988.
- [Ond97] C.J.G. Onderwater et al.:
Dominance of 1S_0 Proton-Pair Emission in the $^{16}O(e, e'pp)$ Reaction;
Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 4893.
- [Ond98] C.J.G. Onderwater et al.:
Signatures for Short-Range Correlations in ^{16}O Observed in the Reaction $^{16}O(e, e'pp)^{14}C$;
Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 2213.
- [Pie92] S.C. Pieper, R.B. Wiringa und V.R. Pandharipande:
Variational calculation of the ground state of ^{16}O ;
Phys. Rev. **C46** (1992) 1741.
- [Pol97] A. Polls et al.:
High-momentum proton removal from ^{16}O and the $(e, e'p)$ cross section;
Phys. Rev. **C55** (1997) 810.
- [Pos99] T. Pospischil;
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, in Vorbereitung.
- [Pre94] W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling und B.P. Flannery:
Numerical Recipes in C, Second Edition;
Cambridge University Press, 1994.
- [Qui88] E.N.M. Quint:
Limitations of the Mean-Field Description for Nuclei in the Pb-Region, Observed with the $(e, e'p)$ Reaction;
Dissertation, Vrije Universiteit Amsterdam, 1988.
- [Ram89] A. Ramos, A. Polls und W.H. Dickhoff:
Single-particle properties and short-range correlations in nuclear matter;
Nucl. Phys. **A503** (1989) 1.
- [Ras76] N. Rasmussen:
Elektronische Ausrüstung für Drahtstreckmaschinen;
Technischer Bericht 76-15, CERN, Experimental Physics Division, 1976.

- [Reu81] W. Reuter:
Absolutbestimmung des ^{12}C - und Proton-Wirkungsquerschnitts für elastische Elektronenstreuung;
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1981.
- [Ric94] A.W. Richter:
Trennung des longitudinalen, transversalen und longitudinal-transversal interferierenden Anteils des Wirkungsquerschnitts der Reaktion $\text{H}(e, e'\pi^+)$ in der Nähe der Pionschwelle;
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1994.
- [Ryc92] J. Ryckebusch, L. Machenil, M. Vanderhaeghen und M. Waroquier:
Do proton-neutron pairs behave like quasideuterons in the photoabsorption process?;
Phys. Lett. **B291** (1992) 213.
- [Ryc95] J. Ryckebusch, M. Vanderhaeghen, K. Heyde und M. Waroquier:
Short-range correlations in $(e, e'p)$ and $(e, e'pp)$ reactions on complex nuclei;
Phys. Lett. **B350** (1995) 1.
- [Ryc96] J. Ryckebusch:
Photoinduced two-proton knockout and ground-state correlations in nuclei;
Phys. Lett. **B383** (1996) 1.
- [Ryc97] J. Ryckebusch et al.:
Electroinduced two-proton knockout and correlations in nuclei;
Nucl. Phys. **A624** (1997) 581.
- [Ry98a] J. Ryckebusch, W. Van Nespren und D. Debruyne:
Polarization observables in electronuclear two-nucleon knockout;
Phys. Lett. **B441** (1998) 1.
- [Ry98b] J. Ryckebusch: private Mitteilung, 1998.
- [Sau95] P. Sauer:
Entwicklung, Aufbau und Inbetriebnahme der vertikalen Driftkammern der Drei-Spektrometer-Anlage am Mainzer Mikrotron MAMI und Studium der Reaktion $^{12}\text{C}(e, e'p)^{11}\text{B}$ für mittlere und hohe Nukleonenimpulse im Kern;
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1995.
- [Sch49] J. Schwinger:
Quantum Electrodynamics. III. The Electromagnetic Properties of the Electron — Radiative Corrections to Scattering;
Phys. Rev. **76** (1949) 790.
- [Sic70] I. Sick und J.S. McCarthy:
Elastic electron scattering from ^{12}C and ^{16}O ;
Nucl. Phys. **A150** (1970) 631.

- [Tsa61] Y.S. Tsai:
Radiative Corrections to Electron-Proton Scattering;
Phys. Rev. **122** (1961) 1898.
- [Van94] M. Vanderhaeghen, L. Machenil, J. Ryckebusch und M. Waroquier:
On meson-exchange and Δ -isobar currents in the two-nucleon photoab-
sorption mechanism;
Nucl. Phys. **A580** (1994) 551.
- [Voe82] N. Voegler und J. Friedrich:
A background-free oxygen target for electron scattering measurements
with high beam currents;
Nucl. Inst. Meth. **198** (1982) 293.
- [Von93] B.E. Vonderfecht, W.H. Dickhoff, A. Polls und A. Ramos:
Influence of tensor and short-range correlations on nucleon properties in
the nuclear medium;
Nucl. Phys. **A555** (1993) 1.
- [Vri87] H. de Vries, C.W. de Jager und C. de Vries:
Nuclear charge-density-distribution parameters from elastic electron scat-
tering;
Atom. D. and Nucl. D. Tab. **36** (1987) 495.
- [Wei76] R.B. Weismiller et al.:
Spectroscopic utility of the two-proton pickup (${}^6\text{Li}, {}^8\text{B}$) reaction;
Phys. Rev. **C13** (1976) 1330.
- [Wei92] K. Weindel, W. Husmann und K. Merle:
Ein Vielkanal-Zeit-Meßsystem hoher Auflösung;
Jahresbericht 1990/91, S. 205ff, Institut für Kernphysik, Universität
Mainz, 1992.
- [Wil96] P. Wilhelm, J.A. Niskanen und H. Arenhövel:
Signatures from polarization observables for photon absorption on a 1S_0
proton pair;
Nucl. Phys. **A597** (1996) 613.
- [Wil97] P. Wilhelm, H. Arenhövel, C. Giusti und F.D. Pacati:
Treatment of the Δ current in electromagnetic two-nucleon knockout re-
actions;
Z. Phys. **A359** (1997) 467.
- [Zon95] A. Zondervan et al.:
The ${}^{12}\text{C}(e, e'p)$ and ${}^{12}\text{C}(e, e'pp)$ reactions in the Δ -resonance region;
Nucl. Phys. **A587** (1995) 697.

Lebenslauf

Name: Marco Kahrau

Geburtsdatum: 20.01.1968
Geburtsort: Wiesbaden
Staatsangehörigkeit: deutsch
Familienstand: verheiratet

Anschrift: Simrockstraße 16 A
65187 Wiesbaden

Telefonnummer: 0611 – 843960

Schulbesuch: 1973 - 1977 Diesterwegschule (Grundschule)
Wiesbaden
1977 - 1986 Gymnasium am Mosbacher Berg
Wiesbaden

Schulabschluß : 02.06.1986 Abitur

Wehrdienst: 1986 - 1987 Stabsdienstsoldat in Diez/Lahn

Studium: 1987 - 1993 Studium der Physik an der
Johannes Gutenberg-Universität Mainz
25.10.1989 Diplom-Vorprüfung
16.07.1993 Diplom-Hauptprüfung
seit 08.1993 Promotionsstudium der Physik an der
Johannes Gutenberg-Universität Mainz

Tätigkeiten
neben dem Studium: 02. - 04.1988/
02. - 04.1989/
01. - 10.1990 Aushilfe Finanzbuchhaltung
Didier Werke AG Wiesbaden
08.1993 - 12.1995 wissenschaftliche Hilfskraft
Institut für Kernphysik der
Johannes Gutenberg-Universität Mainz
01.1996 - 07.1999 wissenschaftlicher Angestellter
Institut für Kernphysik der
Johannes Gutenberg-Universität Mainz
seit 08.1999 System-Analytiker
Start Media Plus GmbH, Frankfurt/M.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich ganz herzlich bei all denen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Der Betrieb der Experimentieranlagen am Institut für Kernphysik der Universität Mainz ist eine Aufgabe, die nur durch die gute Zusammenarbeit und den hohen Einsatz aller Mitarbeiter des Institutes möglich ist. Der Aufbau und die Inbetriebnahme der Dreispektrometer-Anlage, sowie die Durchführungen eines so komplexen Experimentes, wie es das $^{16}\text{O}(e, e'pp)^{14}\text{C}$ -Experiment ist, konnte nur durch die gemeinsame Anstrengung der gesamten A1-Kollaboration gelingen. So gilt mein Dank zunächst allen Mitarbeitern des Instituts, und im Besonderen meinen Kollegen aus der A1-Kollaboration.

Herrn Prof. Dr. Th. Walcher gilt mein Dank für die interessante Themenstellung und sein stetes Interesse am Fortgang der Arbeit.

Bei Herrn Dr. habil. G. Rosner möchte ich mich besonders bedanken für seine fortwährende Betreuung. Die vielen, wenngleich oftmals auch bis in die späten Abendstunden andauernden Diskussionen haben mein Verständnis des Experimentes in allen Belangen deutlich gesteigert und zum Gelingen der Durchführung und der Analyse einen großen Teil beigetragen. Daneben hat er immer Offenheit und Interesse auch für Dinge gezeigt, die neben den fachlichen Fragen lagen.

Die Herren Dr. M. Distler und Dr. P. Sauer haben durch Ihre Erfahrung und Hilfe während des Aufbaus und der Inbetriebnahme des Spurdetektors zum Gelingen dieses Projektes einen großen Beitrag geleistet. In allen technischen Fragen war mir unser Techniker Herr G. Jung stets eine große Hilfe.

Den Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt, der Elektronik- sowie der Beschleunigerwerkstatt sei für die stets prompte und präzise Erledigung aller Aufträge gedankt. Besonders hervorzuheben sind dabei Herr H. Grube für die fruchtbare Zusammenarbeit bei der Reparatur und Verbesserung des Wassertargets und Herr Dr. P. Jennewein, der eine große Hilfe bei der Verbesserung der Versorgungssysteme der Driftkammern war.

Für die gute Vorarbeit und angenehme Zusammenarbeit während der Realisierung des Cola++-Projektes danke ich den Herren Dr. M. Distler und Dr. H. Merkel, sowie allen anderen Mitgliedern dieses Projektes. Außerdem hatten sie immer ein offenes Ohr für alle Probleme, die die Analyse betrafen.

Für das angenehme Arbeitsklima im Container bedanke ich mich bei Herrn Dipl. Phys. P. Bartsch. Die vielen Diskussionen, auch über Probleme des täglichen Lebens, haben mich oft weitergebracht, oder zumindest abgelenkt, wenn die Gefahr bestand, daß ich von Problemen überwältigt worden wäre. Dies gilt in gleicher Weise für Herrn Dipl. Phys. T. Pospischil, auch wenn der räumliche Abstand etwas größer war.

Abschließend möchte ich mich bei meinen Eltern bedanken, die meine Entscheidung nie angezweifelt haben und mich stets unterstützten. Für das Verständnis und die Unterstützung meiner Frau Michaela, die gerade während der Strahlzeiten und in der Endphase oftmals hohen Belastungen unterworfen war, möchte ich mich besonders bedanken.