

Nukleon-Nukleon Korrelationen in ^{12}C

Dissertation

zur Erlangung des Grades

„Doktor der Naturwissenschaften“

am Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität
in Mainz

vorgelegt von

Raoul Edelhoff
geboren in Duisburg

Institut für Kernphysik
Johannes Gutenberg-Universität Mainz
Juni 2000

Zusammenfassung

Am Mainzer Mikrotron MAMI wurden Messungen zur Untersuchung von Korrelationen zwischen Nukleonen im Atomkern unternommen. Dazu wurden mit einem hochauflösenden Spektrometer zusammen mit einer 4π BGO-Kristallkugel die hadronischen Endzustände direkt vermessen. Der inklusive Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e')$ wurde im Bereich $\omega \in [30, 480]$ MeV vollständig vermessen. Im Energieübertragungsbereich $\omega \in [170, 280]$ MeV (Dip Region) wurden Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $^{12}\text{C}(e,e'p)$ und $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ gemessen und mit den Rechnungen der kerntheoretischen Gruppen der Universitäten Gent und Valencia verglichen. Die Messungen der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e')$ und $^{12}\text{C}(e,e'p)$ zeigten, daß die Absorption des virtuellen Photons an einem Proton-Neutron-Paar und die Pionproduktion genügen, um die Hauptstärke des Wirkungsquerschnitts in der Dip Region zu beschreiben. Die Messungen der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ wiesen das Herausschlagen zweier Protonen aus den Schalen von ^{12}C nach, und zeigten, daß das korrelierte Protonenpaar im Kern als S-Zustand vorliegt. Es wurden aber auch Hinweise auf Einflüsse der Reaktion des initialen Paares mit dem Restkern erkannt. Die Messungen zeigten weiterhin, daß die höchste Sensitivität für Korrelationsmodelle in der superparallelen Kinematik erreicht wird. Die beste Übereinstimmung mit den Daten lieferte dabei eine Rechnung basierend auf einer G-Matrix Korrelationsfunktion.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Kinematik	4
3. Theoretischer Rahmen	7
3.1. Valencia Modell	9
3.2. Faktorisierte Ansatz für den Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'pp)$	12
4. Die Messung	18
4.1. Kinematiken der Messung	19
4.2. Die Targetregion	20
4.2.1. Die Targets	20
4.2.2. Die Miniorange	22
4.2.3. Entwurf und Simulation der Miniorange	23
4.2.4. Konstruktion	25
4.2.5. Die Vetodetektoren	26
4.3. Spektrometer A	28
4.3.1. VDC A	28
4.3.2. ČerenkovA	31
4.4. Die BGO-Kristallkugel	33
4.4.1. Das Meßprinzip der Kristallkugel	36
4.4.2. BGO-Eichung und Überwachung	39
4.4.3. Detektoreigenschaften, Effizienz und Energierekonstruktion	41
4.4.4. Effizienz für den Protonennachweis	42
4.4.5. Energieverlusttabellen	42
4.5. Datenaufnahme	43
5. Auswertung	45
5.1. Korrektur der Koinzidenzzeit	46
5.2. Luminositätseichung	47
5.2.1. Totzeitkorrektur	47
5.2.2. Bestimmung der Luminosität durch Eichmessungen	48
5.3. Simulationen und Phasenraum	50
5.3.1. Bestimmung der Winkelpositionen und der Raumwinkelakzeptanzen der BGO-Detektoren	50
5.3.2. Phasenraumvolumen und Berechnung der Wirkungsquerschnitte	51
5.3.3. Vergleich mit der Theorie	55
5.4. Strahlungskorrekturen	57
5.4.1. Elastischer Strahlungsschwanz	57
5.4.2. Strahlungskorrektur für $^{12}\text{C}(e,e')$	58
5.4.3. Strahlungskorrektur der semi-inklusiven Wirkungsquerschnitte	60
6. Ergebnisse	63
6.1. Inklusive Messung an ^{12}C	63

6.2. Die Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)$	67
6.3. Die Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'pp)^{10}\text{Be}$	76
7. Zusammenfassung	84
A. Wirkungsquerschnitte in tabellarischer Form	85
A.1. $^{12}\text{C}(e,e'p)$	85
A.2. $^{12}\text{C}(e,e'pp)$	95
B. Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)$	97

1. Einleitung

Der Atomkern ist ein dichtes System stark wechselwirkender Teilchen. In dieser Hinsicht ist es erstaunlich, wie gut viele seiner Eigenschaften mit einem Modell beschrieben werden können, bei dem sich Nukleonen unabhängig voneinander in einem, über ihre eigene Wechselwirkung erzeugten, mittleren Feld (*mean field*) bewegen. In einem Einteilchenschalenmodell (IPSM) auf der Basis eines solchen *mean field*-Ansatzes wechselwirken die Nukleonen des Kerns nicht mehr miteinander, “wissen” also — umgangssprachlich formuliert — nichts mehr voneinander. Ein solches “Wissen” könnte man auch ganz allgemein Korrelation nennen. Schon das Pauli-Prinzip vermittelt ein “Wissen” der Fermionen voneinander und kann als “Fermi-statistische” Korrelation bezeichnet werden. Eine dynamische Korrelation zweier Nukleonen im Kern ist die Bildung eines Nukleonenpaares. So kann zum Beispiel ein Anteil der vorwiegend attraktiven Restwechselwirkung (also jener Teil der Wechselwirkung eines Nukleonensystems, der nicht in einer *mean field* Beschreibung beinhaltet ist) zu einer Energielücke im Anregungs-Spektrum eines Kerns führen, ein Effekt den Cooper-Paaren der Supraleitung, dem klassischen Beispiel einer Paarkorrelation, ähnlich.

In dieser Arbeit wird der kurzreichweitige, stark abstoßende Anteil der Nukleon-Nukleon Wechselwirkung im Kern und dessen Einfluß auf die Kernstruktur, und somit die Ausprägung kurzreichweitiger Korrelationen (*short range correlations*, SRC), untersucht.

In einem IPSM sind alle Orbitale bis maximal zur Fermi-Energie vollständig gefüllt, darüber vollständig leer. Streuungen zwischen zwei Nukleonen im IPSM-Grundzustand eines Kerns führen zu einer Population von Zuständen oberhalb der Fermi-Energie, da die gefüllten Orbitale nicht als Streuzustände zur Verfügung stehen. Tatsächlich können Valenzschalen bis zu 40% entvölkert sein [1]. Eine mögliche Erklärung ist der Einfluß von SRC. Schon allein eine Beschreibung der Kernradien ist ohne eine stark abstoßende NN-Wechselwirkung bei kurzen Distanzen nicht möglich. Ein möglicher Zugang zu den SRC im Kern ist z.B. die Reaktion ${}^A_Z X(\pi^+, \pi^-) {}^A_{Z-2} X$ [2, 3], die aber eine Unterscheidung verschiedener Modellvorhersagen nicht erlaubte. Bei stark wechselwirkenden Sonden erschweren Anfangszustandswechselwirkungen die Definition des Eingangskanals. Zudem wird vorwiegend die Kernoberfläche abgetastet. Als sauberer Zugang zu den SRC erweist sich die Elektronen-Kern-Streuung, da außer Strahlungseffekten keine Modifikation des Anfangszustandes geschieht und das ganze Kernvolumen ausgeleuchtet wird. Ein Indiz für das Auftreten von SRC ist in $A(e, e'p)$ -Experimenten zu finden. Reaktionsstärken jenseits der Schwellen für das Herausschlagen eines Protons aus den Schalen, in der Energiebilanz bei hohen fehlenden Energien (*missing energies*)(z.B. [4]), erfordert eine Erweiterung der Reaktionsmechanismen um die Einflüsse von Mehrkörperströmen. Nach [5, 6] sind Teile der Quasilochstärken hin zu hohen *missing energies* und hohen *missing momenta* verschoben. Die Amplituden der dort abgetasteten Kernwellenfunktionen sind sehr klein und führen zu geringen Reaktionswahrscheinlichkeiten. Eine eindeutige Identifikation von SRC ist damit in ${}^{12}\text{C}(e, e'p)$ -Experimenten nicht zu erwarten, da bei diesen *missing energies* Konkurrenzprozesse wie die Pionproduktion und Mehrnukleonenemission über Mesonenaustauschströme (MEC) oder über die Anregung der

Δ -Resonanz dominieren werden. Auch konkurrieren SRC mit Korrelationen längerer Reichweite über Spin-Spin- oder Tensorwechselwirkungen. Abb. 1 zeigt Diagramme, die zur Zweinukleonemission bei Elektronenstreuexperimenten an Kernen beitragen.

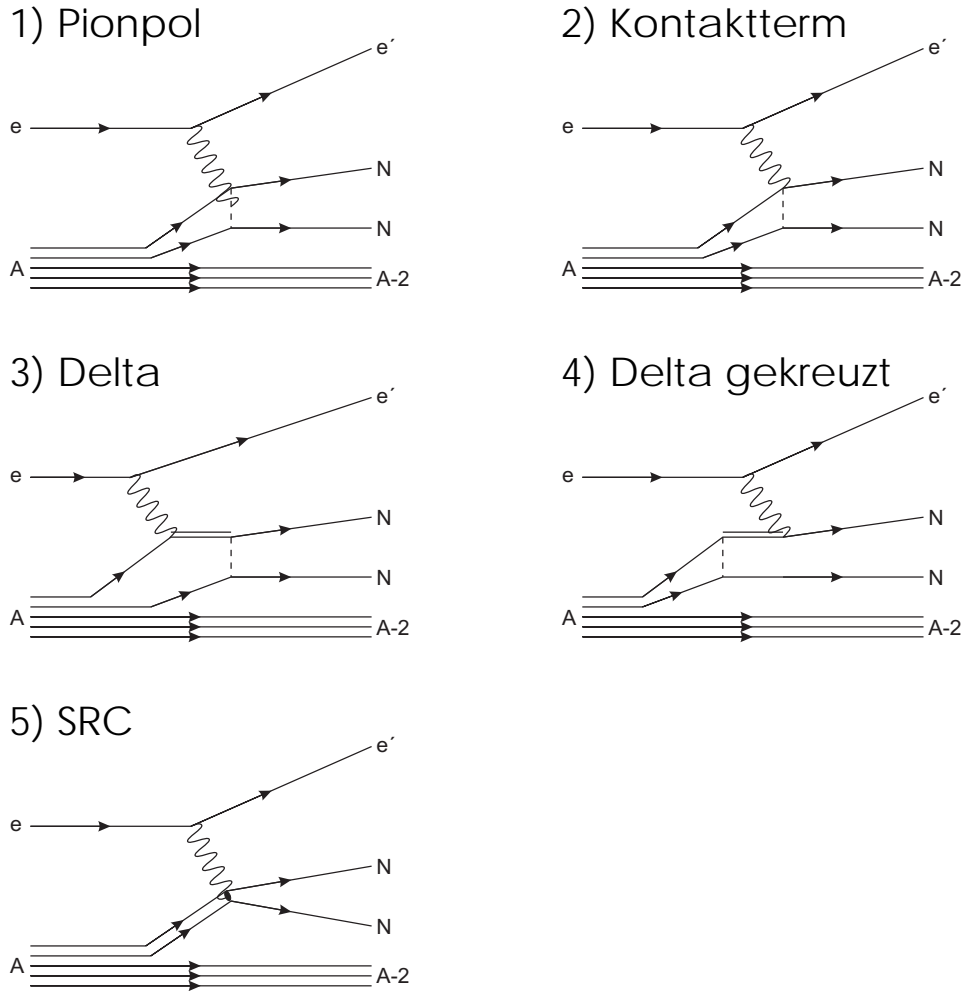


Abbildung 1: Diagramme die zur Zweinukleonemission beitragen.

Um die beteiligten Reaktionsmechanismen in der Elektronen-Kern-Streuung zu entwirren und einen direkteren Zugang zu korrelierten Nukleonpaaren zu bekommen, ist ein Elektronenstreuexperiment, das zwei Protonen im Ausgangskanal direkt nachweist, geeignet. Im pn-Ausgangskanal konkurriert der SRC-Prozeß weiterhin mit Mehrkörperprozessen über die MEC und der Anregung der Deltaresonanz mit dem im Kern möglichen Zerfall über den Kanal $\Delta N \rightarrow NN$. Im pp-Ausgangskanal aber tragen MEC in erster Ordnung nicht bei, da das virtuelle Photon an einen ungeladenen mesonischen Austauschstrom koppeln müsste. Der Kanal $pp \rightarrow \Delta^+ p \rightarrow pp$ ist, unter der Annahme, daß sich das getroffene Protonenpaar ausgänglich in einem

1S_0 -Zustand befindet, unterdrückt. Der pp -Kanal bietet also einen sauberen Zugang zu SRC-Effekten.

Die Reaktionen, die im Rahmen dieser Arbeit am Mainzer Mikrotron MAMI an der Dreispektrometeranlage der A1 Kollaboration [7] untersucht wurden, sind $^{12}\text{C}(e,e')$, $^{12}\text{C}(e,e'p)$ und $^{12}\text{C}(e,e'pp)$. Zur präzisen Definition des ausgetauschten virtuellen Photons wurde das gestreute Elektron in Spektrometer A nachgewiesen. Zunächst ist unklar, welche räumliche Struktur der Wirkungsquerschnitt der Streuung eines Elektrons an einem korrelierten Protonenpaar haben wird. Zudem ist zu erwarten, daß die Wahrscheinlichkeit für einen solchen Prozeß klein ist. So muß ein $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ -Experiment zunächst einen großen Raumwinkel in der Akzeptanz zweier Protonen abdecken, um Detailuntersuchungen zu ermöglichen. Deshalb wurde zum Nachweis der hadronischen Ausgangskanäle die BGO-Kristallkugel von LAMPF [8], einem 30-fach segmentierten Phoswich-Detektor, mit einer geometrischen Abdeckung von fast vollständigem Raumwinkel verwendet. Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e')$ wird bei mittleren Elektronenenergien von den Regionen des quasifreien Herausschlagen eines Nukleons aus dem Kern (QF Region) und der Anregung der Δ -Resonanz dominiert (siehe 6.1). Es wird erwartet, daß SRC besonders in der dazwischen liegenden sogenannten Dip Region eine Rolle spielen. Seit langem gilt, daß der quasifreie Streuprozeß und die quasifreie Erzeugung eines Deltas im Kern zusammen nicht die Stärke der Reaktion in dieser Region beschreiben können. Zudem sollte der Einfluß der Dominanz möglicher Prozesse über das Delta minimiert werden. Deshalb wurden die Prozesse $^{12}\text{C}(e,e'p)$ und $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ in der Dip Region untersucht.

2. Kinematik

Im folgenden werden die kinematischen Variablen, mit denen Elektronenstreuprozesse an Kernen beschrieben werden, erläutert. Wird ein Elektron der Energie E_e unter dem Winkel θ_e gestreut, so stellt es der Reaktion in erster Bornscher Näherung das virtuelle Photon γ^* zur Verfügung. Dieses wird durch seinen Vierervektor $q^\mu = (\omega, \vec{q})$ charakterisiert (siehe Abb. 2), wobei

- $\omega = E_i - E_f$ der Energieübertrag ist, mit den Energien E_i und E_f der ein- und auslaufenden Elektronen, und
- $\vec{q} = \vec{k}_i - \vec{k}_f$ der Impulsübertrag ist, mit den Impulsen \vec{k}_i und \vec{k}_f der ein- und auslaufenden Elektronen.
- Das Negative des Quadrats des Viererimpulsübertrags

$$Q^2 = |\vec{q}|^2 - \omega^2 = -q_\mu q^\mu \quad (1)$$

- und die Polarisations-Parameter des virtuellen Photons

$$\epsilon = \frac{1}{1 + 2 \frac{q^2}{Q^2} \tan^2(\frac{\theta_e}{2})} \quad (2)$$

$$\epsilon_L = \frac{Q^2}{q^2} \epsilon \quad (3)$$

sind weitere charakteristische Größen des Streuprozesses.

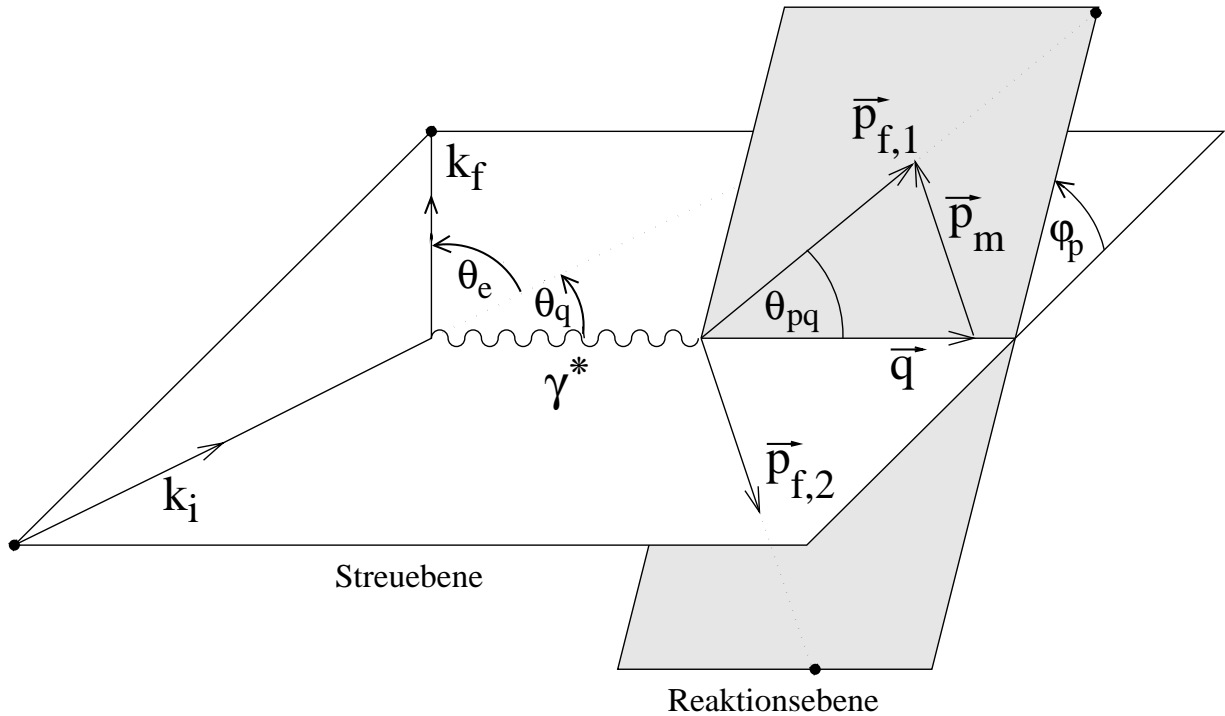


Abbildung 2: Die Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'pp)$

Wird im hadronischen Ausgangskanal ein einzelnes Proton nachgewiesen, so lassen sich folgende charakteristische Größen betrachten (siehe Abb. 3):

- der Winkel zwischen dem auslaufenden Proton und dem Impulsübertrag \vec{q} :

$$\theta_{pq} = \angle(\vec{p}_f, \vec{q}), \quad (4)$$

- *Missing Momentum*:

$$\vec{p}_m = \vec{q} - \vec{p}_f, \quad (5)$$

wobei \vec{p}_f der Impuls des auslaufenden Protons ist. Es gilt:

$$\vec{p}_m = \vec{p}_{A-1}, \quad (6)$$

wobei \vec{p}_{A-1} der Impuls des Restkerns ist. Unter der Annahme, daß das ausgehende Proton nach der Reaktion nicht mit dem Restkern wechselwirkt (*plane wave impulse approximation*, PWIA) ist \vec{p}_m identisch mit dem Negativen des Impulses, den das Proton vor der Reaktion im Kern hatte, also:

$$\vec{p}_m = -\vec{p}_i, \quad (7)$$

- *Missing Energy*:

$$E_m = \omega - T - T_{A-1}, \quad (8)$$

wobei T die kinetische Energie des auslaufenden Protons und T_{A-1} die Rückstoßenergie des $A - 1$ Restkerns ist. T_{A-1} wird nichtrelativistisch genähert:

$$T_{A-1} = \frac{p_{A-1}^2}{2M_{A-1}}. \quad (9)$$

Wenn in der Reaktion keine anderen Teilchen im Ausgangskanal zu finden sind, so ist E_m abzüglich der Separationsenergie gleichbedeutend mit der Anregungsenergie des Restkerns.

Werden zwei Protonen nachgewiesen, so lassen sich folgende Größen zur Beschreibung der Reaktion heranziehen (siehe Abb. 4):

- der Winkel zwischen den beiden auslaufenden Protonen:

$$\gamma_{p_1 p_2} = \angle(\vec{p}_1, \vec{p}_2). \quad (10)$$

Für $\gamma_{p_1 p_2}$ wird später auch einfach γ geschrieben.

- der Winkel zwischen dem Impulsübertrag und dem winkelnächsten auslaufenden Proton:

$$\gamma_{qp_1} = \angle(\vec{q}, \vec{p}_1), \quad (11)$$

- das Relativmomentum der auslaufenden Protonen:

$$\vec{p}_{rel} = \vec{p}_1 - \vec{p}_2, \quad (12)$$

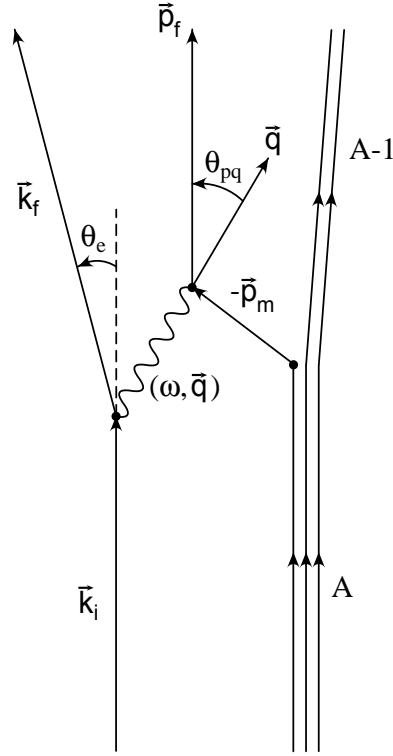


Abbildung 3: Impulsschematik zur Reaktion $^{12}\text{C}(e, e'p)$

- der Winkel zwischen \vec{p}_{rel} und dem Impulsübertrag \vec{q} :

$$\theta_{p_{rel}q} = \angle(\vec{p}_{rel}, \vec{q}), \quad (13)$$

- *Missing Momentum*:

$$\vec{p}_m = \vec{q} - \vec{p}_1 - \vec{p}_2 = \vec{p}_{A-2}. \quad (14)$$

Wieder gilt unter der Annahme, daß keines der beiden auslaufenden Protonen mit dem Restkern wechselwirkten, daß

$$\vec{p}_m = -\vec{p}_{\text{Paar}}, \quad (15)$$

wobei \vec{p}_{Paar} der Impuls des im Kern vor der Reaktion vorliegenden Proton-Proton Paares ist.

- *Missing Energy*:

$$E_m = \omega - T_1 - T_2 - T_{A-2}, \quad (16)$$

wobei $T_{A-2} = \frac{p_{A-2}^2}{2M_{A-2}}$ wieder die Näherung für den Rückstoß des $A-2$ Restkerns ist. T_1 und T_2 sind die kinetischen Energien der ausgehenden Protonen. Auch hier gilt unter der Annahme, daß kein weiteres Teilchen den Kern verläßt, daß E_m abzüglich der Separationsenergie der Anregung des $A-2$ -Restkerns gleicht.

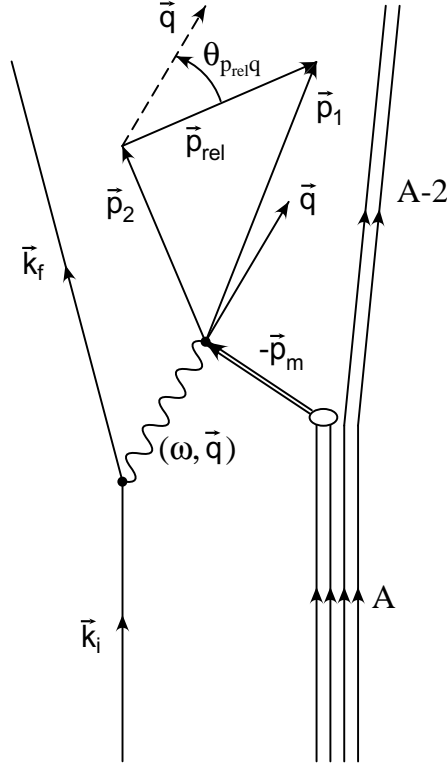


Abbildung 4: Impulsschematik zur Reaktion $^{12}\text{C}(e, e'pp)$

3. Theoretischer Rahmen

Im folgenden werden die Grunddarstellungen der Wirkungsquerschnitte der Prozesse $^{12}\text{C}(e, e')$, $^{12}\text{C}(e, e'p)$ und $^{12}\text{C}(e, e'pp)$ aufgeführt, daraufhin die theoretischen Modelle, die zum Vergleich mit den Daten herangezogen werden, kurz erläutert.

Allgemein gilt, daß Wirkungsquerschnitte der inelastischen Elektron-Nukleon-Streuung in Bornscher Näherung aus der Kontraktion des leptonischen und des hadronischen Tensors hervorgehen:

$$d\sigma \sim L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}. \quad (17)$$

Hierbei ist der leptonische Tensor $L_{\mu\nu}$ aus der Quantenelektrodynamik wohlbekannt, während der hadronische die Kernstruktur beschreibt und somit modelliert werden muß. $W^{\mu\nu}$ läßt sich aus den hadronischen Übergangsströmen

$$J^\mu(\vec{q}) = \int \langle \psi_f | \mathfrak{J}^\mu(\vec{r}) | \psi_i \rangle e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} d^3r \quad (18)$$

bilden, wo ψ_f und ψ_i Kernend- und -anfangszustände sind, und \mathfrak{J}^μ der nukleare Ladungsstromoperator:

$$W^{\mu\nu} \sim \int J^\mu(\vec{q}) J^{\nu*}(\vec{q}) \delta(E_i - E_f) dE. \quad (19)$$

Für den Fall des Herausschlagens zweier Nukleonen bildet sich daraus unter der Bedingung der Stromerhaltung, der Lorentz-Invarianz, und unter der Berücksichtigung von Symmetrieeigenschaften, die allgemeine Form des 9-fach differentiellen

Wirkungsquerschnitts für (e,e'NN)-Reaktionen:

$$\frac{d^9\sigma}{d\vec{k}_f d\vec{p}_1 d\vec{p}_2} = \frac{e^4}{16\pi^2} \frac{1}{q_\mu^2 k_i k_f (1-\epsilon)} \times \left[2\epsilon_L f_{00} + f_{11} - \epsilon(f_{1-1} \cos 2\phi_p + \bar{f}_{1-1} \sin 2\phi_p) + \sqrt{\epsilon_L(1+\epsilon)}(f_{01} \cos \phi_p + \bar{f}_{01} \sin \phi_p) \right], \quad (20)$$

wobei k_i der Eingangsimpuls des Elektrons und ϕ_p der Winkel zwischen Reaktions- und Streuebene ist. Von den sechs Strukturfunktionen f verschwinden zwei, wenn im Ausgangskanal über die Protonenspins summiert wird. Nach einem Übergang von Impulsen zu Energien im Differential erhält man:

$$\frac{d^9\sigma}{d\omega d\Omega_e dT_1 d\Omega_1 dT_2 d\Omega_2} = \frac{p_1 p_2 E_1 E_2 f_{rec} \sigma_M}{[v_T W_T(\theta_1, \phi_1, \theta_2, \phi_2) + v_C W_L(\theta_1, \phi_1, \theta_2, \phi_2) + v_I W_{LT}(\theta_1, \phi_1, \theta_2, \phi_2) + v_S W_{TT}(\theta_1, \phi_1, \theta_2, \phi_2)],} \quad (21)$$

wobei

$$\sigma_M = \frac{\alpha^2 \cos^2(\frac{\theta_e}{2})}{4E_e^2 \sin^4(\frac{\theta_e}{2})} \quad (22)$$

der Mottsche Wirkungsquerschnitt ist und die Funktionen v die Elektronenkinematik beschreiben:

$$\begin{aligned} v_T &= \tan^2 \frac{\theta_e}{2} - \frac{1}{2} \left(\frac{q_\mu q^\mu}{\vec{q}^2} \right) \\ v_C &= \left(\frac{q_\mu}{\vec{q}} \right)^4 \\ v_I &= \frac{q_\mu q^\mu}{\sqrt{2} q^3} (\epsilon + \epsilon_L) \tan \frac{\theta_e}{2} \\ v_S &= \frac{q_\mu q^\mu}{2q^2}. \end{aligned} \quad (23)$$

Nach Integration über ein Proton ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt zu (e,e'N) eine ähnliche Struktur:

$$\frac{d^6\sigma}{d\omega d\Omega_e dT d\Omega} = \frac{pE f_{rec} \sigma_M}{[v_T W_T(\theta, \phi) + v_C W_L(\theta, \phi) + v_I W_{LT}(\theta, \phi) + v_S W_{TT}(\theta, \phi)]}. \quad (24)$$

Eine weitere Integration über das Proton liefert schließlich die Struktur des inklusiven Wirkungsquerschnitts $^{12}\text{C}(e,e')$:

$$\frac{d\sigma^3}{d\omega_e d\Omega_e} = \sigma_M \left(\frac{Q^2}{q^2} \right) \left\{ W_L(\omega, q) + \frac{1}{\epsilon} W_T(\omega, q) \right\}. \quad (25)$$

3.1. Valencia Modell

Der Ansatz der kerntheoretischen Gruppe in Valencia um E. Oset ist zweigeteilt: einer mikroskopischen Beschreibung der Absorption von reellen oder virtuellen Photonen folgt eine makroskopische Propagation der Reaktionsprodukte durch den Kern. Der sog. Carrasco-Code lieferte damit gute Beschreibungen von Teilaspekten der Wirkungsquerschnitte zur Absorption reeller Photonen an Kernen [9]. Der erwähnte Code wurde von A. Gil zur Anwendung auf Elektronenstreuungsprozesse erweitert und modifiziert [10].

Den Ausgangspunkt der mikroskopischen Beschreibung der Absorption eines virtuellen Photons im Kern bildet die Selbstenergie eines Elektrons im nuklearen Medium (siehe Abb. 5).

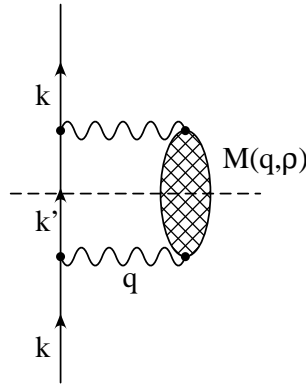


Abbildung 5: Selbstenergie des Elektrons im Kern und Schnittlinie zur Anwendung von Cutkosky-Regeln. $M(q, \rho)$ bedeutet die Selbstenergie des virtuellen Photons im Medium. k ist der Viererimpuls des eingehenden Elektrons, k' derjenige des intermediären. Der Schnitt entlang der gestrichelten Linie führt zu einem Elektron des Impulses k im Eingangskanal, einem Elektron auf der Massenschale mit Impuls k' und einem virtuellen Photon mit Impuls q .

Die Selbstenergie Σ des Elektrons im nuklearen Medium unter Annahme der *local density approximation* (LDA) lässt sich folgendermaßen darstellen:

$$\Sigma(k) = \frac{ie^2}{2m_e} \int \frac{1}{(2\pi)^4} \frac{L_{\mu\nu} M^{\mu\nu}(q, \rho)}{q^4} \frac{1}{k'^2 - m_e^2 + i\epsilon} d^4q. \quad (26)$$

Hierbei ist $M^{\mu\nu}$ die (hadronische) Selbstenergie des virtuellen Photons im nuklearen Medium. Das Auftrennen der virtuellen Amplitude entlang der im Diagramm gestrichelten Linie wird durch die von Cutkosky gegebenen Vorschriften (vgl. [12]) vorgenommen, wonach sich der Imaginärteil von Σ folgendermaßen darstellt:

$$\Im(\Sigma(k)) = \frac{2\pi\alpha}{m_e} \int \frac{1}{(2\pi)^3} \Im(M^{\mu\nu}(q, \rho)) L_{\mu\nu}(k, k') \frac{1}{q^4} \frac{1}{2E_e(\vec{k}')} \Theta(q^0) d^3q \quad (27)$$

mit der Heavyside-Funktion Θ , und $q^0 = k^0 - E_e(\vec{k}')$ mit $\vec{k}' = \vec{q} - \vec{k}$. Dieser Imaginärteil lässt sich nun mit einer Reaktionswahrscheinlichkeit $|\Phi_e|^2$ des Elektrons im Medium verkoppeln:

$$|\Phi_e|^2 \sim e^{-\Gamma t} = e^{2\frac{m_e}{E_e} \Im(\Sigma_e) t} \quad (28)$$

worüber sich z.B. der inklusive Wirkungsquerschnitt für Elektronenstreuung bilden läßt:

$$\frac{d^3\sigma}{dE'd\Omega'} = -\frac{\alpha k'}{q^4 k} \frac{1}{(2\pi)^2} \int \Im(M^{\mu\nu}) L_{\mu\nu} d^3r. \quad (29)$$

Damit ist der hadronische Tensor aus Gln. 17 identifiziert:

$$W^{\mu\nu} = -\frac{1}{\pi e^2} \int \frac{1}{2} (\Im(M^{\mu\nu}) + \Im(M^{\nu\mu})) d^3r. \quad (30)$$

Abb. 6 zeigt Beispiele von Diagrammen, die zur Selbstenergie des virtuellen Photons im nuklearen Medium beitragen. Gezeigt sind:

1. Das Selbstenergiediagramm für γ^* -Absorptionen, die die Pionproduktion beinhalten. Der Vertex ist über den Prozeß $\gamma^* N \rightarrow \pi N$ modelliert.
2. Das Selbstenergiediagramm für die γ^* -Zweikörperabsorption. Der Vertex ist wiederum über den Prozeß $\gamma^* N \rightarrow \pi N$ modelliert.
3. Das Selbstenergiediagramm für die γ^* -Einkörperabsorption.

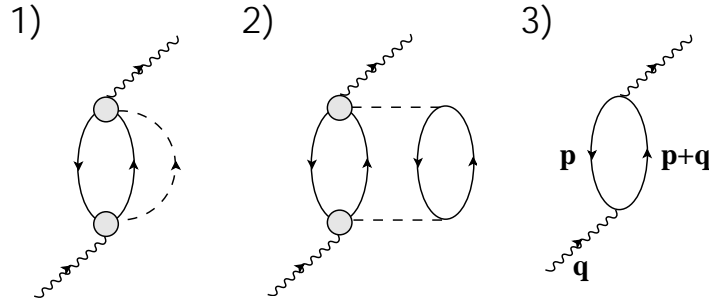


Abbildung 6: Drei Beiträge zur Selbstenergie des virtuellen Photons im Kernmedium: 1) Pionproduktionsbeiträge, 2) Zweikörperabsorption, 3) Einkörperabsorption.

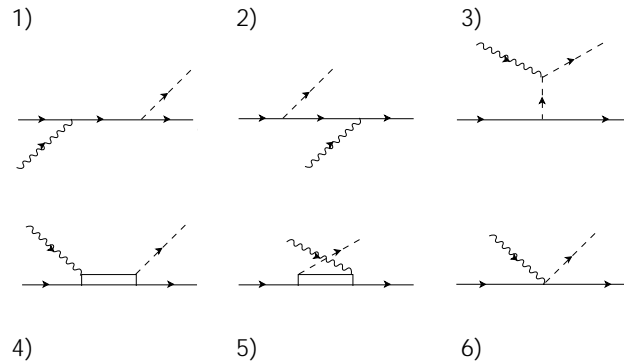


Abbildung 7: Diagramme, die bei der Berechnung des Vertex in den Selbstenergiediagrammen 1) und 2) aus Abb. 6 berücksichtigt wurden. 1) Nukleonenterm, 2) derselbe gekreuzt, 3) Pionpolterm (*pion in flight*), 4) Δ -Anregungsterm, 5) derselbe gekreuzt, 6) Kontaktterm.

Bei der Berechnung des Vertex in 1) und 2) gingen die Pionproduktionsamplituden aus Abb. 7 ein. In andere, auch berücksichtigte Selbstenergiendiagramme (hier nicht gezeigt) gingen auch Zweipionproduktionsamplituden ein. Diagramme dieser Art führen zur Dreikörperabsorption. Das Selbstenergiendiagramm 3) aus Abb. 6 wird zur Beschreibung der Absorption eines virtuellen Photons an einem Nukleon benötigt. Es stellt eine Einteilchen-Loch-Anregung im nuklearen Medium dar, wobei das Nukleon den Impuls $\vec{p} + \vec{q}$, das Loch den Impuls \vec{p} trägt. Einteilchen-Loch- sowie Delta-Loch-Anregungen können im nuklearen Medium propagieren. Diese Mediumpolarisationseffekte werden über RPA¹-Summen in der Rechnung berücksichtigt. Bei der Vielzahl an Diagrammen, die durch die Auftrennung der virtuellen Amplituden gebildet werden, muß drauf geachtet werden, daß Doppelzählungen von beitragenden Amplituden vermieden werden. Letztendlich führen die mikroskopischen Rechnungen zu Wahrscheinlichkeiten für die Absorptionskanäle eines virtuellen Photons im Kern: Die Einkörperabsorption (an Neutron n oder Proton p), die Mehrkörperabsorption (unterschieden nach Absorption an pp, pn, ppp, ppn, nnp und nnn) und die Pionproduktion.

Die Absorptionswahrscheinlichkeiten bilden die Basis der Ereigniserzeugung im Monte-Carlo-Teil der Rechnung. Ein Prozeß wird über eine Tabelle der Absorptionswahrscheinlichkeiten erzeugt und, unter Berücksichtigung des Pauli Prinzips, die Kinematik der entsprechenden Teilchen im Ausgangskanal über den jeweiligen Ein-Zwei- oder Dreikörperphasenraum an einem zufällig gewählten Ort im Kern erzeugt. Danach können die Teilchen auf ihrem Weg aus dem Kern heraus weitere Wechselwirkungen eingehen:

- Pionen können reabsorbiert oder gestreut werden,
- Nukleonen können an anderen Nukleonen gestreut werden,
- Protonen und Neutronen können ihre Ladungen austauschen.

Erst bei Verlassen des Kerns stehen die Endprodukte fest.

Einem Teilchen im Endzustand kann also sein Erzeugungsmechanismus zugeordnet werden. Es sei noch einmal aufgezählt, welche Prozesse in der Rechnung identifiziert werden können:

1. Einkörperprozesse, also direkte Absorption eines γ^* durch ein Nukleon,
2. Zweikörperprozesse, also direkte Absorption eines γ^* durch ein Nukleonenpaar,
3. Dreikörperprozesse, also direkte Absorption eines γ^* durch drei Nukleonen,
4. die Pionproduktion ($\gamma^* N \rightarrow \pi N'$). Nach der Produktion eines Pions sind folgende Prozesse identifizierbar:
 - (a) die direkte Pionproduktion, die zur Emission eines Pions führt,
 - (b) die Pionstreuung im Kern ($N(\pi, \pi')N'$),
 - (c) Zwei- und Dreinukleonenemission über Reabsorption des produzierten Pions,
5. Nukleon-Nukleon Streuung im Kern mit Berücksichtigung von Ladungsaustausch.

¹Random Phase Approximation

Der Valencia-Code wurde auf die im BGO-Experiment herrschenden Gegebenheiten angepaßt und zur Untersuchung der Beiträge in den Reaktionen $^{12}\text{C}(e,e')$ und $^{12}\text{C}(e,e'p)$ genutzt.

3.2. Faktorisierte Ansatz für den Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'pp)$

Zum Vergleich mit den ermittelten Wirkungsquerschnitten des Prozesses $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ wurde eine faktorisierte Variante der Theorie der GENT Gruppe [13] um Jan Ryckebusch verwendet. Eine Faktorisierung des Wirkungsquerschnitts aus Gln. 23 liefert laut [15] brauchbare Ergebnisse für mittlere und große Impulsüberträge — und ermöglicht hier durch erhebliche Rechenzeitverkürzung erst den Vergleich der Daten mit der Theorie innerhalb eines sehr großen Phasenraums von nahezu 4π und großer Impulsakzeptanz (siehe 5.3). Um zu einer faktorisierten Darstellung von Gln. 23 zu gelangen, wurden folgende Annahmen gemacht:

1. Der (A-2) Restkern ist reiner Zuschauer (*spectator*). Nur das ausgehenden Protonenpaar reagiert mit dem virtuellen Photon. Dies entspricht der üblichen *single-pair*-Approximation.
2. Die korrelierten Protonen tauschen während der Reaktion mit dem virtuellen Photon keinen Impuls aus (*zero range approximation*). Das Protonenpaar liegt in seiner Ausgangskonfiguration in einem S-Zustand vor. In diesem theoretischen Ansatz wird der gemessene Relativimpuls im Ausgangskanal

$$\vec{p}_{\pm} = \frac{\vec{p}_{1,i} - \vec{p}_{2,i}}{2} \pm \frac{\vec{q}}{2} \quad (31)$$

dadurch bestimmt, daß das virtuelle Photon entweder an Proton 1 oder an Proton 2 koppelt. Hier sind $\vec{p}_{1,i}$ und $\vec{p}_{2,i}$ die Impulse der Protonen im Kern vor der Reaktion, \vec{q} der Impulsübertrag.

3. Die Endzustandswechselwirkung wird vernachlässigt. Damit werden ausgehende Protonen als ebene Wellen betrachtet (*plane-wave approximation*(PWA)).

Es sei hier bemerkt, daß das ausgehende Protonenpaar kaum relativistisch ist und deshalb \vec{p}_{rel} aus Gln. 12 so gut wie identisch mit $\vec{p}_{1,i} - \vec{p}_{2,i}$ ist. Der $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ -Wirkungsquerschnitt kann nun in folgender Form geschrieben werden:

$$\frac{d^9\sigma}{d\omega d\Omega_e dT_1 d\Omega_1 dT_2 d\Omega_2} = (E_1 p_1 E_2 p_2) \sigma_{ep}(p_+, p_-, q) F_{h_1 h_2}(E_m, P_m), \quad (32)$$

wobei $F_{h_1 h_2}$ die Wahrscheinlichkeit darstellt, mit der ein Nukleonenpaar im Kern mit dem Impuls P_m (Gln. 14) und der Energie E_m (Gln. 16) zu finden ist. Sie wurde in einer harmonischen Oszillator-Basis berechnet (vgl. [16]). Abb. 8 zeigt die Komponenten von $F_{h_1 h_2}$ für das gemeinsame Herausschlagen zweier Nukleonen aus den Schalen $1p1p$, $1p1s$ oder $1s1s$ in ^{12}C .

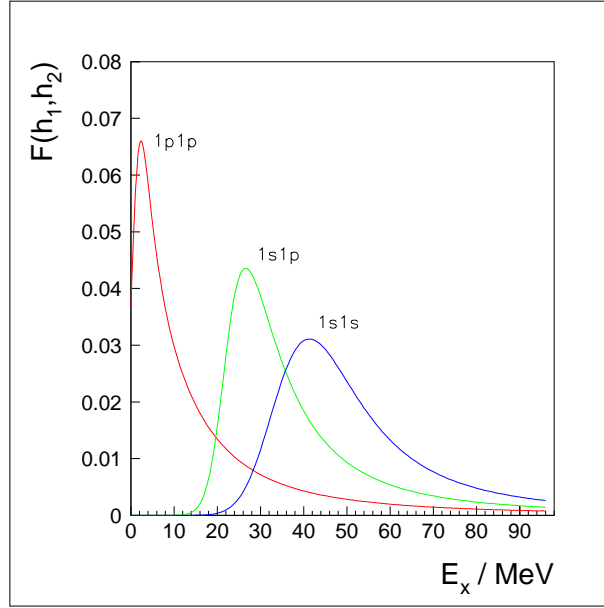


Abbildung 8: Komponenten der 2-Loch-Funktion $F(h_1, h_2)$ in ^{12}C in Abhängigkeit von der Anregungsenergie E_x .

σ_{epp} beschreibt die Absorption eines virtuellen Photons an einem Nukleonenpaar. Die Matrixelemente dazu werden aus den Kernwellenfunktionen $\Psi_i(1, 2 \dots A)$, dem 2-Loch-Zustand des Restkerns $\Psi(A-2)$ und den nuklearen Ein- und Zweikörperströmen $J_\mu^{[1]}$ und $J_\mu^{[2]}$ gebildet:

$$M = \int d^3r_1 \dots \int d^3r_A \mathfrak{A} (e^{-\vec{p}_1 \cdot \vec{r}_1} e^{-\vec{p}_2 \cdot \vec{r}_2} \Psi_{(A-2)}(3 \dots A)) \times \left\langle m_{s_1}, m_{s_2} \left| \sum_{i=1}^A J_\mu^{[1]}(i) + \sum_{i < j=1}^A J_\mu^{[2]}(i, j) \right| \Psi_i(1, 2 \dots A) \right\rangle, \quad (33)$$

wobei \mathfrak{A} der Antisymmetrisierungsoperator ist. Die Kernwellenfunktionen werden über einen Korrelationsoperator \mathfrak{F} und den IPSM Einteilchenwellenfunktionen $\Phi_i(1, 2 \dots A)$ gebildet:

$$\Psi_i(1, 2 \dots A) = \mathfrak{F}(1, 2 \dots A) \cdot \Phi_i(1, 2 \dots A) \quad (34)$$

mit

$$\mathfrak{F} = \mathfrak{S} \prod_{i < j=1}^A [f_C(r_{ij}) + (f_{\sigma\tau}(r_{ij}) \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j + f_{t\tau}(r_{ij}) S_{ij}) \vec{\tau}_i \cdot \vec{\tau}_j]. \quad (35)$$

σ und τ sind die Spin- und Isospinoperatoren. \mathfrak{S} ist der Symmetrisierungsoperator. f_C berücksichtigt die kurzreichweitigen skalaren Korrelationen (SRC), auch Jastrow-Korrelationen genannt. $f_{\sigma\tau}$ und $f_{t\tau}$ sind die Spin-Spin- und Tensor-Korrelationsfunktionen. Abbildung 9 zeigt die verwendeten Korrelationsfunktionen, hier als Anti-Korrelationsfunktionen $g = 1 - f$ gezeigt, im Ortsraum. Diese Korrelationsfunktionen fallen in zwei Klassen, *hard-core* und *soft-core*; hier gehört nur die mit OMY gekennzeichnete zur ersten Kategorie. Gezeigt sind:

- die 0.6 fm *hard-core* OMY-Korrelationsfunktion [17],

- die VMC-Korrelationsfunktion, aus einem *cluster*-Monte-Carlo Variations-Verfahren mit dem Argonne Potential v_{14} gewonnen [18],
- die FHNC Korrelationsfunktion aus einer systematischen Untersuchung von Kernen mit doppelt abgeschlossenen Schalen mit der *fermi hypernetted chain*-Technik [19] ermittelt,
- die GM-Korrelationsfunktion aus G-Matrix Rechnungen [20].

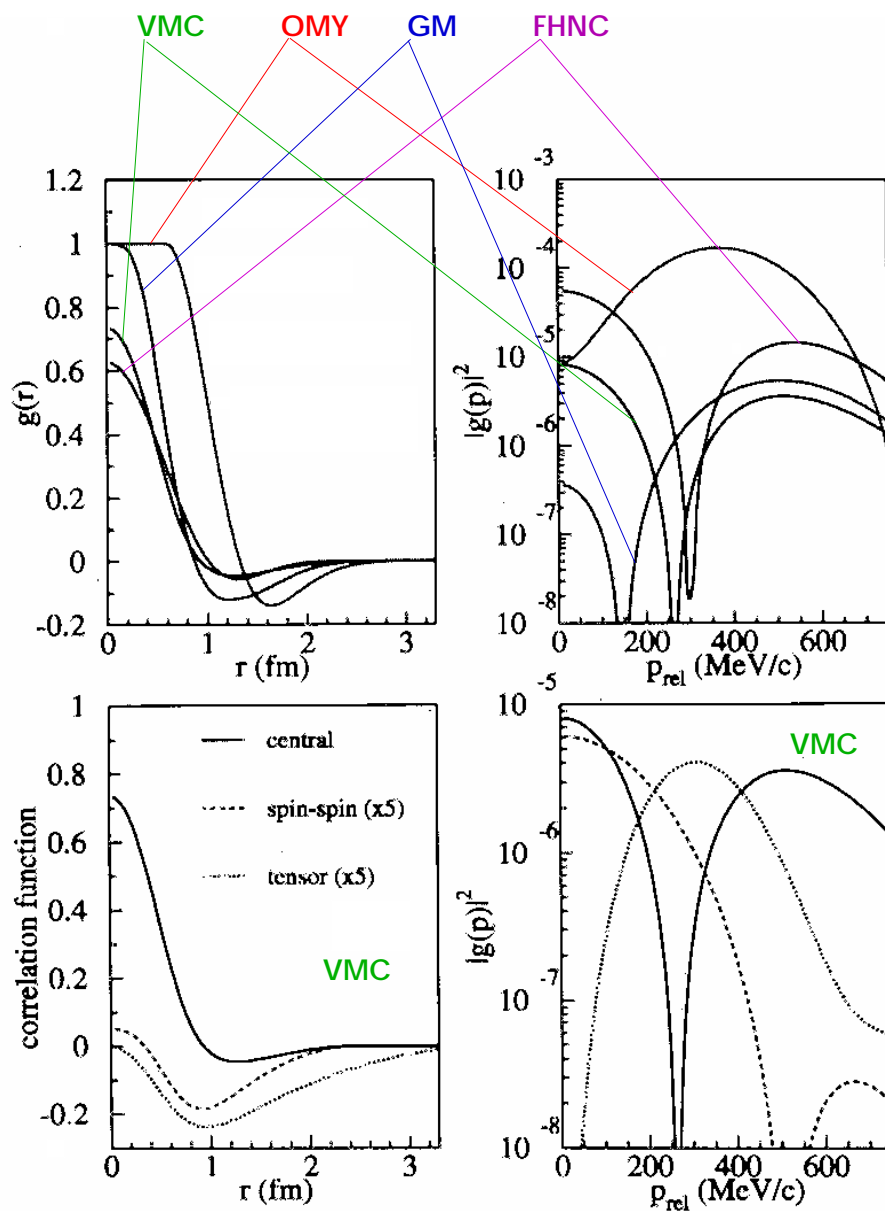


Abbildung 9: SRC-Korrelationsfunktionen: OMY, VMC, FHNC, GM

Abb. 9 (oben) zeigt im Vergleich den SRC-Anteil aller verwendeten Korrelationsfunktionen. Abb. 9 (unten) zeigt für die VMC-Korrelationsfunktion die Anteile der zentralen (SRC), der Spin-Spin- und der Tensorkorrelationen.

Weiterhin werden die Fouriertransformierten

$$\begin{aligned}
g(p) &\equiv \int e^{i\vec{p}\cdot\vec{r}}(1 - f_C(r))d\vec{r} \\
f_{\sigma\tau}(p) &\equiv \int e^{i\vec{p}\cdot\vec{r}}f_{\sigma\tau}(r)d\vec{r} \\
f_{t\tau}^0(\vec{p}) &\equiv \int e^{i\vec{p}\cdot\vec{r}}Y_{20}(\Omega)f_{t\tau}(r)d\vec{r}
\end{aligned} \tag{36}$$

verwendet, welche Darstellungen der Korrelationsfunktionen im Impulsraum sind. Nach einer Summierung über die Spins der ausgehenden Nukleonen und unter der Einschränkung, daß nur bestimmte 2-Teilchen-2-Loch-Zustände im Restkern zugelassen werden, kann σ_{eppp} folgendermaßen geschrieben werden:

$$\sigma_{eppp} = \sigma_M \frac{1}{f_{rec}} \left[\frac{q_\mu^4}{q^4} w_L + \left(\frac{-q_\mu^2}{2q^2} + \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right) w_T + \frac{q_\mu^2}{2q^2} w_{TT} + \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{q_\mu^2}{q^3} (\epsilon + \epsilon_L) \tan \frac{\theta_e}{2} w_{LT} \right], \tag{37}$$

wobei

$$\begin{aligned}
w_L &= 4e^2(g(p_+) + g(p_-))^2(G_E(q_\mu^2))^2 + 40e^2(f_{\sigma\tau}(p_+) + f_{\sigma\tau}(p_-))^2(G_E(q_\mu^2))^2 + \\
&24e^2(g(p_+) + g(p_-))(f_{\sigma\tau}(p_+) + f_{\sigma\tau}(p_-))(G_E(q_\mu^2))^2 + \\
&\frac{16}{3} \sqrt{\frac{\pi}{5}} e^2(f_{t\tau}^0(p_+) + f_{t\tau}^0(-p_-))^2(G_E(q_\mu^2))^2
\end{aligned} \tag{38}$$

$$\begin{aligned}
w_T &= \frac{\mu_p^2 e^2 q^2}{M_p^2} (g(p_+) - g(p_-))^2 (G_E(q_\mu^2))^2 \\
&\frac{e^2}{2M_p^2} [(p_{1,x}g(p_-) + p_{2,x}g(p_+))^2 + (p_{1,y}g(p_-) + p_{2,y}g(p_+))^2] (G_E(q_\mu^2))^2 \\
&+ \frac{256}{81} \left(\frac{f_{\gamma N\Delta} f_{\pi N\delta} f_{\pi NN}}{m_\pi^3} \right)^2 G_\Delta^2 (G_E(q_\mu^2))^2 \left(\vec{q} \times \left(\frac{\vec{k}_1 - \vec{k}_2}{2} \right) \right)^2 \\
&\cdot \left[p_+^2 \left(\frac{1}{p_+^2 + m_\pi^2} \right)^2 + p_-^2 \left(\frac{1}{p_-^2 + m_\pi^2} \right)^2 - 2\vec{p}_+ \cdot \vec{p}_- \frac{1}{p_+^2 + m_\pi^2} \frac{1}{p_-^2 + m_\pi^2} \right]
\end{aligned} \tag{39}$$

$$w_{LT} = 0 \tag{40}$$

$$\begin{aligned}
w_{TT} = & \frac{-2\mu_p^2 e^2 q^2}{M_p^2} (g(p_+) - g(p_-))^2 (G_E(q_\mu^2))^2 \\
& - \frac{e^2}{M_p^2} [(p_{1,x}g(p_-) + p_{2,x}g(p_+))^2 - (p_{1,y}g(p_-) + p_{2,y}g(p_+))^2] (G_E(q_\mu^2))^2 \\
& - \frac{256}{81} \left(\frac{f_{\gamma N \Delta} f_{\pi N \delta} f_{\pi NN}}{m_\pi^3} \right)^2 G_\Delta^2 (G_E(q_\mu^2))^2 \\
& \cdot \left[\left(\vec{q} \times \left(\frac{\vec{k}_1 - \vec{k}_2}{2} \right) \right)_x^2 - \left(\vec{q} \times \left(\frac{\vec{k}_1 - \vec{k}_2}{2} \right) \right)_y^2 \right] \\
& \cdot \left[p_+^2 \left(\frac{1}{p_+^2 + m_\pi^2} \right)^2 + p_-^2 \left(\frac{1}{p_-^2 + m_\pi^2} \right)^2 - 2\vec{p}_+ \cdot \vec{p}_- \frac{1}{p_+^2 + m_\pi^2} \frac{1}{p_-^2 + m_\pi^2} \right].
\end{aligned} \tag{41}$$

w_L ist die longitudinale und w_T die transversale Strukturfunktion. w_{LT} und w_{TT} sind die Interferenz-Strukturfunktionen.

Es bietet sich die Möglichkeit, die räumlichen Strukturen der verschiedenen Beiträge zum Wirkungsquerschnitt zu untersuchen. Es stellt sich die Frage, wo die SRC in diesem komplizierten, 9-fach dimensionalen Phasenraum zu suchen sind: Wie läßt sich eine Korrelation zweier Nukleonen im Anfangszustand im Ausgangskanal identifizieren?

Wenn man zwei Nukleonen betrachtet, beide in Ruhe, die gemeinsam ein virtuelles Photon $\gamma^*(\omega, \vec{q})$, ohne Spezifikation eines Prozesses, absorbieren, so ergibt sich, in nichtrelativistischer Sicht, nach der Absorption:

$$\begin{aligned}
q^2 &= p_1^2 + p_2^2 + 2p_1 p_2 \cos \theta_{1,2} = 2m\omega + 2p_1 p_2 \cos \theta_{1,2} \\
\Rightarrow \cos \theta_{1,2} &= \frac{q^2 - 2m\omega}{2p_1 p_2}.
\end{aligned} \tag{42}$$

Dabei sind p_1 und p_2 die Impulse der Protonen nach der Absorption und ω der Energieübertrag. $\theta_{1,2}$ ist der Winkel zwischen den Protonen nach der Absorption. Wiederum nichtrelativistisch betrachtet gilt aber in der Dip Region, also jenseits der quasifreien Ein-Nukleon-Prozesse,

$$\frac{q^2}{2m\omega} < 1. \tag{43}$$

Das bedeutet, daß, *unabhängig* vom Prozeß, der zu zwei Protonen im Ausgangskanal führte, $\cos \theta_{1,2} < 0$ und damit der Winkel zwischen den emittierten Protonen größer 90° ist.

Ein rein kinematisches Indiz für die Absorption an einem korrelierten Paar, entgegen der oft geäußerten Erwartung, daß sich SRC schon geometrisch in einer *back to back* Emission manifestieren, gibt es nicht. Nur über den Vergleich mit den Wirkungsquerschnittsbeiträgen einer Theorie wird eine Identifikation ermöglicht. Betrachtet man Gleichungen 38 bis 41, so ist zu erkennen, daß der Beitrag des Δ immer mit einer Kombination von $\vec{q} \times \left(\frac{\vec{p}_1 - \vec{p}_2}{2} \right)$ einhergeht. Eine Unterdrückung dieser Anteile ist also zu erwarten, wenn der gemessene Relativimpuls der Protonen $\vec{p}_{rel} \equiv \vec{p}_1 - \vec{p}_2$

parallel zum Impulsübertrag steht. Um die Sensitivität für den Einfluß der Korrelationen zu maximieren, den des Deltas zu minimieren, um auch zwischen den Korrelationsmodellen unterscheiden zu können, werden also die wesentlichen Darstellungsgrößen der gemessenen Wirkungsquerschnitte \vec{p}_{rel} und der Winkel zwischen den emittierten Protonen, bzw. der Winkel zwischen \vec{p}_{rel} und \vec{q} , sein.

4. Die Messung

Die Messungen des BGO-Kristallkuglexperiments wurden mit dem Elektronen-Dauerstrichbeschleuniger des Mainzer Mikrotrons MAMI [22] an der Dreispektrometeranlage [7] im Rahmen der A1-Kollaboration durchgeführt [23]. Das Mainzer Mikrotron, ein den Strahl rezirkulierendes Rennbahn-Mikrotron, liefert Energien bis 855 MeV und Strahlströme bis $110 \mu\text{A}$. Die Dreispektrometeranlage der A1-Kollaboration besteht aus drei hochauflösenden, verfahrbaren Magnetspektrometern, von denen in diesem Experiment Spektrometer A genutzt wurde. Abb. 10 zeigt den Gesamtaufbau des Experiments. Mit Spektrometer A wurden die gestreuten Elektronen vermessen, also das virtuelle Photon, das der Reaktion zur Verfügung gestellt wurde, mit hochauflösender Winkel- und Impulsmessung der gestreuten Elektronen definiert. Die BGO-Kristallkugel, um das sich im Vakuum des Strahlrohrs befindliche Target gruppiert, vermaß die ausgehenden Hadronen. Eine Anordnung von Permanent-Magneten um das Target herum unterdrückte Møllerelektronen. Die räumlichen Verhältnisse der Targetregion waren sehr beengt: Der Innendurchmesser der Kristallkugel betrug 120 mm, und die BGO-Detektoren reichten bis auf 20 mm an den Strahl heran. Dies erforderte die Konstruktion eines 1 m langen, engen Target-Strahlrohrs von 20 mm Innendurchmesser, in dessen Vakuum die Targets mittels einer herausnehmbaren Targethalterung positioniert wurden. Der Targetdurchmesser betrug 10 mm. Der Strahl des Mainzer Mikrotrons zeichnet sich durch gute Lagestabilität und Fokussierbarkeit aus. Im Experiment wurden im Targetfokus Strahldurchmesser von ca. 1 mm erreicht. Eine Limitierung der verwendbaren Strahlintensität ist der Strahlkranz (oder Halo) und dessen Reaktion mit dem Material der Targetumgebung. Beim Mainzer Mikrotron ist der Strahlenkranz von niedriger Intensität. Die guten Strahleigenschaften des Mikrotrons ermöglichten damit erst ein Experiment dieser Art.

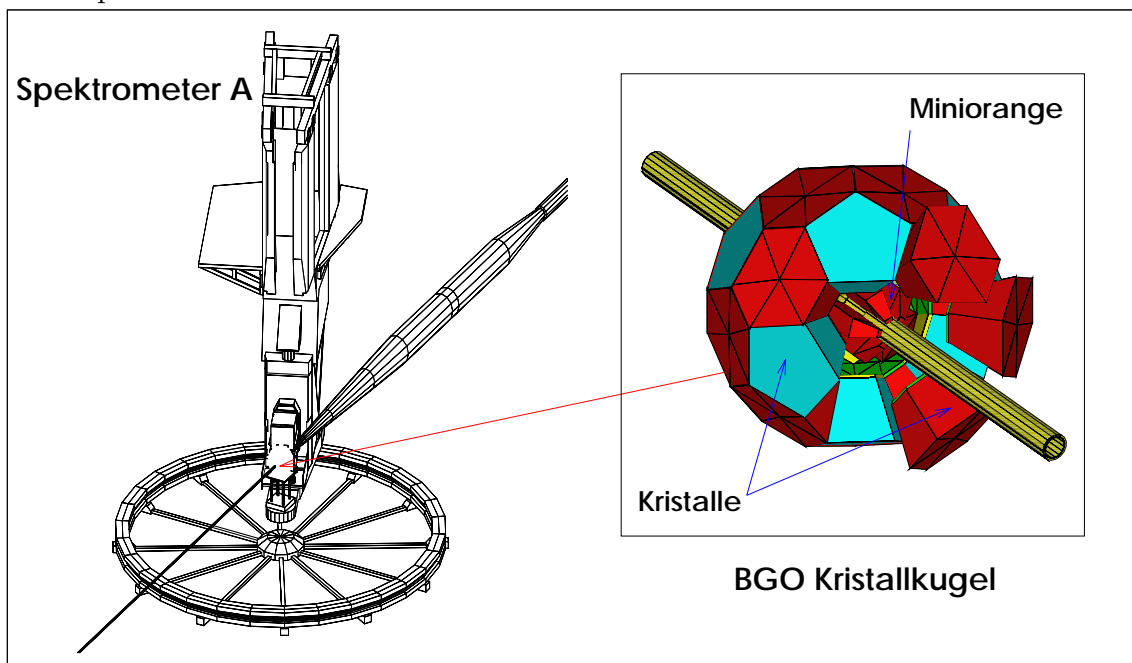


Abbildung 10: Experimentaufbau

4.1. Kinematiken der Messung

Die zur Aufnahme der verschiedenen Wirkungsquerschnitte gewählten Kinematiken sind Tabellen 1 bis 3 zu entnehmen. Zur Targetdickeneichung wurde der Wirkungsquerschnitt $^{12}\text{C}(e,e')^{12}\text{C}$ aufgenommen (Tab. 1, siehe auch Kap. 4.2.1).

Reaktion	Targetdicke	I_e	E_e	θ_e
$^{12}\text{C}(e,e')^{12}\text{C}$	65 mg/cm ²	30 μA	495 MeV	32.23°

Tabelle 1: Kinematik der Targetdickeneichung mit der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e')^{12}\text{C}$: E_e ist die Strahlenergie, θ_e die Winkelposition des Spektrometers. I_e ist der verwendete Strahlstrom.

Der inklusive Wirkungsquerschnitt $^{12}\text{C}(e,e')$ wurde in der Kinematik nach Tab. 2 aufgenommen. Die Elektronenkinematik deckte dabei diejenige der Messungen der Reaktionen $^{12}\text{C}(e,e'p)$ und $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ ab. Es galt dabei, den Bereich des Energieübertrags von der Region des quasifreien Herausschlagens eines Nukleons aus dem Kernverband (QF) über die Dip Region bis zum Bereich der quasifreien Anregung der Δ -Resonanz vollständig zu vermessen. In der Dip Region ist ein wesentlicher Beitrag der NN-Korrelationen zu erwarten. In der gewählten Kinematik ist die Dip Region gut von den beiden anderen getrennt, so daß die Sensitivität einer Messung der $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ -Reaktion für mögliche Korrelationen dort erhöht ist. Auch ist der Betrag des Impulsübertrags \vec{q} nicht zu groß, so daß die Wirkungsquerschnitte bei der erreichten Luminosität messbar bleiben. Zudem wurde eine Polarisation des virtuellen Photons ϵ möglichst nahe bei 1, der maximalen longitudinalen Polarisation, gewählt, da der longitudinale Wirkungsquerschnitt der Zweiprotonenemission ausschließlich von SRC bestimmt ist. Die inklusiven Messungen wurden neben dem Vergleich mit der Theorie 3.1 auch zur Luminositätseichung der Messungen der Reaktionen $^{12}\text{C}(e,e'p)$ und $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ herangezogen.

Reaktion	Targetdicke	I_e	E_e
$^{12}\text{C}(e,e')$	65 mg	30 μA	705 MeV
θ_e	ω	$ \vec{q} $	Q^2
34.5°	[0, 460] MeV	[417, 521] MeV/c	[0.17, 0.06] GeV/c ²

Tabelle 2: Kinematik der Messung der inklusiven Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e')$: E_e ist die Strahlenergie, θ_e der Elektronenwinkel. ω ist der Energieübertrag, $|\vec{q}|$ der Betrag des Impulstransfers, Q^2 der negative Betrag des Viererimpulsübertrags. I_e ist der verwendete Strahlstrom.

Die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $^{12}\text{C}(e,e'p)$ und $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ in der Dip Region wurden in den Kinematiken laut Tab. 3 aufgenommen.

Reaktion	Targetdicke	I_e
$^{12}\text{C}(e,e'p), ^{12}\text{C}(e,e'pp)$	10 mg	30 nA
θ_e	ϕ_e	ω
$34.5^\circ \pm 5^\circ$	$0^\circ \pm 6^\circ$	[170, 280] MeV
$ \vec{q} $	Q^2	ϵ_T
[417, 521] MeV/c	[0.17, 0.06] GeV/c ²	[0.84, 0.54]
θ_p	ϕ_p	T_p
[19, 161]°	[0, 360]°	[30, 180] MeV

Tabelle 3: Kinematiken der Messungen der Reaktionen $^{12}\text{C}(e,e'p)$ und $^{12}\text{C}(e,e'pp)$: E_e ist die Strahlenergie, θ_e der Elektronenwinkel; ω ist der Energieübertrag, $|\vec{q}|$ der Betrag des Impulstransfers, Q^2 der negative Betrag des Viererimpulsübertrags, ϵ_T der Polarisationsparameter für das virtuelle Photon. I_e ist der verwendete Strahlstrom. θ_p , ϕ_p und T_p sind die Nachweiswinkel- bzw. Energiebereiche der Protonen in der BGO-Kristallkugel.

Im folgenden werden die Detektorkomponenten des Experiments, in drei Gruppen — Targetregion, Spektrometer A und BGO-Kristallkugel — gegliedert, beschrieben.

4.2. Die Targetregion

Die Streukammer (Abb. 11) bestand lediglich aus einem Aluminiumrohr (dem sog. Targetrohr) mit einem Innendurchmesser von 20 mm, das die Strahlführung durchverband. In der Targetregion war das Targetrohr keilförmig eingefräst, so daß vom Target herrührende Teilchen in allen Richtungen nur eine Wanddicke von ca. 2 mm Aluminium durchdringen mußten. Die Nachweisschwelle für Protonen bei dieser Geometrie liegt bei 20 MeV. Die Targets, auf einen Aluminium-Targetring aufgeklebt, wurden mit einer Klemmvorrichtung an einem Targetrohr-Einschub innerhalb des Targetrohrvakuums gehalten. Ein *bypass* verhinderte ein Abpumpen durch das Target hindurch. Ein 53 cm hinter dem Target angebrachter Zinksulfid-Klappschild ermöglichte eine genaue (± 0.5 mm) Positionierung des Elektronenstrahls. Da die BGO-Detektoren, wie erwähnt, bis auf ca. 20 mm Abstand an den Strahl heranreichten, sicherte 2.5 m vor dem Target eine mit der Elektronenquelle durch eine *Interlock*-Schaltung verbundene Sekundärelektronenemissionsblende die BGO-Kristallkugel Region des Experiments gegen Lageabweichungen des Strahls.

4.2.1. Die Targets

Die bei den Messungen der Reaktionen $^{12}\text{C}(e,e'p)$ und $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ verwendbaren Strahlströme waren sehr gering (30 nA) und konnten nicht mit hinreichender Genauigkeit bestimmt werden. Die Luminositäts Eichung für diese Messungen mußte daher über einen Referenzwirkungsquerschnitt vorgenommen werden (siehe Kap. 5.2.2). Als Referenz wurde der inklusive Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e')$ gewählt. Um eine genaue Bestimmung des Referenzwirkungsquerschnitts zu ermöglichen, wurde die Messung von $^{12}\text{C}(e,e')$ bei hohem, gut bestimmbarem Strahlstrom

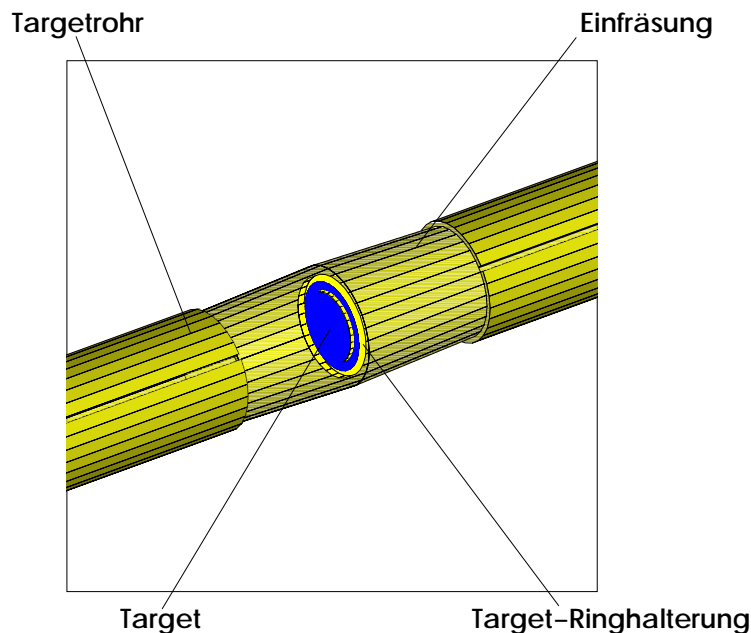


Abbildung 11: Targetregion mit Target in der Target-Ringhalterung innerhalb des Targetrohrvakuums. Die Einfräsung bewirkt, daß der Energieverlust der Hadronen im Rohrmaterial, soweit innerhalb der Raumwinkelakzeptanz der Kristallkugel emittiert, isotrop ist.

($30 \mu\text{A}$) und mit einem Target von genau bestimmter Dicke vorgenommen. Die Messungen wurden mit der Standardstreuammer der A1-Kollaboration vorgenommen. Die Dicke des benutzten Kohlenstofftargets ist:

- durch Analyse der elastischen Elektronenstreuung $^{12}\text{C}(e,e')^{12}\text{C}$,
- durch Wägung

bestimmt worden. Abb. 12 zeigt den strahlungskorrigierten Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e')^{12}\text{C}$, gemessen bei einer Strahlenergie von 495 MeV. Eine χ^2 -Anpassung an den errechneten Wirkungsquerschnitt lieferte für die Eich-Targetdicke 65 mg^2 . Die Wägung des Targets lieferte die gleiche Dicke.

Für die BGO-Strahlzeiten mußte eine optimale Targetdicke gefunden werden. Für den Untergrund im Experiment gab es zwei Hauptquellen:

- den Strahlkranz, der zu einer Belastung der strahlabwärts liegenden Detektoren führt. Gegen den Strahlkranz wurden die Detektoren durch Bleiabsorber entlang der A1-Strahlführung und an den dem Strahl zugewandten Detektorflächen abgeschirmt,
- Möllerelektronen aus dem Target, die die strahlaufrwärts befindlichen Detektoren belasten. Sie wurden mit der Miniorange (siehe Kap. 4.2.2) unterdrückt.

Es ergab sich, daß die Untergrundbelastung der gesamten Kristallkugel nur schwach mit den gewählten Strom-Target-Kombinationen variierte. Einerseits führte ein geringerer Strahlstrom bei dickerem Target zu einem geringeren Einfluß des Strahl-

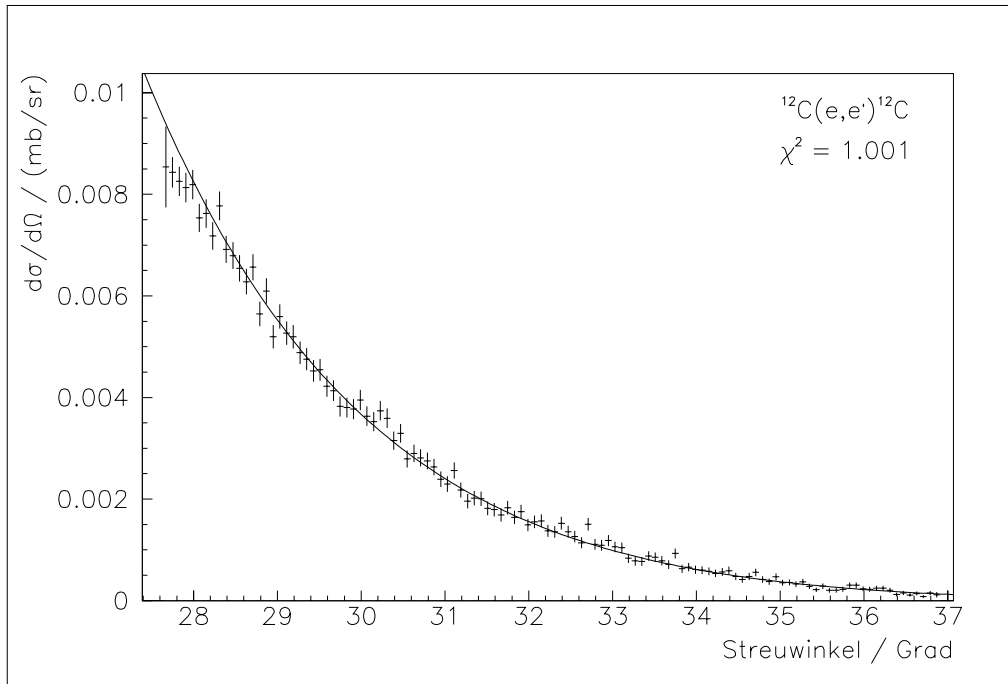


Abbildung 12: Strahlungskorrigierter Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ der Reaktion $^{12}\text{C}(e, e')^{12}\text{C}$ für eine Strahlenergie von 495 MeV bei einem Spektrometerwinkel von 32.23° in Abhängigkeit des Streuwinkels nach einer Anpassung der Targetdicke. Durchgezogene Linie: Vorhersage

kranzes, andererseits führte ein dickeres Target zu einer Erhöhung der Aufstreuung der Møllerelektronen über die Vielfachstreuung im Target. Die besten Ergebnisse wurden mit einem 10 mg/cm^2 Kohlenstoff-Folien-Target von CF-Metals, Arkansas erzielt.

4.2.2. Die Miniorange

Den Hauptbeitrag zum Untergrund in Vorwärtsrichtung lieferte, wie erwähnt, der Untergrund an niederenergetischen Møllerelektronen, also der Streuung des Elektronenstrahls an der Elektronen-Atomhülle. Um diesen zu verringern, wurde eine Miniorange entworfen, eine Permanentmagnetanordnung bestehend aus 6 Einzelmagneten (siehe Abb. 13) mit einer Magnetisierung von je $M = 1.2 \text{ T}$, die, ringförmig um die Target-Vorwärtsregion angeordnet, ein toroidales Magnetfeld erzeugen und somit niederenergetische Møllerelektronen von den Vorwärtsdetektoren weg in Strahlrichtung und zum Strahlfänger hin lenken. Die Magnete wurden mit GEANT [40] entworfen und bestehen aus einer Neodym-Eisen-Bor-Verbindung². Das von den Magneten erzeugte B-Feld beträgt innerhalb der Anordnung 0.6 T . In der Kristallkugel nachgewiesene Protonen, die einen Magneten durchdrungen hätten, würden aufgrund ihres Energieverlustes im Magnetmaterial zu einer Fehlmessung der Protonenenergie führen. Um Ereignisse dieser Art auszusortieren, wurden Vetodetektoren an der Oberseite der Magnete angebracht (Abb. 13 rechts, siehe auch Kap. 4.2.5).

²Vakuumschmelze Hanau

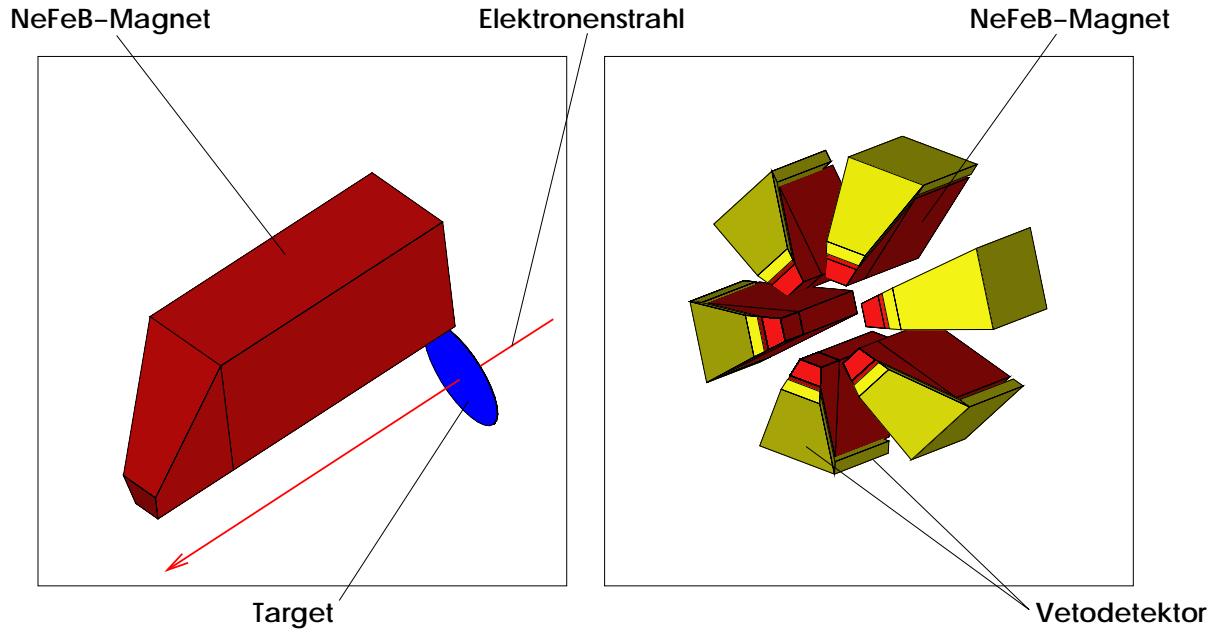


Abbildung 13: links: einzelner Permanent-Magnet mit angezeigter Targetposition und Strahlrichtung, rechts Gesamtanordnung mit Vetodetektoren

4.2.3. Entwurf und Simulation der Miniorange

Für den Entwurf der Magneten galt es

- ein homogenes toroidales Magnetfeld zu erzeugen,
- das Volumen und die Stärke des erzeugten Magnetfeldes zu maximieren,
- die Magnete schmal zu halten, um möglichst wenig Detektorfläche zu verdecken.

In Testexperimenten zeigte sich, daß die Photomultipliersignale ab einer Zählratenbelastung von ca. 200 kHz kleiner wurden, da die Ströme über die Photomultiplier-Basis zu hoch wurden. Es wurde damit eine obere Einzeldetektorrate von 180 kHz festgesetzt. Eine Messung ohne Miniorange am 10 mg/cm^2 Kohlenstofftarget ergab, daß die Grenzrate für einen Vorwärtsdetektor bei einem Strahlstrom von 2 nA erreicht war. Zur Durchführung des Experiments mußte die Luminosität mindestens eine Größenordnung höher sein. Um das toroidale Magnetfeld zu maximieren, wurde das stärkste zur Verfügung stehende Permanentmagnetmaterial gewählt. Die Form der Magnete spiegelt die Einpassung in das Innere der Kristallkugel wider. Um eine konstante Sektion der Akzeptanz abzudecken und ein homogenes Magnetfeld zu erzeugen, wurde die Keilform mit einer Winkelabdeckung von 30° gewählt (siehe Abb. 13).

Zur Simulation wurden die Magnete in GEANT [40] nachgebildet (siehe Kap. 5.3), Elektronen am Targetmittelpunkt kugelschalen gleichverteilt generiert und mit dem Wirkungsquerschnitt der Møller-Streuung gewichtet. Abb. 14 zeigt einige typische Møller-Ereignisse. Zu beachten ist die Absorption der direkten und umgelenkten

Elektronen in der Targetröhre, und die Vielfachstreuung in derselben, die letztendlich zur Absorption der Møllerelektronen in der Targetröhre führt.

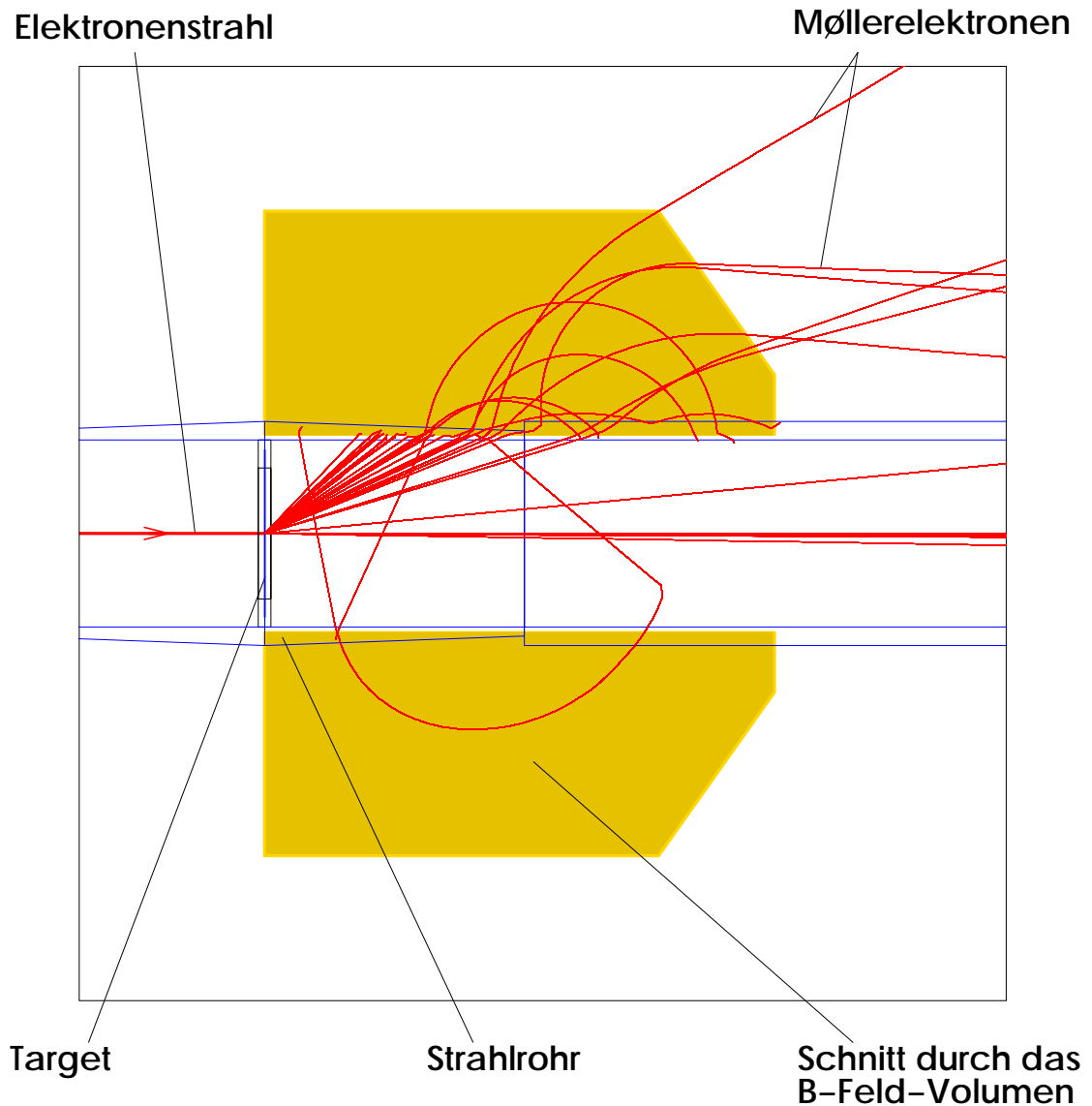


Abbildung 14: Ereignisse der Møller-Simulation. Das Volumen (gelb) umreißt die Ausdehnung des von den Magneten erzeugten Magnetfelds.

Abb. 15 zeigt Spektren der simulierten Anfangsenergie der Møllerelektronen mit und ohne Miniorange, und das Verhältnis beider. Gut zu erkennen ist die Unterdrückung der Møllerelektronen mit Energien $E \leq 16$ MeV. Eine Integration beider Energiespektren liefert einen Unterdrückungsfaktor von 13.5.

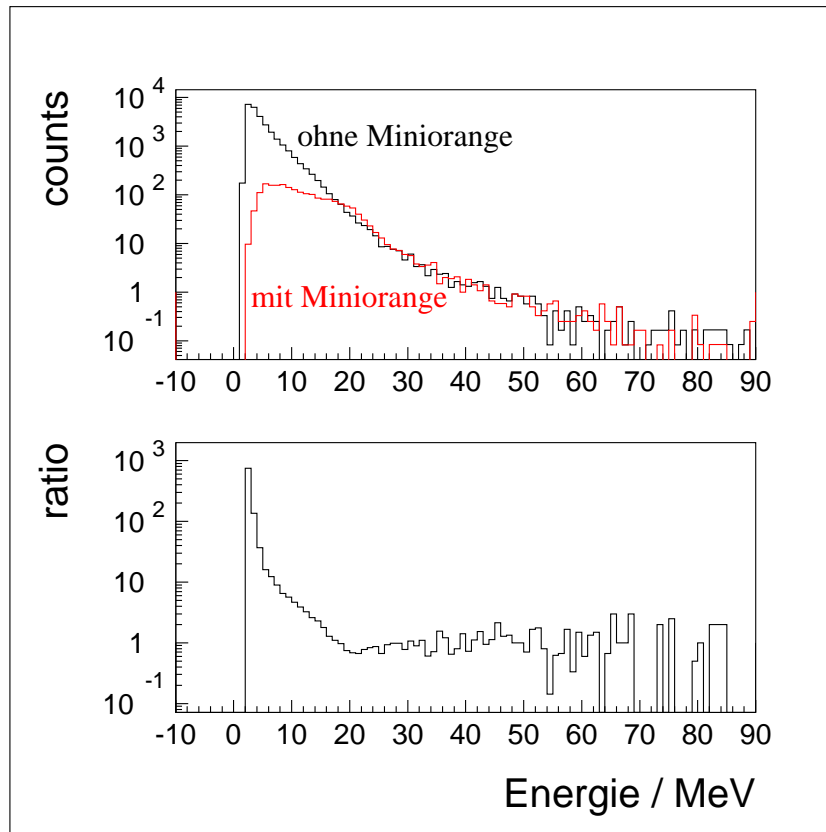


Abbildung 15: Simulierte Energiespektren der Møllerelektronen mit und ohne Miniorange (oben). Verhältnis beider Spektren (unten). Der integrale Unterdrückungsfaktor beträgt 13.5.

Dies bestätigte das Experiment, in dem unter gleichen Bedingungen mit Miniorange ein Strahlstrom von 30 nA, also dem 15-fachen des Strahlstroms ohne Miniorange, genutzt werden konnte. Damit betrug die im Experiment erreichte Luminosität $L \approx 10^{33}$ Nukleonen/cm²/s. Die freie Rate der gesamten Kristallkugel lag dabei bei 2 MHz.

4.2.4. Konstruktion

In ihrer symmetrischen Endanordnung verschwinden die zwischen den Magneten herrschenden Kräfte in azimuthaler Richtung. Während des Zusammenbaus waren sie aber sehr hoch. Es wurde deshalb eine Anfertigungsvorrichtung entworfen, welche

- das sichere Einführen eines Permanentmagneten in die Anordnung erlaubte,
- eine exakte Positionierung und Fixierung sowie das sichere Entfernen der Haltevorrichtung ermöglichte.

Die Vorrichtung wurde aus Kunststoff gefertigt, um ein Verkanten der Magnete mit der Assemblage zu vermeiden. Die Magnete wurden mit einem Metallkleber am Targetrohr in flache Fräsungen eingeklebt. Auch in ihrer symmetrischen Endanordnung befinden sich die Magnete in einem instabilen Gleichgewicht und müssen in ihren

Positionen zusätzlich gesichert werden. Dazu wurden die Magnete mit einem Kevlarfaden, der mit einem Kleber zu einem Gebinde gefestigt wurde, umspinnen und fixiert.

4.2.5. Die Vetodetektoren

Um eine Verfälschung der Energiespektren durch den Nachweis von Protonen nach Durchgang durch das Magnetmaterial zu vermeiden, wurden auf den Magneten Plastikszintillator-Vetodetektoren angebracht. Sie waren jeweils über einen 30 cm langen Lichtleiter aus Plexiglas mit einem zehnstufigen 0.8" Photomultiplier verbunden. Mit jedem aufgenommenen Ereignis wurde auch die Zeitsignatur eines jeden Vetodetektors aufgenommen. Dabei lieferte die Koinzidenzlogik (siehe Kap. 4.5) das Start- und die Vetodetektoren das jeweilige Stoppsignal. Vetoereignisse lassen sich dann über den Zeitpeak in einem TDC-Spektrum wie in Abb. 16 identifizieren. Ereignisse, die in einem Zeitfenster von 10 ns um den Zeitpeak eines Vetodetektors liegen, wurden verworfen. Im Zeitspektrum ist ein geringer Untergrund zufälliger Koinzidenzen mit den Vetos zu erkennen. Die obere Grenze des systematischen Fehlers, der dadurch eingeführt wird, beträgt 0.9%.

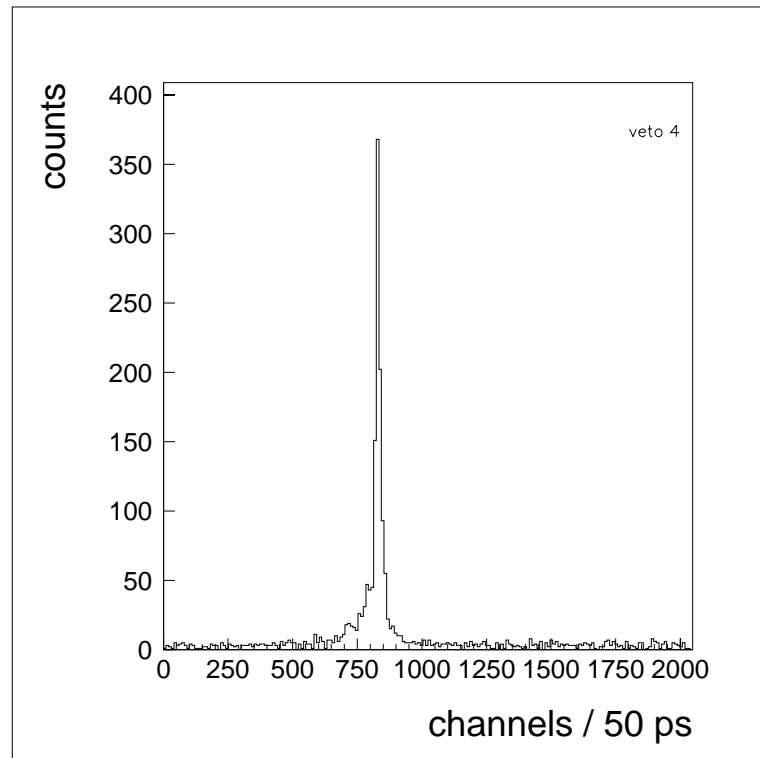


Abbildung 16: Zeitsignal eines Vetodetektors

Das obere Histogramm in Abb. 17 zeigt ein *missing energy* Spektrum der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)$, in dem keiner der Vetodetektoren ansprach, das untere dagegen eines, in dem ein Veto ein Signal innerhalb des Zeitfensters um den Zeitpeak herum lieferte. Zu erkennen ist, daß Protonen, die einen Magneten durchdrungen haben, fälschlicherweise hohen *missing energies* zugewiesen würden, würden sie nicht aussortiert.

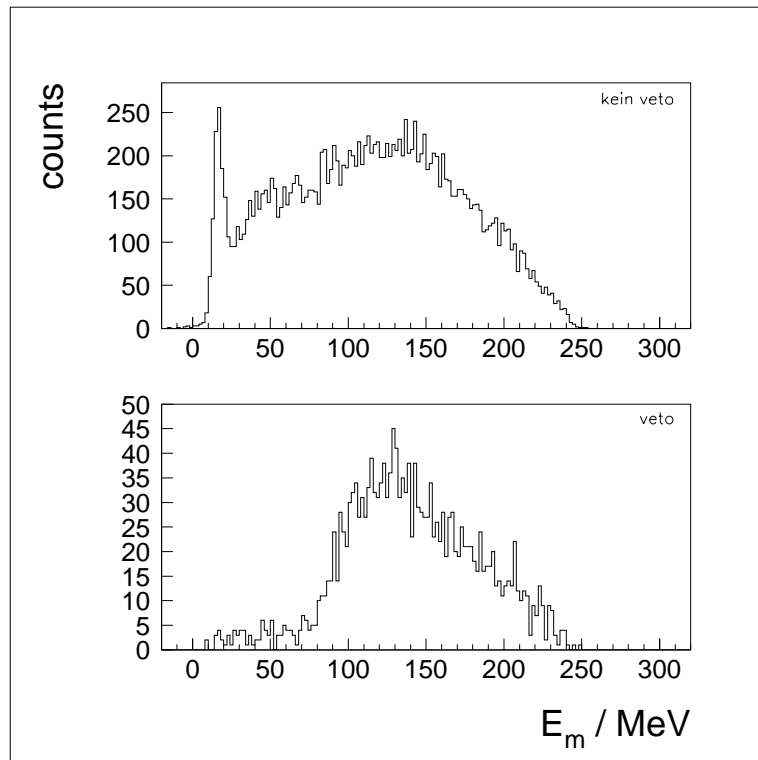


Abbildung 17: Vergleich zweier *missing energy* Spektren. Oben: es liegt kein Signal der Vetodetektoren vor, unten: Ereignisse mit Vetosignal.

4.3. Spektrometer A

Spektrometer A ist ein QSDD-Spektrometer (Quadrupol-Sextupol-Dipol-Dipol) mit hoher Raumwinkel- und Impulsakzeptanz. Es ist auf einer Stahl-Ringschiene um die Targetposition verfahrbar. Bei Bewegung des Spektrometers “schwimmen” dabei seine ca. 1000 t auf einem dünnen Ölfilm “auf”. Es kann dann mit einer Genauigkeit von 0.01° positioniert werden. Abb. 18 zeigt die Detektorsysteme des Spektrometers A in und oberhalb der Fokalebene. Zur Spurrekonstruktion befinden sich in der Fokalebene zwei Pakete mit jeweils zwei vertikalen Driftkammern. Über eine geeichte Transfermatrix kann die Trajektorie eines Teilchens durch das Spektrometer bestimmt, und somit Vertex und Impuls des nachgewiesenen Teilchens gemessen werden. Zwei segmentierte Szintillatorebenen liefern den Zeittrigger (ToF, dE). Zudem dient die Energieverlustebene der Identifizierung von Protonen. Ein Čerenkov-Zähler unterscheidet Elektronen und Pionen. Eine detaillierte Beschreibung der Detektorkomponenten des Spektrometers ist in Referenz [7] zu finden. Die wichtigsten Eigenschaften des Spektrometers A sind in Tabelle 4 aufgeführt.

Maximaler Impuls	735 MeV/c
Länge der Zentralbahn	10.75 m
Impulsakzeptanz	20%
akzeptierter Raumwinkel	28 msr
Streuwinkelbereich	[18° , 160°]
Winkelakzeptanzen	
dispersiv	± 70 mrad
nicht dispersiv	± 100 mrad
Impulsauflösung	$\leq 10^{-4}$
Winkelauflösung am Target	< 3 mrad
Ortsauflösung am Target	$\simeq 5$ mm

Tabelle 4: Eigenschaften des QSDD-Spektrometers A

4.3.1. VDC A

Tabelle 5 sind die wichtigsten Driftkammereigenschaften zu entnehmen. Wichtig ist die Ermittlung der Nachweiseffizienz der kombinierten Driftkammerpakete. Die Nachweiseffizienz der Szintillatorebenen in Kombination beträgt für minimal ionisierende Teilchen 99.97%. Die Einzeldrahteffizienzen der Kammern, und damit die Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit des Doppelpakets ist nahezu 1. Dies wurde im Experiment anhand von den Multiplizitäten angesprochener Drähte innerhalb der nominellen Akzeptanz des Spektrometers (vgl. [41]) überprüft und bestätigt.

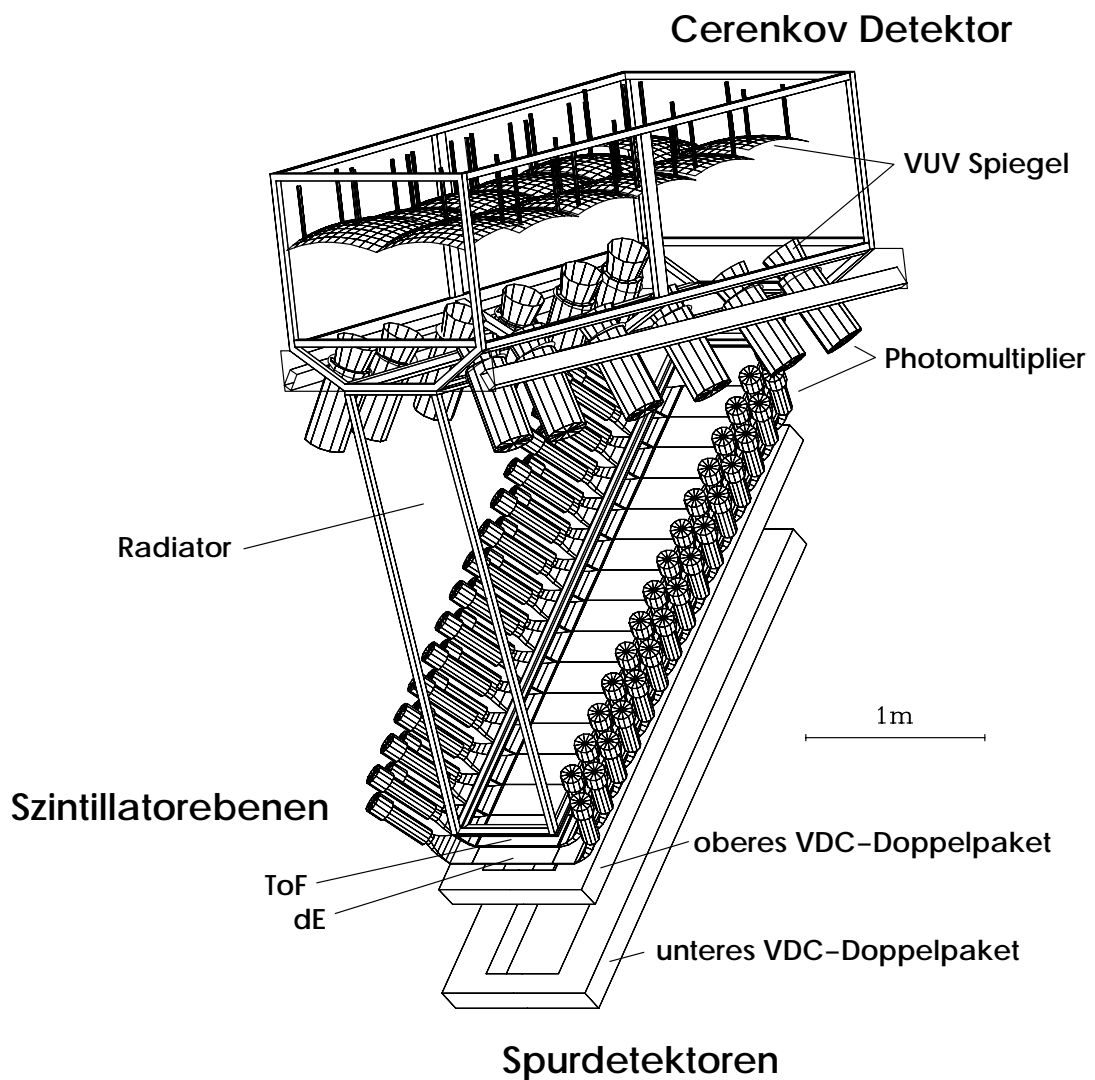


Abbildung 18: Die Fokalebene-Detektorsysteme des Spektrometers A

VDC A				
Ebenen	4			
Auflösung Ort	dispersiv	94 μm	nicht-dispersiv	260 μm
Auflösung Winkel	θ	0.22 mrad	ϕ	1.35 mrad
Szintillatorebenen A				
Ebene	Segmente		Nachweiswahrscheinlichkeit	
ToF	15		99.78%	
dE	15		99.75%	

Tabelle 5: Eigenschaften des Driftkammerpakets VDC A.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist aber, über die gesamte Raumwinkelakzeptanz des Spektrometers betrachtet, nicht 100% und fällt an den Akzeptanzgrenzen ab. Im

Experiment wurden Ereignisse mit Elektronen innerhalb des Schnittes $\theta_e \in [\theta_0 \pm 5^\circ]$ und $\phi_e \in [\phi_0 \pm 6^\circ]$ mit $\theta_e = 34.5^\circ$ und $\phi_0 = 0^\circ$ ausgewertet. Hierbei sind θ_e der Elektronenstreuwinkel und ϕ_e der Winkel der Elektronenstrebene (*out-of-plane*-Winkel). Abb. 19 zeigt ein in der Dip Region für $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ aufgenommenes Spektrum für gestreute Elektronen in Abhängigkeit von $\cos \theta_e$. Zu erkennen ist der Abfall des Spektrums an den Akzeptanz-Grenzen außerhalb des Elektronenstreuwinkelbereichs $\theta_e \in [34.5^\circ \pm 4^\circ]$ (durchgezogene senkrechte Linien in Abb. 19), der in dieser Kinematik (Tab. 2) nicht mit der Struktur des inklusiven Wirkungsquerschnitts der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e')$ zu vereinbaren ist. Die Wirkungsquerschnitte in $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ -Experimenten sind klein: Deshalb wurden auch die Randbereiche der zugänglichen Akzeptanz, insbesondere der im Elektronenstreuwinkel θ_e , in der Auswertung genutzt (gestrichelte senkrechte Linien in Abb. 19). Innerhalb der zentralen Akzeptanz ist eine Anpassung eines Polynoms zweiter Ordnung an das gezeigte Spektrum vorgenommen worden. Der Phasenraum für die Akzeptanz von $\cos \theta_e$ und ϕ_e ist, mit den oben erwähnten Schnitten in θ_e und ϕ_e , eine Konstante. Somit kann und wurde das angepaßte Polynom zur Korrektur der Zählraten der vollen, in der Auswertung genutzten Akzeptanz verwendet.

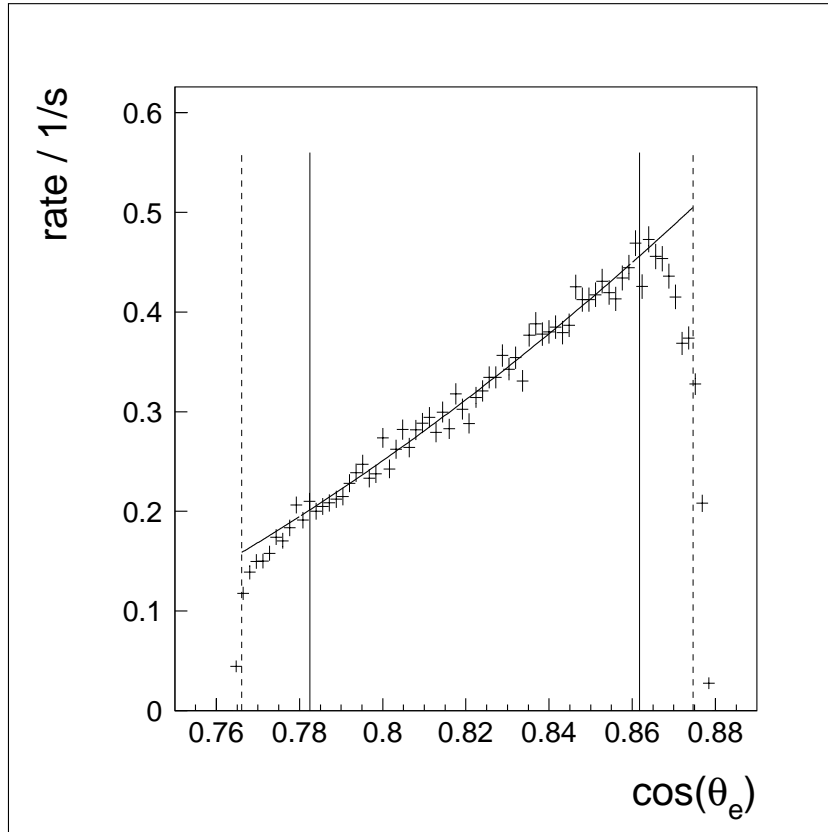


Abbildung 19: Effizienzkorrektur in Spektrometer A im Elektronenstreuwinkel. Gestrichelte Senkrechten: im Experiment genutzte Akzeptanz in $\cos \theta_e$. Durchgezogene Senkrechten: zentrale Akzeptanz in $\cos \theta_e$ des Spektrometers A. Polynom: Anpassung an das Spektrum innerhalb der zentralen Akzeptanz.

4.3.2. ČerenkovA

Der Čerenkov-Detektor über den Fokalebene-Detektoren in Spektrometer A ist ein Schwellen-Gas-Čerenkov-Detektor mit einer Freon-Füllung (Freon 114, Brechungsindex $n = 1.0011$). Zwölf sphärische UV-Spiegel fokussieren das erzeugte Čerenkov-Licht zur Bündelung in UV-Trichter, welche mit Photomultipliern mit der Fähigkeit zum Einzelphotonennachweis verbunden sind. Wieder ist eine wesentliche Größe die Nachweiseffizienz für Photonen: Sie liegt bei nahezu 100% [21]. Abb. 20 zeigt ein typisches, im Experiment aufgenommenes Spektrum der von den Photomultipliern gelieferten Amplituden für das Radiatorgas durchquerende Elektronen. Jedes Ereignis, das einen Eintrag im Summenspektrum besitzt, ist als Elektronenstreuereignis markiert worden, alle anderen wurden als Pionereignis gekennzeichnet.

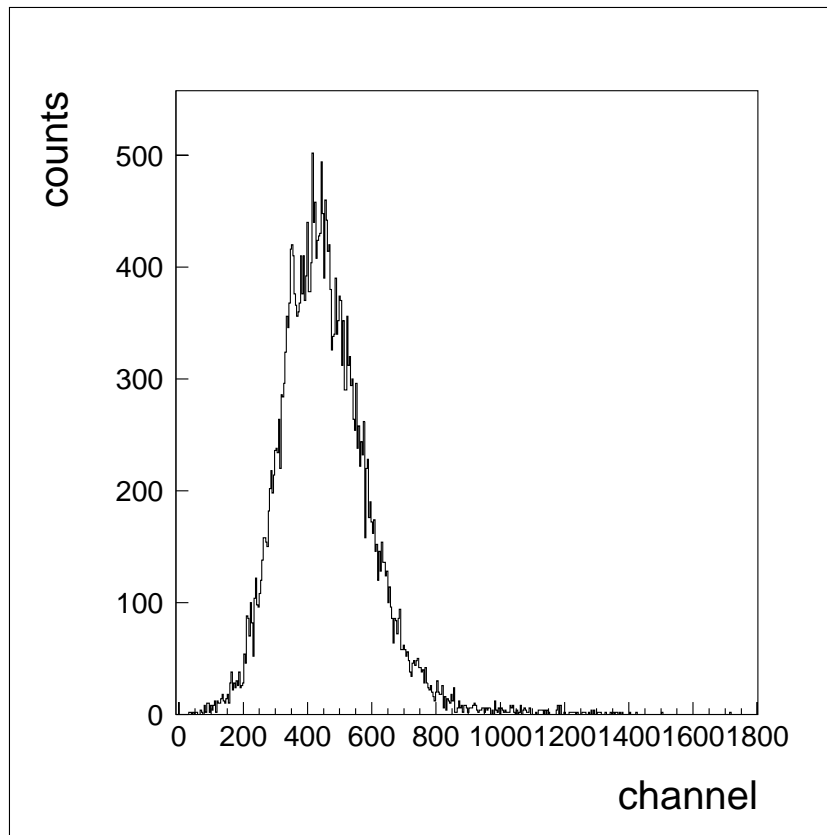


Abbildung 20: Histogramm der Summe aller Kanäle der Signale im Čerenkov-Detektor

Abb. 21 zeigt drei Spektren: Das höchste enthält alle inklusiven Ereignisse der Messung in der Dip Region. Das mittlere beinhaltet die Bedingung eines mit dem Čerenkov-Detektor nachgewiesenen Elektrons. Komplementär dazu ist das dritte Spektrum, das die Pionenereignisse enthält. Schon in der Dip Region bestehen damit bis zu 25% der im Spektrometer nachweisbaren Ereignisse aus Pionen.

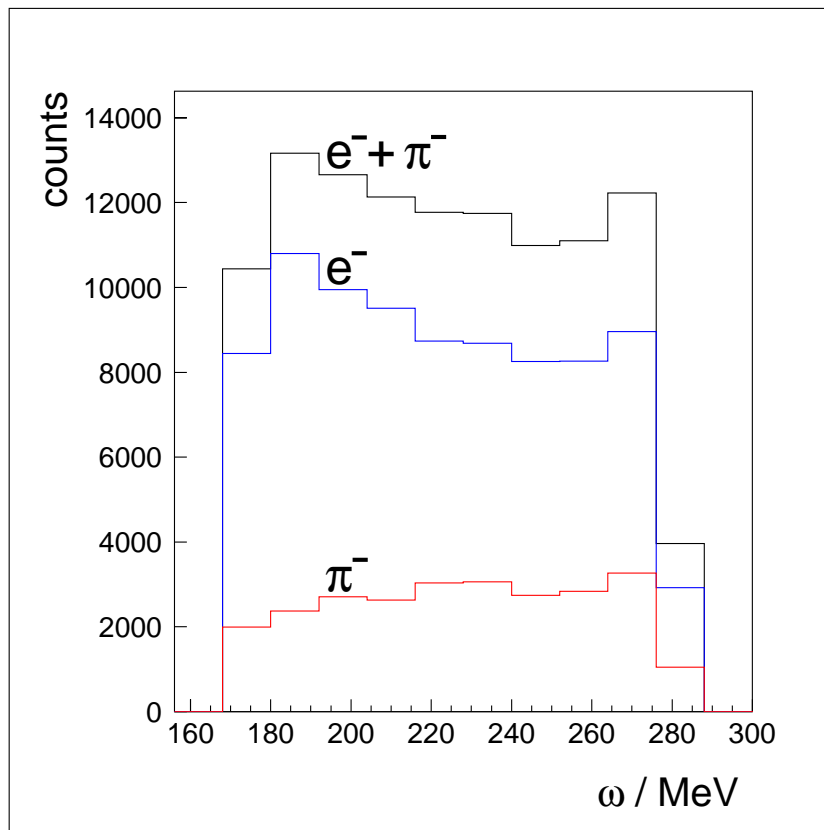


Abbildung 21: Inklusive $^{12}\text{C}(e,e')$ Spektren in der Dip Region: oberes Histogramm: keine Berücksichtigung des Čerenkov-Detektors, also gemeinsamer Nachweis von Elektronen und negativen Pionen, mittleres Histogramm: Ereignisse, die ein Čerenkov-Signal lieferten, also Nachweis von Elektronen, unteres Histogramm: Ereignisse, die kein Čerenkov-Signal lieferten, also Nachweis von negativen Pionen.

4.4. Die BGO-Kristallkugel

Die BGO-Kristallkugel [8] besteht aus 30 Einzeldetektoren, sogenannten Phoswich-Detektoren, also aus Detektoren, in denen ein “phosphoreszierendes Sandwich” zweier unterschiedlicher Detektormaterialien jeweils ein Signal liefern, dessen Summe in einem einzelnen Photomultiplier registriert wird.

Ein Detektor besteht aus einem 5.6 cm tiefen BGO³-Kristall, an dessen Frontfläche ein 3 mm dicker Plastiksintillator (NE102A) angeklebt ist (siehe Abb. 22), und einem 3” Photomultiplier, angebracht an der Rückseite des Kristalls. Kristall und Plastiksintillator sind in einem Blechgehäuse von 0.5 mm Wanddicke untergebracht. Die Innenseite des Gehäuses ist mit einer diffus reflektierenden Teflonschicht ausgekleidet. Zur Minimierung der Energieverluste eintreffender Teilchen besteht die Eintrittsfläche eines Detektors aus einer 40 μm dicken Titan-Folie.

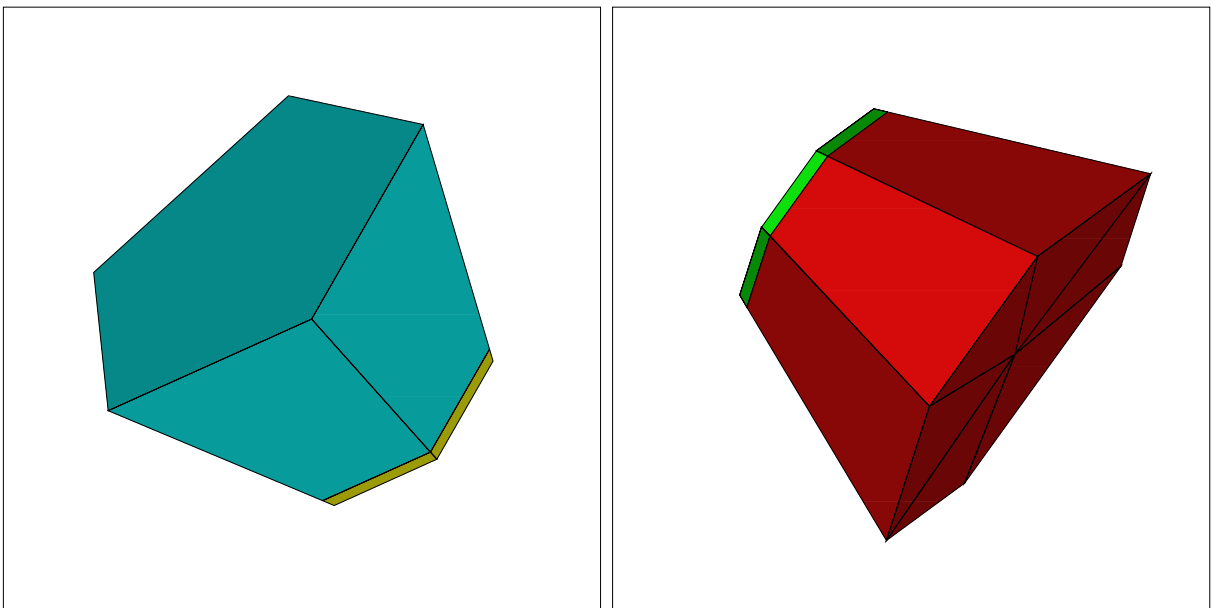


Abbildung 22: Fünf- bzw. sechseckiger BGO-Kristall mit Plastiksintillator der Kristallkugel

Die Geometrie der Kristallkugel ist die eines Fußballs, besteht also aus ineinandergefügten fünf- und sechseckigen Segmenten (siehe Abb. 22). Somit lassen sich die Detektorpositionen errechnen. Die Winkelbeziehungen in der Fußballgeometrie lassen sich wie folgt zusammenfassen (vgl. Abb. 23):

$$\sin 2\xi \cdot \sin 36^\circ = \sin \psi \quad (44)$$

³Bi₄Ge₃O₁₂

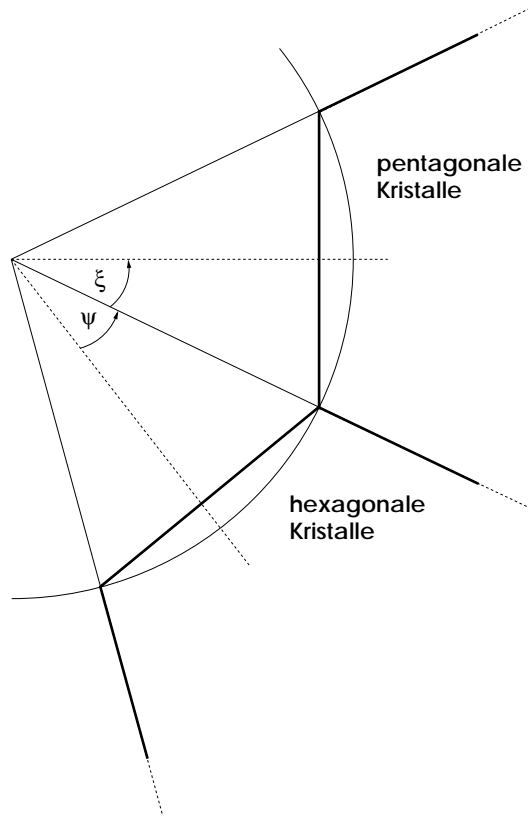


Abbildung 23: Winkelverhältnisse der Fußballgeometrie der BGO-Kristallkugel

Hierbei ist ξ der Mittenöffnungswinkel eines pentagonalen Elements und ψ derjenige eines hexagonalen Elements bezüglich seiner langen Flächenkante. Der Innenradius der Kristallkugel beträgt 6 cm. Die Mittenwinkel der in Abb. 23 gezeigten Detektoren sind $\xi = 18.69^\circ$ und $\psi = 20.91^\circ$. Die mit Gln. 44 errechneten Detektorpositionen sind in Tabelle 6 eingetragen. Da aber Teile der Kristallkugel von der Miniorange (siehe Kap. 4.2.2) verdeckt werden, müssen effektive Winkel und tatsächliche Raumwinkelakzeptanzen für jeden BGO-Detektor bestimmt werden. Zudem waren die in Strahlrichtung vordersten Detektoren (erster Ring) um 3 cm zur Verringerung des Untergrundes herausgezogen. Die BGO-Kristallkugel und der gesamte Targetaufbau wurden vollständig in einer GEANT-Simulation nachgebildet (siehe Kap. 5.3). Die in der Simulation ermittelten (siehe Kap. 5.3.1) effektiven geometrischen Größen sind Tabelle 6 zu entnehmen. In Vorwärtsrichtung betrug der kleinste Winkel, unter dem Hadronen nachgewiesen wurden 19° , in Rückwärtsrichtung 161° . In Richtung der nachzuweisenden Elektronen (Spektrometer A) wurde aus der Kugel ein Kristall entfernt. Die gesamte effektive Raumwinkelakzeptanz der Kristallkugel betrug:

$$\Omega_{BGO,total} = 8.12sr = 65\% \cdot 4\pi sr.$$

Det #	θ_{frei}	ϕ_{frei}	$\frac{\Delta\Omega_{\text{frei}}}{sr}$	θ_{eff}	ϕ_{eff}	$\frac{\Delta\Omega_{\text{eff}}}{sr}$	Anmerkung
0	79.18	324	0.39	85.3	316.8	0.15	
1	-	-	-	-	-	-	herausgenommen
2	37.38	108	0.27	42.1	117.6	0.15	
3	37.38	180	0.27	43.4	180.0	0.18	in \vec{q} -Richtung
4	79.18	180	0.39	79.4	180.0	0.33	in Laborebene
5	63.44	72	0.36	64.1	64.2	0.21	
6	63.44	144	0.36	64.1	131.2	0.01	
7	63.44	216	0.36	64.1	228.5	0.01	
8	63.44	0	0.36	64.8	0.0	0.29	
9	63.44	288	0.36	64.2	295.9	0.21	
10	-	-	-	-	-	-	herausgenommen
11	79.18	36	0.39	85.2	43.1	0.15	
12	79.18	108	0.39	81.0	113.5	0.26	
13	37.38	252	0.27	42.4	242.7	0.15	
14	79.18	252	0.39	81.1	246.5	0.26	
15	100.81	72	0.39	101.6	71.2	0.36	
16	100.81	0	0.39	100.6	0.0	0.38	in Laborebene
17	100.81	288	0.39	101.5	288.7	0.36	
18	100.81	216	0.39	102.9	216.6	0.33	
19	100.81	144	0.39	102.9	143.4	0.33	
20	116.57	108	0.36	115.7	108.0	0.36	
21	116.57	252	0.36	115.7	252.0	0.36	
22	116.57	180	0.36	115.8	180.0	0.36	in Laborebene
23	116.57	324	0.36	115.7	324.0	0.36	
24	116.57	36	0.36	115.8	36.0	0.36	
25	142.62	288	0.39	140.3	287.9	0.39	
26	142.62	0	0.39	140.3	0.0	0.39	in Laborebene
27	142.62	144	0.39	140.3	144.0	0.39	
28	142.62	72	0.39	140.3	72.0	0.39	
29	142.62	216	0.39	140.3	216.0	0.39	

Tabelle 6: Positionen und Raumwinkel der BGO-Phoswich-Detektoren, mit Miniorange (eff), also die berechneten, effektiven Winkel (siehe Text), und ohne Miniorange (frei). θ ist der Polarwinkel der Detektorposition bezüglich der Strahlrichtung, ϕ der azimuthale Winkel.

Weitere Detektoreigenschaften sind in Tabelle 7 aufgeführt. Über den differentiellen Energieverlust im Plastikszintillator und im BGO-Material kann man Protonen und Deuteronen (in einem Energiebereich von 20-500 MeV), Pionen und neutrale Teilchen (Photonen oder Neutronen) identifizieren. Die Effizienz des Neutronennachweises steigt ab 70 MeV von 1% auf 20% für Energien größer als 150 MeV. Zwischen Photonen und Neutronen kann wegen des kurzen Abstandes von 6 cm zum Target nicht unterschieden werden. Die Energieauflösung betrug bei der in diesem Experiment notwendigen sehr hohen Zählratenbelastung (max. \approx 180 kHz / Detektor) ca. 6% für Protonen und Deuteronen einer kinetischen Energie zwischen 100 MeV

und 180 MeV. Ab 185 MeV deponieren Protonen nicht mehr die gesamte Energie im Kristall und die Energieauflösung verschlechtert sich. Ermittelte gemeinsame Akzeptanzen in *missing energy*, *missing momentum* und Relativimpuls der ausgehenden Protonen sind in Abb. 34 und 35 gezeigt.

BGO-Kristall	
Dicke in Teilchenrichtung	5.6 cm
Dichte	7.13 g/cm ³
Strahlungslänge	1.12 cm
Brechungsindex BGO	2.15
Szintillator-Dicke	
	3 mm
Brechungsindex NE102A	
	1.581

Tabelle 7: Eigenschaften der BGO-Phoswich-Detektoren

4.4.1. Das Meßprinzip der Kristallkugel

Drei unterschiedliche Zeitabschnitte der Antwortfunktion der BGO-Detektoren wurden integriert und digitalisiert:

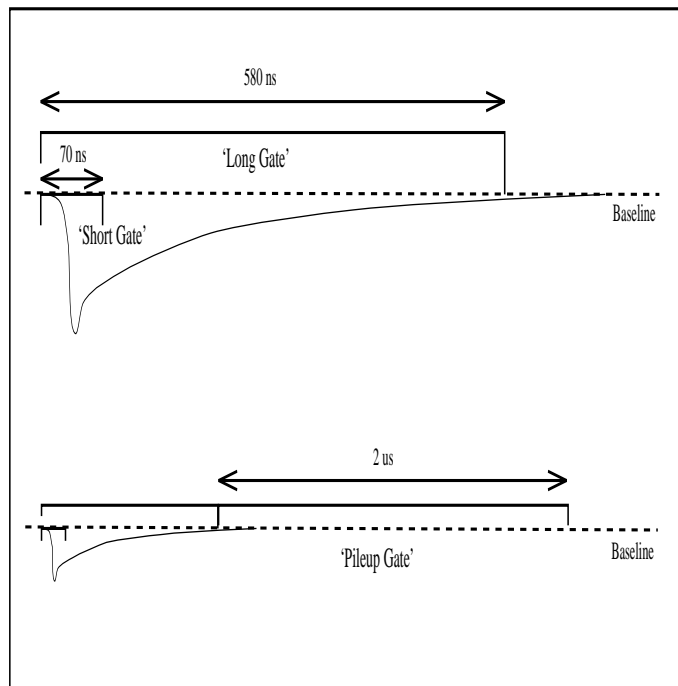


Abbildung 24: Digitalisierungsabschnitte der Antwort der BGO-Detektoren auf Beschuß mit einem Teilchen.

- *short-gate*: Die ersten 70 ns des Signals. Die gelieferte Amplitude setzt sich vorwiegend aus dem kurzen, im Plastik erzeugten Signal und einem Teil der steigenden BGO-Antwortflanke zusammen.
- *long-gate*: Die ersten 580 ns des Signals. Der Hauptbeitrag stammt vom BGO-Signal, mit einem kleineren Beitrag des Plastiksintillators.

- Am Ende des *long-gates* wurde ein drittes, $2 \mu\text{s}$ breites Zeitfenster geöffnet, um Mehrfachtreffer in den BGO-Detektoren verwerfen zu können.

Man kann die Energien, die im Plastik- und BGO-Material deponiert worden sind, aus den Signalen *short-* und *long-gate* extrahieren und gegeneinander auftragen. Abb. 25 zeigt einen *scatterplot* mit den *short-* und *long-gate*-Signalen eines Einzeldetektors. Zu erkennen sind zwei Regionen, die sich durch Geraden annähern lassen.

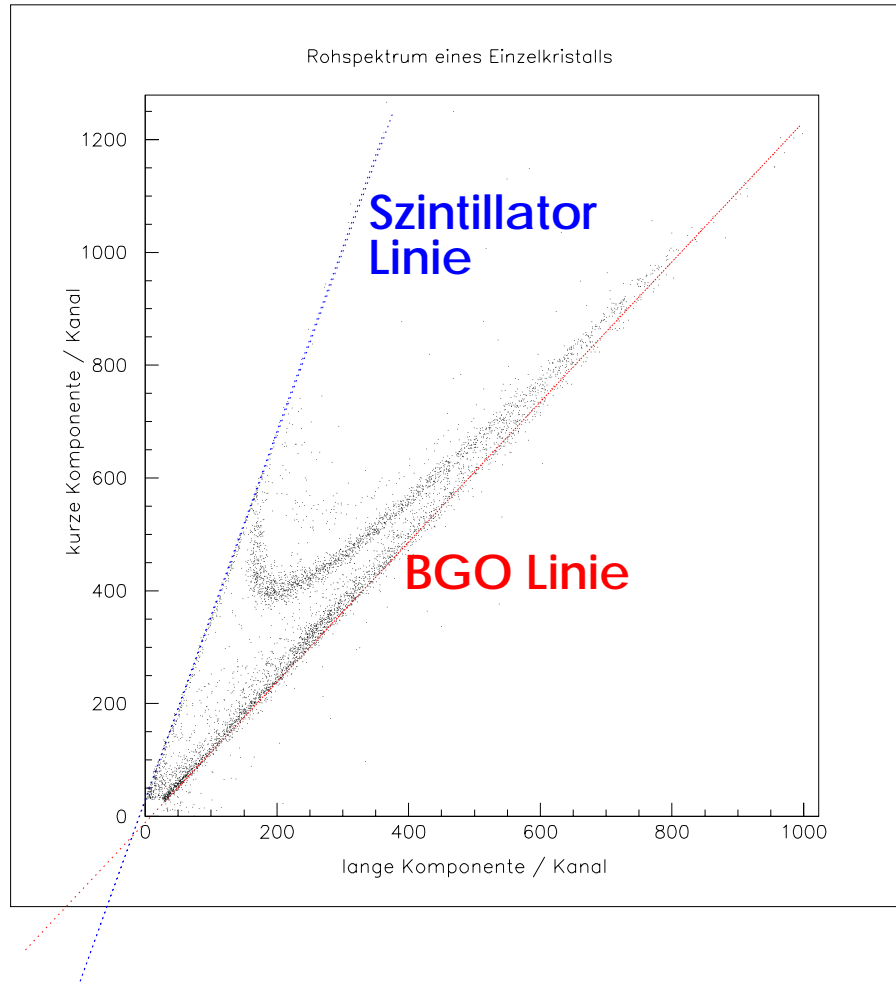


Abbildung 25: *long-short* Scatterplot für einen in Richtung des Impulsübertrages befindlichen Detektor.

Sie entsprechen den Fällen, in denen

- ein geladenes Teilchen im Plastiksintillator gestoppt wurde und keine Energie im BGO-Material deponierte: Plastiksintillator Linie ($s = \alpha_{\text{Plastik}} \cdot l + \beta_{\text{Plastik}}$),
- ein ungeladenes Teilchen (n, γ) im Plastiksintillator keine Energie deponierte, aber im BGO-Material: BGO-Linie ($s = \alpha_{\text{BGO}} \cdot l + \beta_{\text{BGO}}$).

s und l stehen für die integrierten Amplituden des *short-* bzw. des *long-*Zeitfensters. Die Geraden bestimmen die Entfaltung der Komponenten:

$$\begin{aligned}
 E_{\text{BGO}} &= G_{\text{BGO}}((l - \beta_{\text{BGO}}) - \alpha_{\text{Plastik}}(s - \beta_{\text{Plastik}})) = G_{\text{BGO}}S_{\text{BGO}} \\
 E_{\text{Plastik}} &= G_{\text{Plastik}}((s - \beta_{\text{Plastik}}) - \alpha_{\text{BGO}}(s - \beta_{\text{BGO}})) = G_{\text{Plastik}}S_{\text{Plastik}}.
 \end{aligned} \tag{45}$$

E_{BGO} ist die im BGO-Material deponierte Energie, E_{Plastik} jene im Szintillator deponierte. G_{BGO} und G_{Plastik} sind zu bestimmende Eichfaktoren. S_{BGO} und S_{Plastik} sind die ungeeichten Signalanteile von Szintillator und BGO. Ein entfaltetes und geeichtes

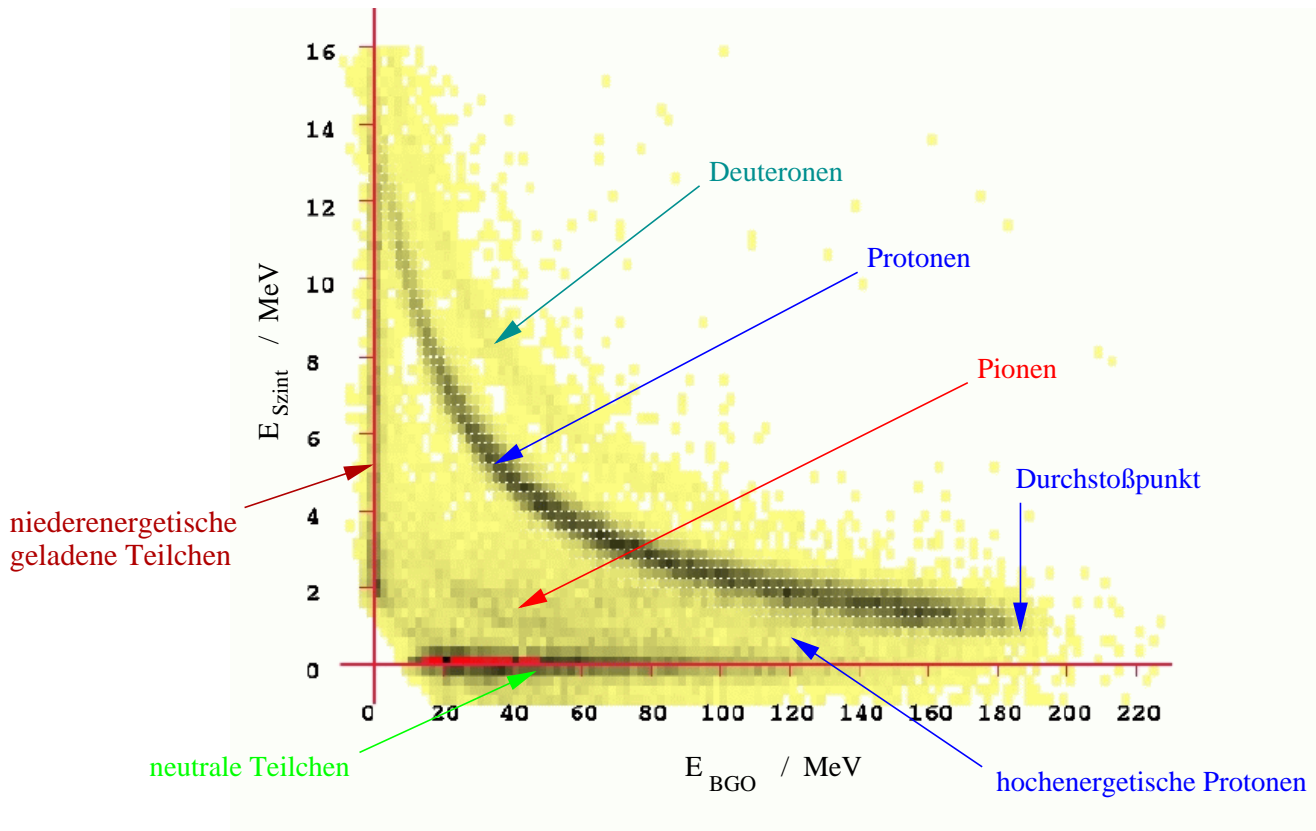


Abbildung 26: E- Δ E-Energieverlustplot für einen in Richtung des Impulsübertrages gelegenen Detektor.

Spektrum zeigt Abb. 26. Es treten Strukturen auf, die mit verschiedenen Teilchensorten identifiziert werden können:

- entlang der Senkrechten für $E_{\text{BGO}} = 0$: geladene, im Plastiksintillator gestoppte, niederenergetische Teilchen,
- entlang der Waagerechten für $E_{\text{Plastik}} = 0$: neutrale Teilchen. Sie deponieren ihre Energie nur im BGO-Material,
- Struktur zwischen $E_{\text{BGO}} = 0$, $E_{\text{Plastik}} = 13$ MeV und $E_{\text{BGO}} = 180$ MeV, $E_{\text{Plastik}} = 1.8$ MeV: vollständig im BGO-Material gestoppte Protonen,
- nach der Durchstoßenergie: Protonen, die die BGO-Detektoren durchstoßen,
- unter den Protonen: Pionen,
- über den Protonen: Deuteronen.

Nach einer Energieeichung aller Detektoren können die einzelnen Teilchensorten durch geeignete Polygonschnitte selektiert werden.

4.4.2. BGO-Eichung und Überwachung

Die Hochspannungen, bei denen die Photomultiplier unter den gegebenen experimentellen Bedingungen operieren sollten, wurden anhand der elastischen Streuung am Wasserstoff (an einem CH_2 -Target) optimiert.

$H(e,e'p)$

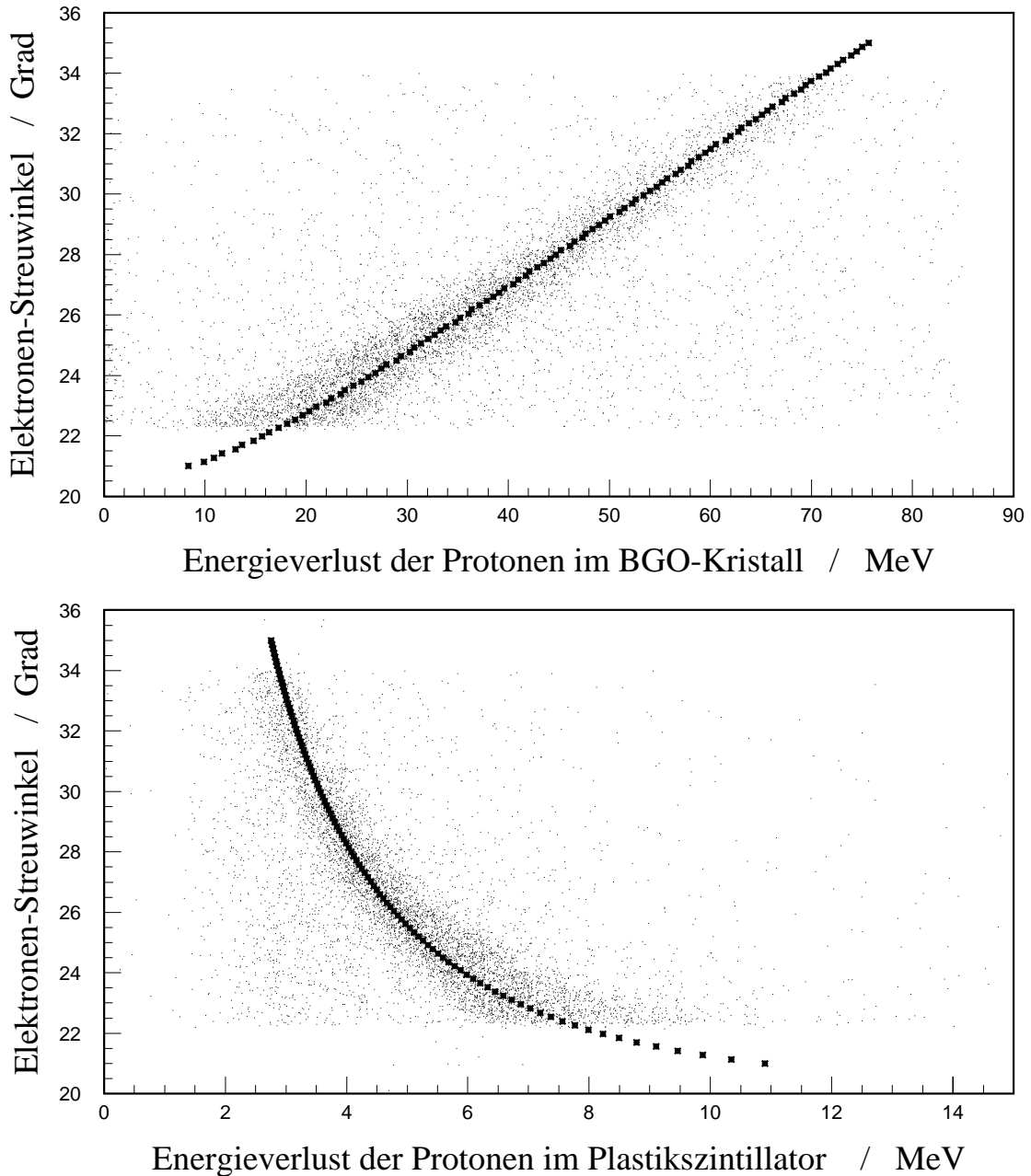


Abbildung 27: Anhand der Reaktion $H(e,e'p)$ geeichte Energiedepositionen für Plastiksintillator und BGO-Kristall. Aufgetragen ist der Elektronenstreuwinkel gegen die im Detektorteil deponierte Energie. Die Strahlenergie betrug 705 MeV, der Winkel des Spektrometers A betrug 58° .

Die Kinematik der Reaktion (e,e'p) ist durch den Elektronenstreuwinkel vollständig bestimmt. Durch Minimierung des Ausdrucks

$$\sum_i^N (E(\theta_{e,i}) - (G_{\text{Plastik}} S_{\text{Plastik},i} + G_{\text{BGO}} S_{\text{BGO},i}))^2 \quad (46)$$

lassen sich die Eichfaktoren G_{BGO} und G_{Plastik} bestimmen. i ist der Ereignisindex, N die Anzahl der betrachteten Ereignisse und $E(\theta_{e,i})$ die errechnete Protonenenergie zu einem gemessenen Elektronenstreuwinkel $\theta_{e,i}$. Abb. 27 zeigt Scatterplots des Elektronenstreuwinkels aufgetragen gegen die geeichten Energiedepositionen im Plastikszintillator und BGO-Material.

Im Experiment wurden die Hochspannungen der BGO-Detektoren den jeweiligen Untergrundverhältnissen angepaßt. Die in der $^{12}\text{C}(e,e'p)$ -Eichung ermittelten Eichfaktoren G_{BGO} und G_{Plastik} galten dabei als Anhaltspunkte. Ein Versuch, die BGO-Eichung mithilfe des Stickstoff Diagnoselasers der Spektrometeranlage zu überwachen, erwies sich als nicht praktikabel, da die Energieschwankungen des für Zeitmessungen eingesetzten Lasers zu hoch waren. Zur Detektoreichung für die Messungen der Reaktionen $^{12}\text{C}(e,e'p)$ und $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ wurden Eichfaktoren und Entfaltungsparemeter gemeinsam bestimmt. Dazu wurde ein Referenzplot der Art aus Abb. 26 erstellt und das Programm *scamap* (*Scatterplot Mapper*) entwickelt, daß mit einer *simulated-annealing*-Methode die anzupassenden Parameter gleichzeitig ermittelt. Der Referenzplot wurde über die Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)$ in der Dip Region erstellt, wobei das emittierte Proton in Richtung des Impulsübertrags nachgewiesen wurde. Die Energieeichung des gemessenen Spektrums (siehe Wirkungsquerschnitt aus Abb. 45) läßt sich anhand der deutlichen Peaks des Herausschlagens eines Protons aus der 1p-Schale des Kohlenstoffs (bei $E_m = 16$ MeV) vornehmen. Es wurden drei isolierte Regionen im E-dE-Plot und eine jeweils zugeordnete Referenzkurve definiert, an die die Energiedepositionen der Ereignisse, die in die jeweilige Region fallen, für jeden Detektor quadratisch angepaßt wurden (Abb. 28):

- die neutrale Region mit gut identifizierbaren neutralen Teilchen. Die zugehörige Anpassungskurve ist die Linie $E_{\text{Szint}} = 0$.
- die Stopp-Region mit gut identifizierbaren im Szintillator gestoppten Teilchen. Die zugehörige Anpassungskurve ist die Linie $E_{\text{BGO}} = 0$.
- die Protonen-Region mit gut identifizierbaren Protonen. Die Protonenkurve wurde in dieser Region über eine Mittelung der Häufigkeit einer im Szintillator deponierten Energie in Abhängigkeit der im BGO deponierten Energie gebildet.

Die Protonenlinie ist dabei über den gesamten energetisch zugängigen Bereich gut definiert, da im Referenzspektrum alle im Experiment auftauchenden Protonenenergien vorkommen. Im Vergleich mit GEANT-Simulationen des Energieverlustes von Protonen in einem BGO-Detektor erweist sich, daß die Protonenlinie ab Energiedepositionen im BGO-Material von ca. 10 MeV nahezu identisch mit der bestimmten Protonenlinie ist. Für geringere Energiedepositionen im BGO-Material tauchen Abweichungen von der Simulation auf, die auf Nichtlinearitäten in der Lichtsammlung in den BGO-Detektoren beruhen. Alle Ereignisse, die kein E-dE-Paar in einer der

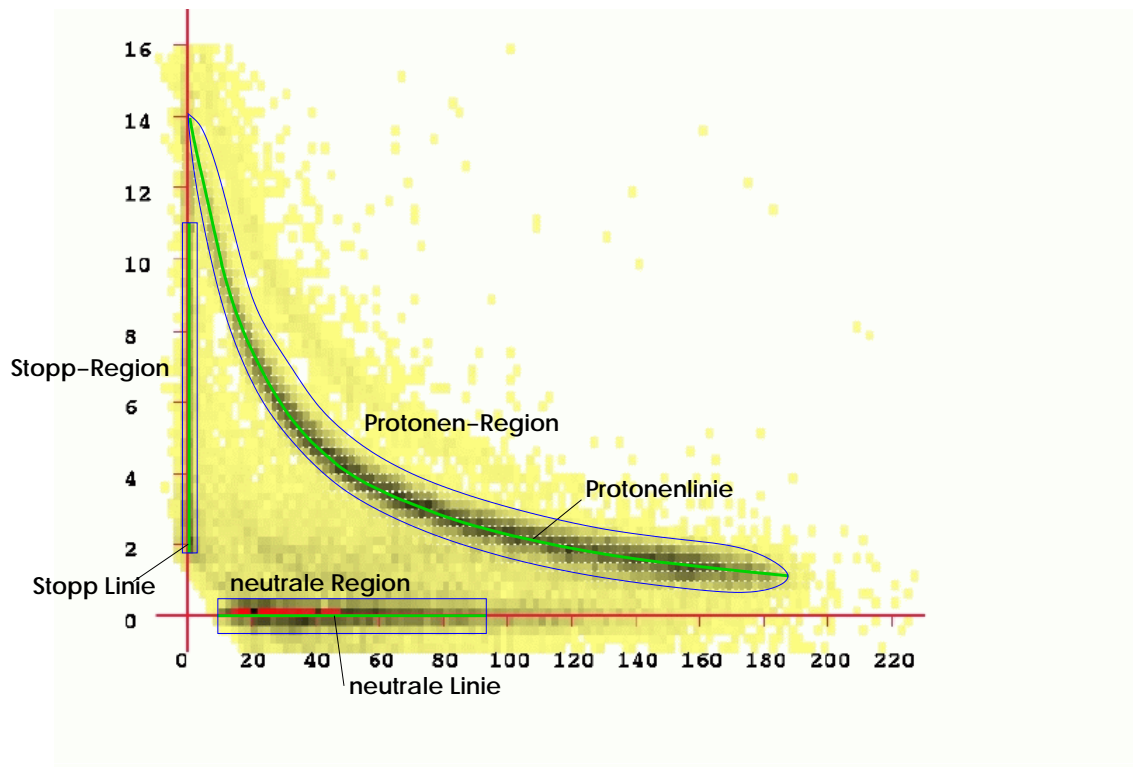


Abbildung 28: Eichplot im Programm scamap zur Eichung der BGO-Detektoren

betrachteten Regionen lieferten, gingen nicht in die Anpassung ein. Einfache Suchverfahren zur Bestimmung des Anpassungsoptimums lieferten keine befriedigenden Ergebnisse. Deshalb wurde ein stochastisches Suchverfahren angewandt, bei dem den Anpassungsparametern eine “Temperatur” zugewiesen wird, die eine stochastische Variation der Parameter regelt. Die Variationsbreiten verringern sich mit fallender Temperatur. Läßt man das Bestimmungssystem langsam abkühlen, streben die Parameter auf die optimale Anpassung zu. Gelegentliches Wiederanheben der Parametertemperatur führt zur Vermeidung lokaler Minima. Die Eichenergie des 1p-Peaks des Eichspektrums ließ sich mit dieser Methode mit besser als 1% rekonstruieren.

4.4.3. Detektoreigenschaften, Effizienz und Energierekonstruktion

Bei der Bestimmung der in einem BGO-Detektor gemessenen Teilchenenergie muß folgendes beachtet werden:

- Die Energieverluste der Teilchen im Target, in der Luft und im Streukammermaterial sind zu korrigieren.
- Die hadronischen Reaktionen der nachgewiesenen Teilchen im Detektormaterial, die einen Ausläufer der Teilchenlinien zu geringeren Energiedepositionen im BGO-Material bewirken, müssen berücksichtigt werden.
- Die Energieregionen, bei denen Teilchen die BGO-Detektoren durchstoßen, müssen gesondert behandelt werden.

4.4.4. Effizienz für den Protonennachweis

Die hadronischen Reaktionen im Detektormaterial führen zu einer Effizienzkorrektur der nachgewiesenen Protonen. Mit GEANT [40] (siehe Kap. 5.3) wurden Protonenergebnisse simuliert (siehe Kap. 5.3) und die Nachweiseffizienz des in der Auswertung verwendeten Polygonschnittes für Protonen bestimmt (siehe Abb. 29). Sie deckt sich mit denen von R. Ransome an einem Pionenstrahl vorgenommenen, über die Eichreaktion (π, p) ermittelten Effizienzen [8]. Da Protonen auch in den Wänden der Metallgehäuse der Detektoren absorbiert werden können, ist die Effizienz auch bei niederenergetischeren Protonen geringer als 1.

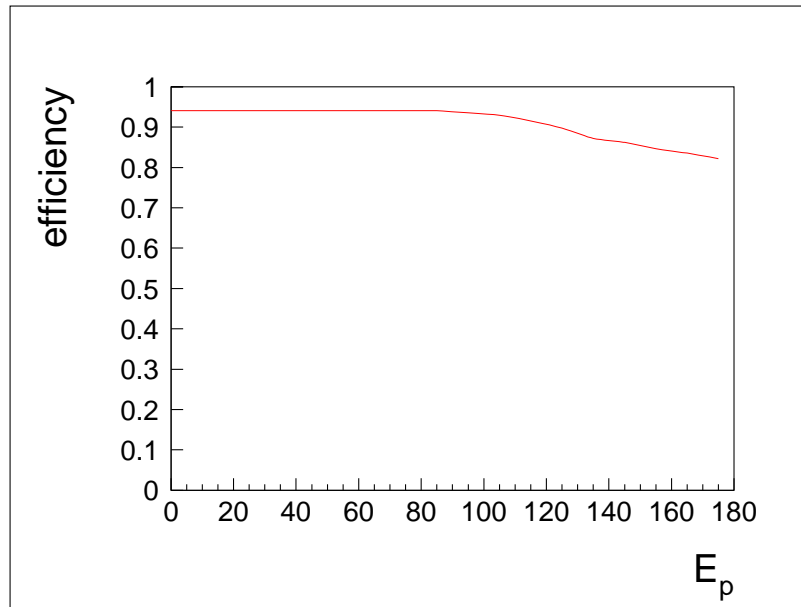


Abbildung 29: Effizienz des Protonennachweises in der Kristallkugel in Abhängigkeit von der kinetischen Energie der Protonen.

4.4.5. Energieverlusttabellen

In der GEANT-Simulation wurde der Energieverlust, den ein Proton von seinem Ausgangspunkt im Target auf seinem Weg durch die Streukammerwände, die Luft im Inneren der Kristallkugel bis zu seinem Nachweis in einem BGO-Detektor erleidet, ermittelt. Dabei wurde bezüglich eines zweidimensionalen E-dE-Histogramms der in Abb. 26 gezeigten Art für jedes Quadrat der E-dE-Ebene eine wahrscheinlichste initiale Protonenenergie ermittelt, die dann einem in ein solches Quadrat einsortierten Proton zugewiesen wird.

4.5. Datenaufnahme

Abb. 30 zeigt die Meßelektronik des Kristallkugel Experiments, mit Schwerpunkt auf den hadronischen Arm der Auslese. Jedes der von BGO- und Vetodetektoren gelieferten Signale wurde aufgespaltet und jeweils einem ladungsintegrierenden (ADC) sowie einem zeitmessenden (TDC) Arm zugeführt. Zur Ladungsmessung wurden die Signale weitere dreimal aufgespaltet und, dem Meßprinzip der Gln. 45 entsprechend, ADCs mit verschiedenen Integrationsintervallen zugeführt. Da *long gate* und *pileup gate* weitaus längere Zeitabschnitte integrieren, mußten ihre Signale abgeschwächt werden. Die Verhältnisse der Abschwächungen von *short gate* zu *long gate* zu *pileup gate* betragen 1 zu 2 zu 4. Im TDC-Arm wurden nach einer Schwellensetzung mithilfe von *leading edge* Diskriminatoren die Ereignisse für jeden BGO-Detektor zum einen mit einem Zähler (*scaler*) gezählt, sowie zum anderen summiert, um dann über eine Multiziplicitätsschwelle ein Ereignis in der Kristallkugel zu diskriminieren. Über die Multiziplicitätsschwelle (hier 1) können Trigger für Ereignisse mit einer definierten unteren Multiziplicität generiert werden. Ein dermaßen erzeugter BGO-Trigger wurde an die Koinzidenzlogik auf Spektrometer A weitergeleitet und innerhalb eines Koinzidenzzeitfensters von 80 ns auf zeitliche Übereinstimmung mit einem Ereignis in Spektrometer A überprüft. Wurde eine Koinzidenz festgestellt, wurde ein Koinzidenztrigger erzeugt, der über eine “Und”-Operation mit dem verzögerten BGO-Trigger eine zeitlich korrekte Digitalisierung der Ladungen im ADC-Arm mithilfe von FERAs⁴ ermöglichte. Der Koinzidenzzeitpunkt wurde in einem TDC auf Spektrometer A registriert. Auch wurden die Zeitpunkte der Einzelereignisse, die von den jeweiligen BGO-Detektoren geliefert wurden, in TDCs digitalisiert. Hierbei bestimmte den gemeinsamen Start wieder obiges *retiming*-Signal (*common start*), den Stopp der jeweilige BGO-Detektor. Einzelereignisse (Singles) in Spektrometer A wurden mit zehnfacher Untersetzung ausgelesen. BGO-Singles wurden nicht aufgezeichnet. Für die Vetodetektoren um die Miniorange wurden für jede Spektrometer-Kristallkugel-Koinzidenz jeweils Energie- und Zeitinformation aufgenommen. Sie wurden aber nicht online zur Definition eines gültigen Ereignisses herangezogen, sondern wurden mit jeder angestoßenen Auslese mit aufgenommen. Die Datenauslese wurde durch den *common start* angestoßen und mit einer hauseigenen Elektronik (Micro-Busy) verriegelt. Die Trigger- und Koinzidenzlogik auf Spektrometer A ist in [24] ausführlich beschrieben. Ausgelesene Ereignisse wurden einem sog. Eventbuilder zugeschickt, zugeordnet und auf Band geschrieben (siehe [25]).

⁴Fast Encoding and Readout ADC

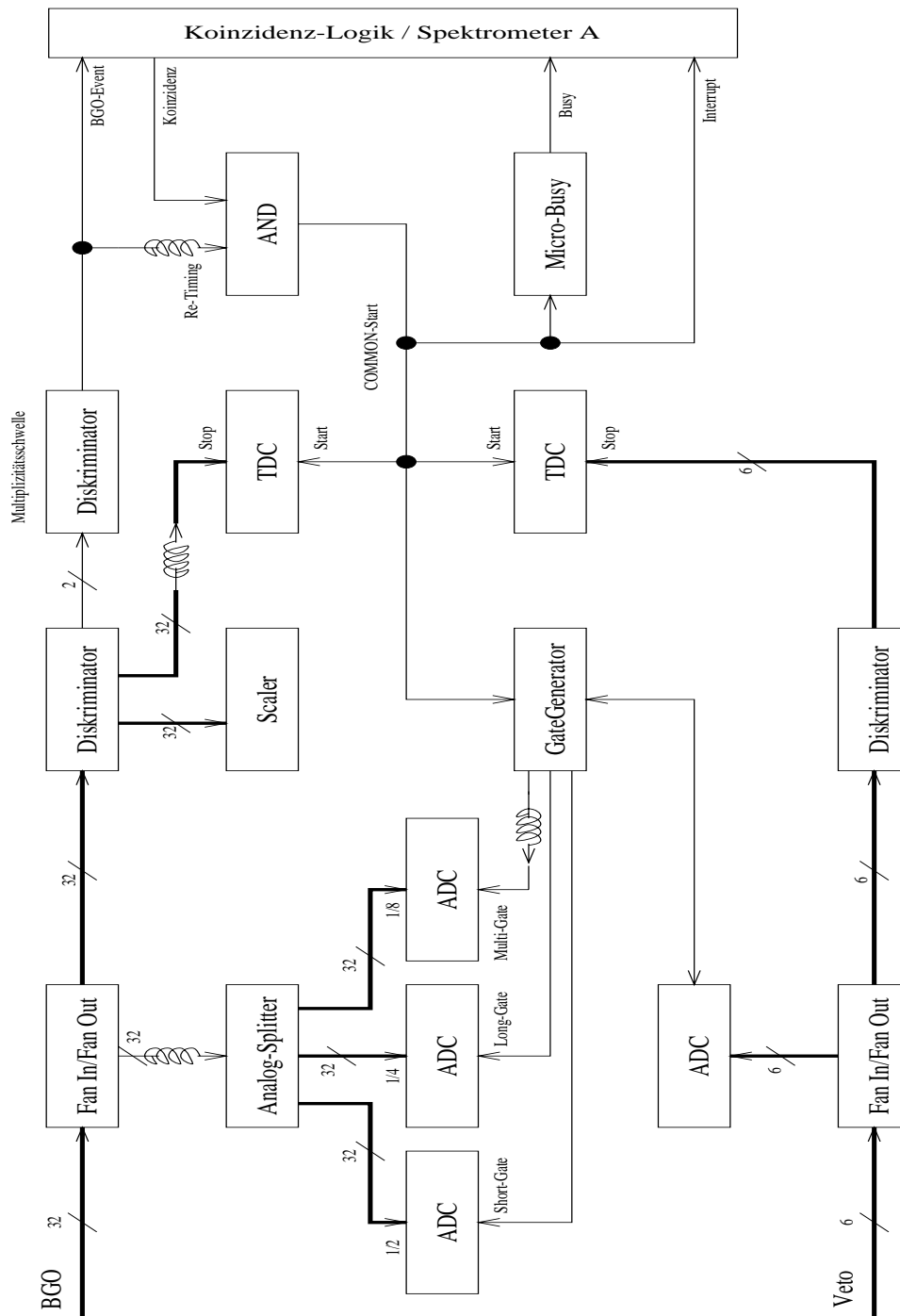


Abbildung 30: Die Meßelektronik des BGO-Kristallkugel-Experiments.

5. Auswertung

Der Weg von der Aufnahme der Daten bis zur Präsentation der Wirkungsquerschnitte läuft über folgende Wegstrecken:

1. Auspacken der Daten.
2. Ereignisweise Analyse:
 - (a) Identifikation der Teilchen (Kap. 4.4.1),
 - (b) Rekonstruktion der Energien und Impulse der Teilchen (Kap. 4.4.2),
 - (c) Effizienzkorrekturen (Kap. 4.4.4),
 - (d) kinematische Schnitte (siehe Tabellen 2 bis 3). Weitere Schnitte werden bei der Darstellung der Wirkungsquerschnitte diskutiert.

Diese Punkte wurden in den vorigen Kapiteln behandelt. In den folgenden werden geschildert:

- 3.(a) Bestimmung der Luminosität und Normierung der Spektren,
 - (b) Totzeitkorrektur.
4. Erstellung der Spektren.
5. Bestimmung der experimentellen Akzeptanz:
 - (a) Simulation des Experiments,
 - (b) Berechnung des Phasenraumvolumens für die erstellten Spektren.
6. Erstellung der Wirkungsquerschnitte.
7. Strahlungskorrekturen.

Es wurden folgende Softwarepakete verwendet:

1. MECDAS: Datenaufnahme und Archivierung [25].
2. CINDY++: Auspacken der Daten [41].
3. chlib++: Kammerdatenauswertung [41].
4. tracemachine: Spurrekonstruktion im Spektrometer [29].
5. GEANT: Simulationen [40].

Zudem wurden folgende Programmpakete entwickelt:

1. eva++: Auswertung des hadronischen Arms des Experiments, Phasenraumbe-
rechnung.
2. scamap: interaktives Programm zur Eichung der BGO-Detektoren.
3. deradiate: Strahlungskorrekturen.

5.1. Korrektur der Koinzidenzzeit

Aufgrund von Lauflängenunterschieden der Elektronen entlang unterschiedlicher Trajektorien durch das Spektrometer A wird das Koinzidenzzeitpektrum für Spektrometer-Kristallkugel-Koinzidenzen verbreitert. Dazu tragen auch Zeitunterschiede (*offsets*) in der Signalsammlung zwischen den Szintillatorelementen der Fokalebenenendetektoren bei. Für beide Effekte können Korrekturen angebracht werden:

- Der *offset* jedes Szintillators kann gemessen werden.
- Die Lauflängenunterschiede im Spektrometer lassen sich über die geeichten Transfermatrizen berechnen [29].

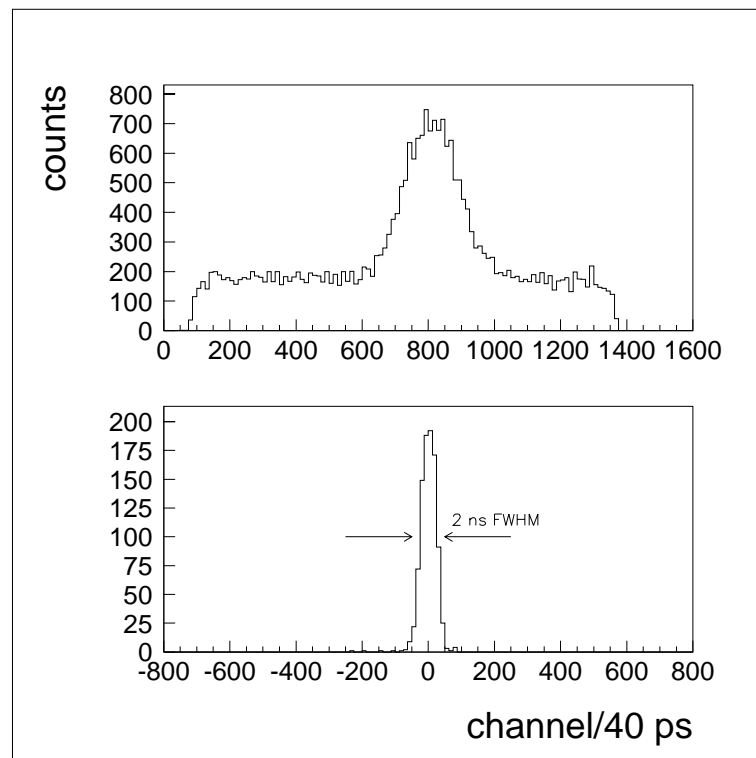


Abbildung 31: Oben: Roh-Koinzidenzzeitpektrum ohne Teilchendiskriminierung. Unten: Auf Lauflängenunterschiede im Spektrometer und Zeitunterschiede in der Signalsammlung der Spektrometer-Szintillatoren korrigiertes Koinzidenzzeitpektrum. Dabei wurde in der Kristallkugel der Nachweis von Protonen verlangt. Die FWHM beträgt 2 ns.

Das obere Bild in Abb. 31 zeigt ein rohes, nicht korrigiertes Koinzidenzzeitpektrum. Dabei waren die Ereignisarten in der Kristallkugel nicht eingeschränkt. Zu sehen ist ein konstanter Untergrund zufälliger Koinzidenz-Ereignisse, hervorgerufen vom Untergrund der Möllerelektronen in den BGO-Detektoren. Das untere Bild zeigt ein auf Lauflängenunterschiede und Szintillatorzeitdifferenzen korrigiertes Zeitspektrum unter der Bedingung des Nachweises eines Protons in der Kristallkugel. Der Untergrund der zufälligen Ereignisse verschwindet durch diese Bedingung vollständig. Eine Untersuchung der Zufallskoinzidenzen und deren Abzug in der Ermittlung der Wirkungsquerschnitte war somit nicht notwendig. Die Breite des nach der Korrektur resultierenden Zeit-Peaks betrug 2ns.

5.2. Luminositätseichung

Ein Wirkungsquerschnitt $d^n\sigma$, differentiell in den Variablen $x_0, x_1 \dots x_n$, läßt sich in Abhängigkeit der Variablen $\xi_0 \dots \xi_m$ aus einer Messung mit folgendem Ausdruck gewinnen:

$$\frac{d^n\sigma}{dx_0 dx_1 \dots dx_n}(\xi_0 \dots \xi_m) = \frac{1}{\int_T \mathcal{L} dt} \cdot \frac{N(\xi_0 \dots \xi_m)}{V(\xi_0 \dots \xi_m)}. \quad (47)$$

\mathcal{L} ist die Luminosität, T die Meßzeit und $N(\xi_0 \dots \xi_m)$ die Anzahl der Ereignisse in Abhängigkeit der Variablen $\xi_0 \dots \xi_m$. V ist die Wahrscheinlichkeit mit der die Phasenraumkoordinate $\xi_0 \dots \xi_m$ im Verhältnis zum gesamten Phasenraumvolumen mit Ereignissen bevölkert werden kann. Für die Erstellung eines Wirkungsquerschnitts müssen neben den Ereignissen $N(\xi_0 \dots \xi_m)$ auch die Meßzeit (*live-Zeit*) T (Kap. 5.2.1) und \mathcal{L} (Kap. 5.2.2, Kap. 4.2.1) gemessen sein. Das Phasenraumvolumen $V(\xi_0 \dots \xi_m)$ kann berechnet werden (Kap. 5.3.2).

5.2.1. Totzeitkorrektur

Die Experimentelektronik wird während der Auslese verriegelt. Kein in dieser Zeit auftretendes Ereignis kann registriert werden. Diese Zeitspanne muß zur korrekten Berechnung der Wirkungsquerschnitte gemessen werden. Da jeder Arm des Experiments die Auslese seiner Daten eigenständig betreibt, liefert ein Pulsgeber einen 100 KHz Zeittakt, der von 3 Zählern unter den folgenden logischen Bedingungen gezählt wird:

- Die Datenauslese des Spektrometers A ist verriegelt. Daraus folgt die Totzeit $t_{d,A}$.
- Die Datenauslese der Kristallkugel ist verriegelt. Daraus folgt die Totzeit $t_{d,BGO}$.
- Die Datenauslese beider Arme ist gleichzeitig verriegelt. Daraus folgt die Totzeit $t_{d,A \wedge BGO}$.

Die Gesamttotzeit des Experiments läßt sich dann wie folgt ermitteln:

$$t_d = t_{d,A} + t_{d,BGO} - t_{d,A \wedge BGO}.$$

Weiterhin wird die Gesamtmeßzeit t_{total} registriert. Mit dem Anteil der Totzeit an der gesamten Meßzeit $\tau_d = t_d/t_{total}$ werden die koinzidenten Ereignisse mit dem Faktor c_{korr} gemäß Gln. 48 korrigiert.

$$c_{korr} = 1/(1 - \tau_d). \quad (48)$$

Bei der Korrektur der Singles war zu beachten, daß nur die Messung der gesamten Meßzeit t_{total} ⁵ zur Verfügung stand, und nicht etwa die Zeit, während der das Experiment nicht gesperrt war. Dies führt bei skaliert aufgenommenen Daten zu einer komplizierten Totzeitkorrektur [26]. Abb. 32 zeigt die Faktoren der Totzeitkorrekturen für verschiedene Skalierungsfaktoren in Abhängigkeit von der Totzeit (τ_d ist in Prozent angegeben).

⁵im Gegensatz zur *live-Zeit* $t_{live} = t_{total} - t_d$

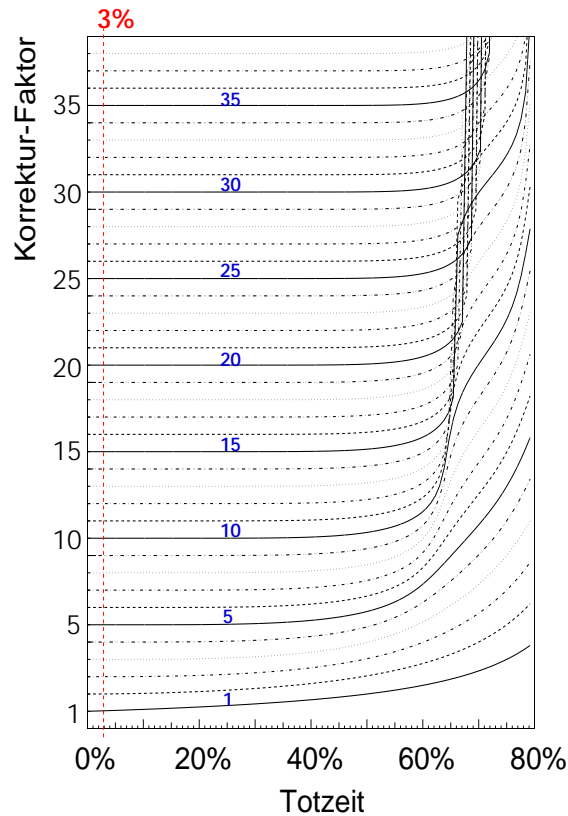


Abbildung 32: Totzeitkorrekturfaktoren für verschiedene Skalierungsfaktoren (in blau) in Abhängigkeit von der Totzeit. Die Totzeiten der $^{12}\text{C}(e,e'p)$ und $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ Strahlzeiten lagen bei 3%.

Die Totzeiten der $^{12}\text{C}(e,e'p)$ und $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ Strahlzeiten lagen bei 3%. Der Skalierungsfaktor für aufgenommene Singles war 10. Abb. 32 ist zu entnehmen, daß sich die Korrektur bei so niedrigen Totzeiten auf die Multiplikation mit dem Skalierungsfaktor vereinfacht. Für einen Skalierungsfaktor von 1, wie bei der inklusiven Messung bei hohem Strom, bzw. bei der erwähnten Aufnahme der koinzidenten Ereignisse der Produktionsstrahlzeiten, gleicht der Korrekturfaktor der gewohnten Form aus Gln. 48.

5.2.2. Bestimmung der Luminosität durch Eichmessungen

Die Strahlströme in den Produktionsstrahlzeiten für die Reaktionen $^{12}\text{C}(e,e'p)$ und $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ waren gering (30 nA). Zur Strahlstrommessung standen zur Verfügung

- eine Förstersonde im Strahlengang von MAMI,
- ein Faraday-Cup,
- Mikrowellenkavitäten.

Die Förstersonde, die den Strahlstrom direkt aus dem vom Strahl erzeugten Magnetfeld bestimmt, ist bei niedrigem Strom wegen ihrer systematischen Unsicherheit

von 100 nA nicht zur Strommessung geeignet. Faraday-Cup und Mikrowellenkavitäten wiesen Drifts auf und mußten einer Re-Eichung unterzogen werden [27]. Als zuverlässiger erwies es sich, die Produktionsdaten der $^{12}\text{C}(e,e'p)$ und $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ Strahlzeiten mithilfe der gleichzeitig aufgenommenen Singles-Daten an einen inklusiven Eichwirkungsquerschnitt, aufgenommen unter gleichen kinematischen Bedingungen mit hohem, genau bestimmbarem Strahlstrom an einem Eichtarget (Kap. 4.2.1), anzupassen. Kinematik, Strahlstrom und Target der Eichstrahlzeit sind Tab. 8 (vgl. auch Tab. 3) zu entnehmen.

Reaktion	Targetdicke	I_e
$^{12}\text{C}(e,e')$	65 mg	$30\mu\text{A}$
E_e	θ_e	ω
705 MeV	34.5°	[170, 280] MeV

Tabelle 8: Kinematik der Eichstrahlzeit für die Messung des inklusiven Wirkungsquerschnitts der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e')$ in der Dip Region: I_e ist der verwendete Strahlstrom. E_e ist die Strahlenergie, θ_e der Elektronenwinkel. ω ist der Energieübertrag.

An den inklusiven Eichwirkungsquerschnitt wurde ein Eichpolynom zweiter Ordnung angepaßt. Zum Zwecke der Eichung wurden keine Strahlungskorrekturen vorgenommen. Das linke Bild in Abb. 33 zeigt den gesamten, nicht strahlungskorrigierten inklusiven Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e')$, mit dem durch die Anpassung definierten Polynom im Energieübertragsbereich $\omega \in [170, 280]$ MeV. Das rechte Bild zeigt einen aus Spektrometersingles gewonnenen Wirkungsquerschnitt der $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ Strahlzeit nach seiner Anpassung an das Eichpolynom.

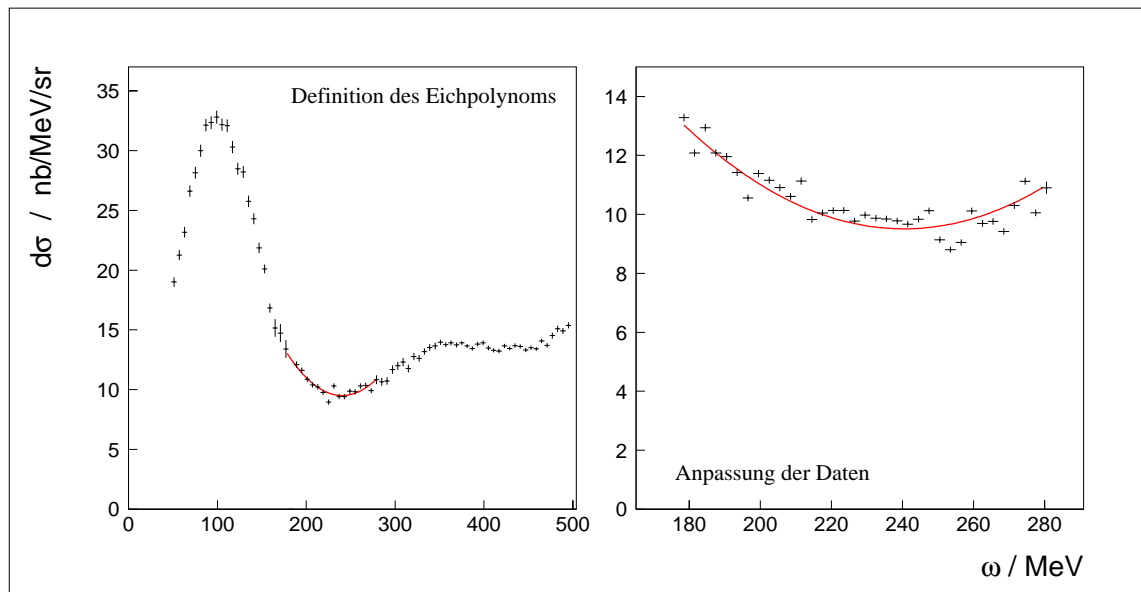


Abbildung 33: links: Definition des Eichpolynoms (rote Kurve) durch Anpassung an den nicht strahlungskorrigierten, inklusiven Wirkungsquerschnitt $d\sigma$ in der Dip Region, gemessen mit genau bekannter Luminosität. Daten (rechts): An das Eichpolynom angepaßter inklusiver Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e')$ aus den Singles der $^{12}\text{C}(e,e'p)$ und $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ Produktionsstrahlzeiten. ω ist jeweils der Energieübertrag.

Mit der Anpassung der Daten an das Eichpolynom konnte die Luminosität mit einer Genauigkeit von 2% bestimmt werden.

5.3. Simulationen und Phasenraum

Während die Akzeptanz des Spektrometers A von vergleichsweise einfacher Struktur ist, ist die der BGO-Kristallkugel — vor allem aufgrund des Einbaus der Miniorange — kompliziert. Deshalb wurde der Kristallkugelarm des Experiments vollständig mit dem Simulationspaket GEANT [40] nachgebildet. GEANT kann Experiment- und Detektorgeometrie, sowie Material- und Teilcheneigenschaften simulieren. Eine Spur eines generierten Partikels (also Elementarteilchens oder Atomkerns) kann vollständig unter Registrierung seiner Wechselwirkungen mit den Experimentmaterialien durch den Experimentaufbau verfolgt werden. Abbildungen 11, 13 und 22 zeigen einige mit GEANT nachgebildete Detektorkomponenten des Hadronenarms des Experiments. Dem simulierten Nachweis eines Teilchens in einem BGO-Detektor entsprach hier die Registrierung der im jeweiligen Detektormaterial, also BGO und Plastiksintillator, deponierten Energie für jedes generierte Ereignis. Die Ereignisgenerierung hing vom Zweck der Simulation ab. Davon gab es mehrere:

- die Simulation von Møllerelektronen (siehe Kap. 4.2.2),
- Überprüfung der Effizienz für den Nachweis von Protonen im BGO-Material (siehe Kap. 4.4.4),
- Bestimmung der Winkelpositionen und der Raumwinkelakzeptanzen der BGO-Detektoren,
- Bestimmung der Phasenraumvolumina, Berechnung der Wirkungsquerschnitte und Vergleiche mit theoretischen Rechnungen.

5.3.1. Bestimmung der Winkelpositionen und der Raumwinkelakzeptanzen der BGO-Detektoren

Zur Bestimmung der Winkelpositionen der BGO-Detektoren wurden im vollen Raumwinkel kugelschalengleichverteilt, sog. Geantinos, d.h. simulierte, nicht wechselwirkende “Elementarteilchen”, generiert und in den simulierten BGO-Detektoren nachgewiesen. Ein Geantino, das dabei einen Magneten durchdrang, wurde verworfen. Ist i der Ereignisindex, j die Detektornummer und $\vec{x}_{i,j}$ der Ort, an dem für das Ereignis i das Geantino in den Detektor j eingetreten ist, so lassen sich die Winkelpositionen $\theta_{j,\text{eff}}$ und $\phi_{j,\text{eff}}$ (vgl. Tab. 6) aus der effektiven Position $\vec{e}_{j,\text{eff}}$

$$\vec{e}_{j,\text{eff}} = \sum_i^{N_j} \frac{\vec{x}_{i,j}}{|\vec{x}_{i,j}|} \cdot \frac{1}{N_j} \quad (49)$$

bestimmen. Hierbei ist N_j die Ereigniszahl im Detektor j . Mit N , der Ereigniszahl in der gesamten Ereignisbasis, ergeben sich die effektiven Raumwinkelakzeptanzen aus:

$$\Delta\Omega_{j,\text{eff}} = 4\pi \sum_i^{N_j} \frac{1}{N}. \quad (50)$$

5.3.2. Phasenraumvolumen und Berechnung der Wirkungsquerschnitte

Die Messung einer Reaktionsrate in den Variablen $x_1 \dots x_n$ wird durch die Reaktionswahrscheinlichkeit $d^n\sigma$ in dem in diesen Variablen zugänglichen Meßvolumen, oder Phasenraumvolumen, $V_{ph}(x_1 \dots x_n)$ bestimmt. Die Bestimmung eines Wirkungsquerschnitts beinhaltet also immer auch eine Mittelung über den Phasenraum des Experiments. Sei ein Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit einer Variable ξ (z.B. E_m) dargestellt, wobei ξ eine Funktion von $x_1 \dots x_n$ ist:

$$\xi = f(x_1 \dots x_n)$$

Dann läßt sich ein gemittelter Wirkungsquerschnitt folgendermaßen schreiben:

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{d^n\sigma}{dx_1 \dots dx_n} \right\rangle (\xi) &= \frac{\int_{V_{ph}} \frac{d^n\sigma}{dx_1 \dots dx_n} \delta(\xi - f(x_1 \dots x_n)) dV}{\int_{V_{ph}} \delta(\xi - f(x_1 \dots x_n)) dV} \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{N(\xi)}{\int_0^T \mathcal{L} dt \cdot \int_{V_{ph}} \delta(\xi - f(x_1 \dots x_n)) dV}. \end{aligned} \quad (51)$$

Hierbei ist T die Meßzeit, \mathcal{L} die Luminosität und $N(\xi)$ die Anzahl der innerhalb T gemessenen Ereignisse. Zu bestimmen ist also:

$$\int_{V_{ph}} \delta(\xi - f(x_1 \dots x_n)) dV.$$

Das Integral läßt sich prinzipiell exakt analytisch bestimmen, praktischer ist es aber, es mit einer Monte-Carlo-Integration zu ermitteln.

Die in dieser Arbeit gemessenen Wirkungsquerschnitte werden als Funktionen des Energieübertrags, der *missing energy*, des *missing momentums*, des Relativimpulses zweier Protonen und des Winkels zwischen zwei ausgehenden Protonen dargestellt (vgl. 2), also:

$$\xi \in [\omega, E_m, P_m, p_{rel}, \gamma].$$

Die V_{ph} sind für verschiedene Reaktionen sowie verschiedene kinematische Schnitte unterschiedlich. Zur Bestimmung des Phasenraumvolumens für den jeweiligen Wirkungsquerschnitt wurden Elektronen und Protonen von einem Ereignisgenerator erzeugt und die Messung mit der GEANT-Nachbildung des Experiments simuliert. Die differentiellen Variablen $dx_1 \dots dx_n$ sind:

- $d\omega d\Omega_e$ für die Reaktion $^{12}\text{C}(e, e')$,
- $d\omega d\Omega_e dT d\Omega$ für die Reaktion $^{12}\text{C}(e, e'p)$ und
- $d\omega d\Omega_e dT_1 d\Omega_1 dT_2 d\Omega_2$ für die Reaktion $^{12}\text{C}(e, e'pp)$.

Die Teilchen müssen zur Bestimmung von $\int_{V_{ph}} \delta(\xi - f(x_1 \dots x_n)) dV$ in diesen Variablen gleichverteilt generiert werden. Es wurden Protonen kugelschalengleichverteilt im Energieintervall $T_p \in [0, 185]$ MeV am Targetmittelpunkt erzeugt. Protonen, die die Vetodetektoren durchdrangen, wurden markiert. Der Elektronenarm wurde durch im Kugelschalenbereich $\phi_e = 0^\circ \pm 6^\circ$, $\cos \theta_e = \cos(34.5^\circ \pm 5.5^\circ)$ gleichverteilte

Elektronen erzeugt. Eine Simulation des Spektrometers wurde nicht vorgenommen und die Variablen des Elektronenarms gingen wie erzeugt in die Rechnung ein. Die Energieverluste in den BGO-Detektoren wurden für jedes simulierte Ereignis registriert und als Messereignis markiert. Jedes simulierte Messereignis in der Kristallkugel durchlief danach die gleichen Auswertungsprozeduren (also Teilchenidentifikation, Effizienzkorrektur, kinematische Schnitte, etc.) wie ein in realiter gemessenes Ereignis.

Mit der Simulation läßt sich die Gesamtakzeptanz der BGO-Kristallkugel untersuchen. Abb. 34 und 35 zeigen in gleicher Auftragung Akzeptanzen für die Prozesse $^{12}\text{C}(e,e'p)$ und $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ in einigen wesentlichen Variablen:

- Abb. 34: *missing momentum* P_m gegen *missing energy* E_m für die Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)$,
- Abb. 35 links: *missing momentum* P_m gegen *missing energy* E_m und rechts: Relativimpuls p_{rel} gegen P_m , beides für die Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'pp)$.

Zu erkennen ist, daß die Akzeptanz für das *missing momentum* für $^{12}\text{C}(e,e'p)$ und $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ — und dies ist wesentlich zur Untersuchung von Nukleon-Nukleon-Korrelationen — über 1 GeV/c hinausreicht. Gleiches gilt für den Relativimpuls für zwei Protonen im Ausgangskanal der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'pp)$.

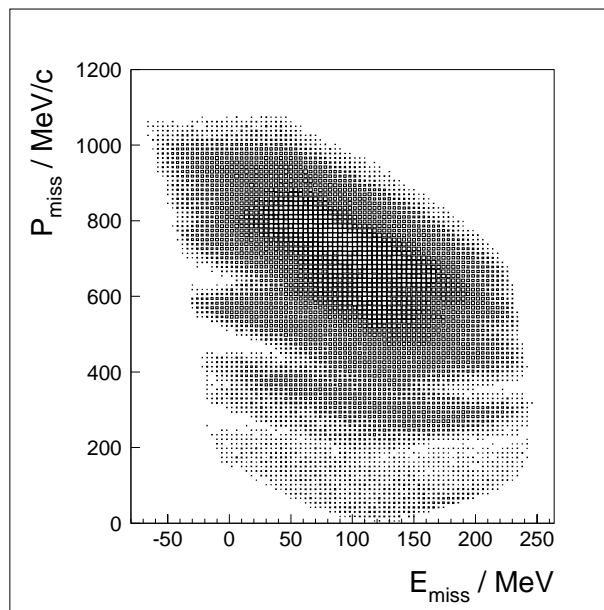


Abbildung 34: Akzeptanz für die *missing energy* und das *missing momentum* für $^{12}\text{C}(e,e'p)$, ermittelt in einer GEANT-Simulation.

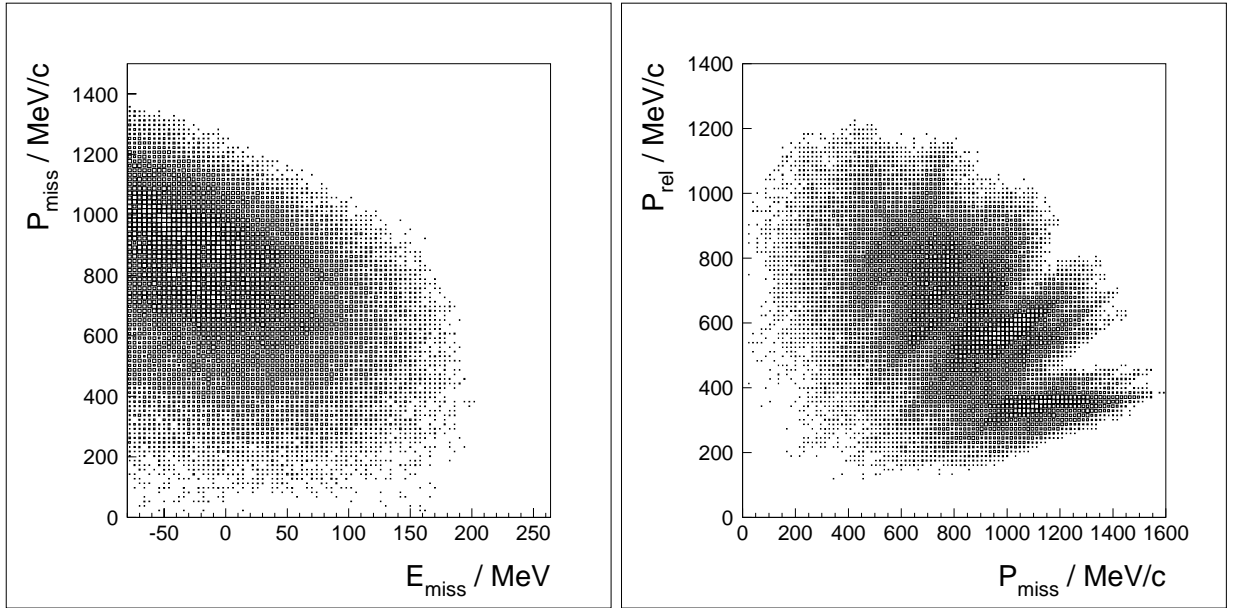


Abbildung 35: links: Akzeptanz für die *missing energy* und das *missing momentum* für $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ rechts: Akzeptanz für den Relativimpuls der ausgehenden Protonen und das *missing momentum* für $^{12}\text{C}(e,e'pp)$.

Die Akzeptanz in der *missing energy* deckt fast den gesamten energetisch erlaubten Bereich ab und hat für $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ ein Maximum knapp unterhalb des niederenergetischen Bereichs, wo eine Signatur des Herausschlagens zweier Protonen aus den Schalen zu erwarten wäre. Für die Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)$ wird der Schalenbereich und der interessante Bereich hoher *missing energies* fast vollständig abgedeckt.

Es wurden weiterhin die optimalen Intervallbreiten zur Darstellung der Wirkungsquerschnitte in den Impulsen p_{rel} und P_m , sowie im Winkel zwischen den ausgehenden Protonen γ mit der Simulation bestimmt. Für die Impulse betrug die Intervallbreite 150 MeV/c, für γ 30° .

Die Berechnung eines Wirkungsquerschnitts besteht nun aus der Division der gemessenen Daten durch das berechnete Phasenraumvolumen. Abb. 36 zeigt für die Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)$ in Abhängigkeit von der *missing energy*:

- a) das in der gesamten Kristallkugel gemessene Ratenspektrum,
- b) das mit der Simulation ermittelte Phasenraumvolumen

$$V(E_m) = \int_{V_{ph}} \delta \left(E_m - \left(\omega - T_p - \frac{P_m^2}{2M_{11B}} \right) \right) dV$$

multipliziert mit der über die Meßzeit T integrierten Luminosität $L = \int_0^T \mathcal{L} dt$ und

- c) den durch Division von a) und b) ermittelten (nicht-strahlungskorrigierten) Wirkungsquerschnitt $d^6\sigma$.

Der gezeigte Wirkungsquerschnitt beinhaltet eine Mittelung über die Raumwinkelakzeptanzen des Spektrometers A und der Kristallkugel.

In Anbetracht der großen auftretenden Raumwinkelakzeptanzen dieses Experiments ist also hervorzuheben, daß die gemäß Gln. 51 erstellten Wirkungsquerschnitte immer über Detektorvolumina gemittelte Größen sind. Die Mittelungsvolumina können, je nach Wirkungsquerschnitt, verschieden sein.

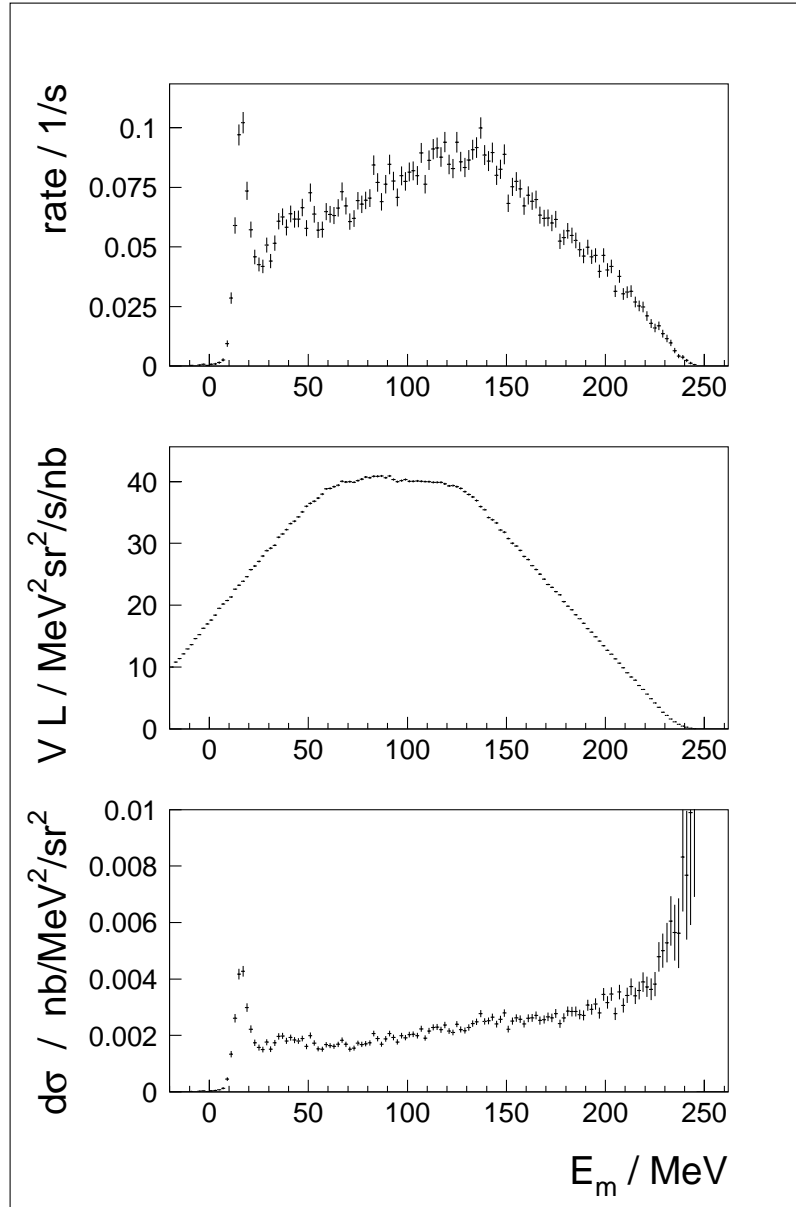


Abbildung 36: oben/a) Gemessenes Ratenspektrum der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)$ für die gesamte Kristallkugel in Abhängigkeit von der *missing energy*, mitte/b) errechnetes Phasenraumvolumen V , multipliziert mit der integrierten Luminosität L , unten/c) aus Division von a) und b) resultierender Wirkungsquerschnitt.

Die Mittelungen erstrecken sich über folgende Detektorkombinationen, wobei immer eine Mittelung über die Raumwinkelakzeptanz des Spektrometers A implizit ist:

- Spektrometer A in Kombination mit einzelnen BGO-Detektoren ($^{12}\text{C}(e,e'p)$),
- Spektrometer A in Kombination mit einer Gruppe von BGO-Detektoren ($^{12}\text{C}(e,e'p)$),
- Spektrometer A in Kombination mit einer Gruppe von BGO-Detektoren ($^{12}\text{C}(e,e'pp)$), diese wiederum in Kombination mit einem BGO-Detektor oder einer weiteren Gruppe von BGO-Detektoren, die mit sich selbst deckungsgleich sein kann. Ausgeschlossen ist dabei die Kombination eines BGO-Detektors mit sich selbst, da Zweiprotonenereignisse innerhalb eines BGO-Detektors nicht identifiziert werden.

Es ist also auch zu bemerken, daß ein jedes Intervall (z.B. in der *missing energy*) eine Mittelung über verschiedene Energieübertrags- und Protonenenergie-Kombinationen darstellt. Gleiches gilt für die Wirkungsquerschnitte in anderen Darstellungsvariablen, z.B. Impulsen oder Protonenwinkeln.

5.3.3. Vergleich mit der Theorie

Die Mittelungen gemäß Gln. 51 erstrecken sich also über größere Bereiche des Phasenraums. Die zur Verfügung stehenden Programme der Gruppen aus Valencia und Gent liefern Wirkungsquerschnitte tabellarisch (Valencia) oder punktuell für einen Satz von Variablenwerten (Gent). Um einen Vergleich mit dem Experiment zu ermöglichen, müssen die theoretischen Rechnungen gemäß Gln. 51 in gleicher Mittelung behandelt werden. Somit wurde bei der Berechnung der Phasenraumvolumina zu jedem Ereignis der mit dem Ereignisgenerator erzeugten Ereignisbasis die errechnete Vorhersage mitgeführt. Sie wurden dann wie die aufgenommenen Daten histogrammiert und durch das Phasenraumvolumen dividiert. Für das Programm der theoretischen Gruppe aus Gent war die Rechnung für beliebige Variablenwerte möglich. Mit dem Programm aus Valencia konnten in den relevanten Variablen Tabellen erstellt werden, womit zur Errechnung des Wirkungsquerschnitts für einen beliebigen Wertesatz Inter- und Extrapolationsmethoden angewandt werden mußten. Verwendet wurden Methoden, die für den jeweiligen Tabellenbereich am stabilsten sind (siehe Abb. 37):

- die Newton-Interpolation [28] für Wirkungsquerschnitte an den Randbereichen der Tabellen, also im Bereich zwischen einem Randstützpunkt einer Tabelle und seinem Nachbar,
- die Bessel-Interpolation [28] für die mittleren Bereiche der Tabellen,
- eine Polynom Extrapolation zweiter Ordnung für die Außenbereiche der Tabellen, also für Punkte jenseits eines Randstützpunktes einer Tabelle.

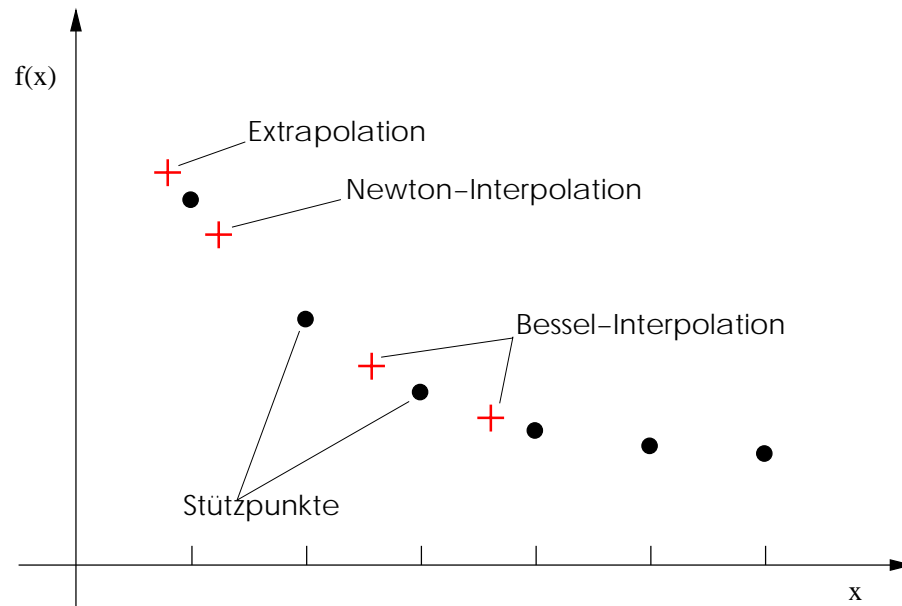


Abbildung 37: Inter- und Extrapolationsmethoden für verschiedene Regionen einer Tabelle mit äquidistanten Stützpunkten.

Die Interpolation wurde in den Variablen sequentiell durchgeführt. Vertauschungen der Inter- und Extrapolationsreihenfolge lieferten gleiche Ergebnisse: die Wirkungsquerschnitte waren "gutartig", wiesen keine großen Variationen auf, konnten also auch ohne eine genuine multidimensionale Behandlung innerhalb der systematischen Fehler valide bestimmt werden.

5.4. Strahlungskorrekturen

In Elektronenstreuexperimenten wird das ausgetauschte virtuelle Photon durch Strahlungseffekte modifiziert. Die dadurch notwendigen Korrekturen an den gemessenen Wirkungsquerschnitten beschränken sich hier auf Abstrahlungen des ein- und des auslaufenden Elektrons (Abb. 38 a) u. 38 b)), Vertexkorrekturen (Abb. 38 c)), sowie auf die Behandlung der Vakuumpolarisation (Abb. 38 d)). Unterschieden werden Korrekturmethode der inklusiven und der semi-inklusive Wirkungsquerschnitte. Bei Korrekturen der inklusiven Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e')$ wird der Anteil der beobachteten Stärke, der durch Strahlungseffekte der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e')^{12}\text{C}$ verursacht wird, berechnet und subtrahiert.

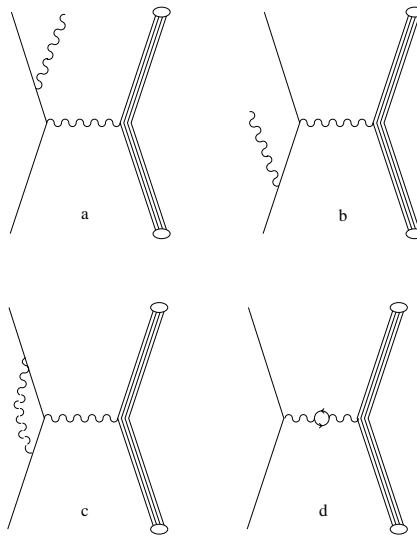


Abbildung 38: Diagramme zu Strahlungseffekten

5.4.1. Elastischer Strahlungsschwanz

Im nicht-korrigierten Wirkungsquerschnitt des Prozesses $^{12}\text{C}(e,e')$ ist auch der Strahlungsschwanz des elastischen Prozesses $^{12}\text{C}(e,e')^{12}\text{C}$ enthalten. Sein Beitrag ist dem der inelastischen Reaktion $^{12}\text{C}(e,e')$ ununterscheidbar beigemischt und muß berechnet werden. Dabei muß er—noch vor der “eigentlichen” Strahlungskorrektur— vom beobachteten Wirkungsquerschnitt subtrahiert werden. Zur Berechnung des elastischen Strahlungsschwanzes wurde ein Programm der University of Virginia genutzt, das im wesentlichen auf den Rechnungen von Mo und Tsai [30] beruht. Abb. 39 zeigt den unkorrigierten Wirkungsquerschnitt und den Beitrag des elastischen Strahlungsschwanzes. Bei hohen Energieüberträgen verfälschen Strahlungsprozesse den Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e')$ stark, aber auch in der Dip Region ist ein Einfluß zu erkennen. Das Resultat nach der Subtraktion des Strahlungsschwanzes zeigen die Datenpunkte (blau) unter dem nicht-korrigierten Wirkungsquerschnitt.

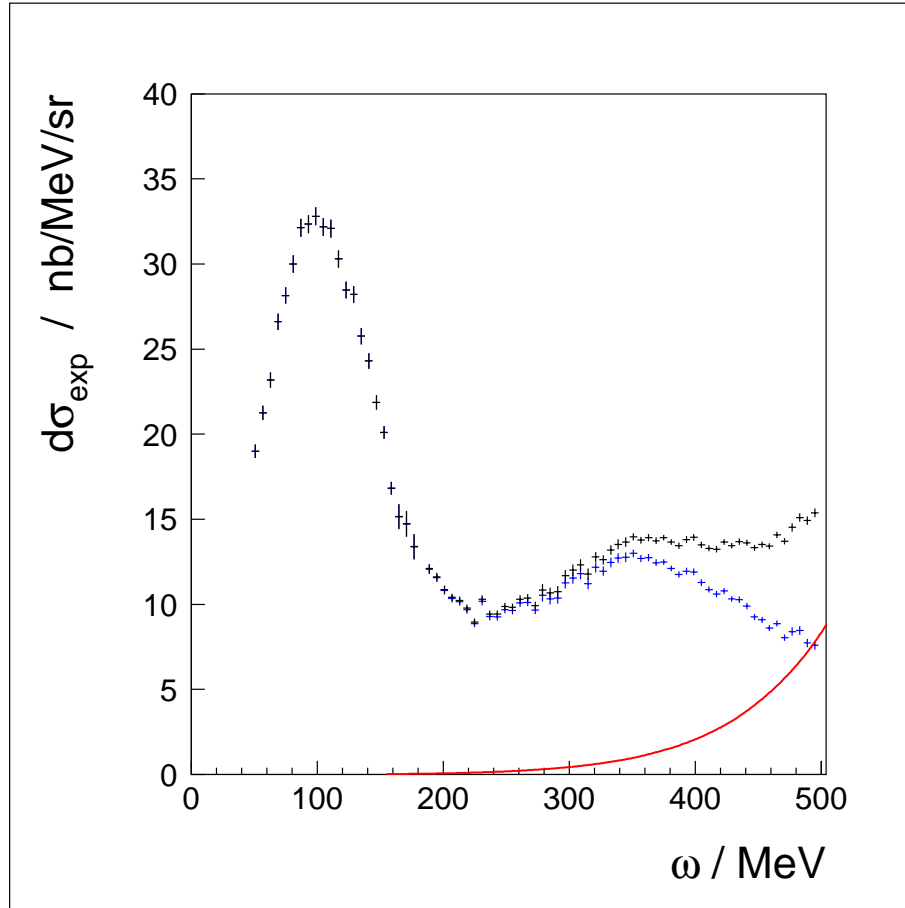


Abbildung 39: Unkorrigierter inklusiver Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e')$ vor (schwarz) und nach (blau) Abzug des Strahlungsschwanzes des Prozesses $^{12}\text{C}(e,e')^{12}\text{C}$ (rote Kurve). ω ist der Energieübertrag. Der Elektronenstreuwinkel θ_e betrug 34.5° .

5.4.2. Strahlungskorrektur für $^{12}\text{C}(e,e')$

Die “eigentliche” Strahlungskorrektur wurde nach einer Methode durchgeführt, die Näherungen der Korrekturen für die Abstrahlung reeller Photonen, und Vertex- sowie Vakuumpolarisationskorrekturen für die hochenergetische inelastische Elektronenstreuung unter Berücksichtigung des Rückstoßes des Kerns beinhaltet (siehe [31, 32]). Die Korrekturprozedur ist auch in [33] beschrieben. Es wird, in Abhängigkeit von einem Integrationsintervall (bzw. von der Breite des zu korrigierenden Intervalls (Bin)), ein Korrekturfaktor C berechnet, der den Hauptstrahlungseffekten innerhalb dieses Intervalls Rechnung trägt:

$$C = \frac{e^{\delta_s}}{1 + \delta_h}. \quad (52)$$

δ_s beschreibt den Beitrag abgestrahlter reeller Photonen,

$$\delta_s = \frac{2\alpha}{\pi} \ln \left\{ \frac{\sqrt{E_i E_f}}{\Delta E} \cdot \frac{\sqrt{1 + 2\frac{\omega}{M} \sin^2(\frac{\theta_e}{2})}}{1 + 2\frac{E_i}{M} \sin^2(\frac{\theta_e}{2})} \right\} [\ln(Q^2) - 1] \quad (53)$$

und δ_h die Vertex- und Vakuumpolarisationskorrekturen:

$$\delta_h = \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{13}{6} [\ln(Q^2) - 1] - \frac{17}{18} - \frac{1}{6}\pi^2 + L_2(\cos^2 \frac{\theta_e}{2}) - \frac{1}{2} \ln^2 \left(\frac{E_i}{E_f} \right) \right), \quad (54)$$

wobei α die Feinstrukturkonstante ist, E_i die Eingangs- und E_f die Ausgangsenergie des Elektrons, ΔE die Binbreite, ω der Energieübertrag, $M = m_{12C}$ die Masse des Kerns, Q^2 das negative Quadrat des Viererimpulsübertrags, θ_e der Elektronenstreuungswinkel und $L_2(\cos^2 \frac{\theta_e}{2})$ die Spence Funktion:

$$L_2(x) = - \int_0^x \frac{\ln(1-t)}{t} dt. \quad (55)$$

Strahlungen in den hadronischen Kanälen sind zu vernachlässigen. Auch wurden externe Effekte, wie Bremsstrahlung am Target und Energieverluste durch Ionisation im Target vernachlässigt. Die Korrekturfaktoren variieren innerhalb der Streuwinkelakzeptanz des Spektrometers weniger als 0.8%. Deshalb wurde in der Berechnung der Strahlungskorrekturen für θ_e der Mittenwinkel 34.5° gewählt. Wenn der zu korrigierende Wirkungsquerschnitt in N Intervalle der Breite ΔE unterteilt ist, und n der Laufindex zu N ist, so besteht das Korrekturprozedere aus N Schritten. Für jeden Schritt n werden $m = N - n - 1$ Unterschritte zur Korrektur aller dem Intervall n folgenden, zu höheren Energieüberträgen gehörigen Intervalle, durchgeführt. Seien die Wirkungsquerschnitte im jeweiligen Intervall, je nach Korrekturschritt- und -unterschnitt, durch $\sigma(n, m)$ gekennzeichnet: Zuerst wird der Wirkungsquerschnitt $\sigma(n, 0)$ korrigiert. Dabei muß bei steigendem Index n mit $n = 0$ begonnen werden, dem Intervall, dem die höchste Elektronenenergie E_f im Ausgangskanal zuzuordnen ist. Die Korrekturfaktoren $C_n(E_f, \Delta E)$ sind Funktionen der Ausgangsenergie des Elektrons und der Breite des Korrekturintervalls. Der Korrekturfaktor wird zur zentralen Intervallenergie $E = E_n$ berechnet. Strahlungseffekte tragen zum Rest des Intervalls $\frac{\Delta E}{2}$ bei. Somit wird $\sigma(n, 0)$ folgendermaßen korrigiert:

$$\sigma'(n, 0) = C_n(E_n, \frac{\Delta E}{2}) \cdot \sigma(n, 0). \quad (56)$$

Den nachfolgenden Intervallen (n, m) wird der jeweilige Beitrag, den die Abstrahlung von Intervall $(n, 0)$ in Intervall (n, m) liefert, subtrahiert: also ist für $m > n$

$$\sigma'(n, m) = \sigma(n, m) - \sigma'(n, 0) \cdot \left(\frac{1}{C(E_n, (m + \frac{1}{2}) \cdot \Delta E)} - \frac{1}{C(E_n, (m - \frac{1}{2}) \cdot \Delta E)} \right). \quad (57)$$

Ist das gesamte Spektrum für Index n korrigiert, wird das Verfahren für den Wirkungsquerschnitt im Intervall $(n+1)$ wiederholt. Der dermaßen strahlungskorrigierte Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e, e')$ ist in Abb. 40 in Abhängigkeit vom Energieübertrag gezeigt.

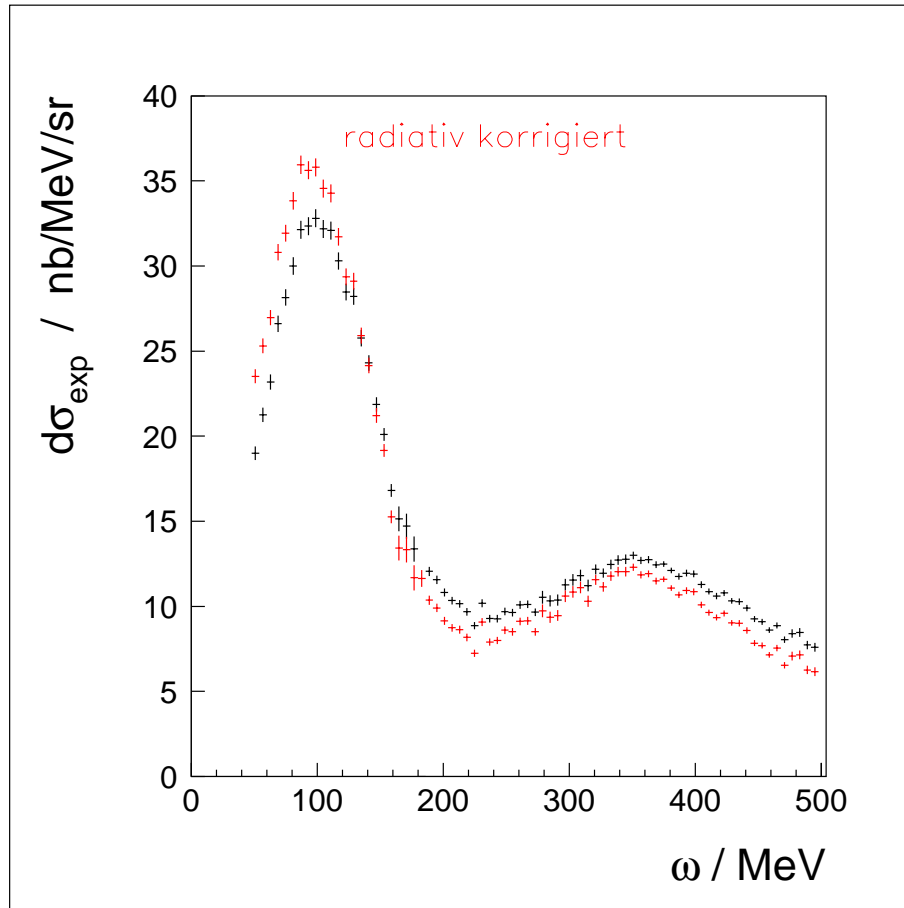


Abbildung 40: Vergleich des unkorrigierten und radiativ korrigierten inklusiven Wirkungsquerschnitts der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e')$. Der elastische Strahlungsschwanz wurde vorher abgezogen. Der Elektronenstreuwinkel θ_e betrug 34.5° .

5.4.3. Strahlungskorrektur der semi-inklusive Wirkungsquerschnitte

Semi-inklusive Wirkungsquerschnitte der Prozesse $^{12}\text{C}(e,e'p)$ und $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ wurden im Energieübertragsintervall $\omega \in [170, 280]$ MeV gemessen, d.h. die kinetische Energie des gestreuten Elektrons lag im Intervall $E_f \in [425, 535]$ MeV. Innerhalb dieses Intervalls variieren die Korrekturfaktoren $C(E_f)$ nur um 1%. In einem semi-inklusive Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der *missing energy* E_m tragen im Allgemeinen alle Elektronenenergien dieses Intervalls bei. Dabei liegt der Beitrag der höchsten Streuenergie E_f beim geringsten Betrag von E_m . Das bedeutet, daß Strahlungsprozesse im Elektronenarm Stärke von Intervallen niedriger *missing energy* zu höherer *missing energy* verschieben. Ein semi-inklusive Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von E_m kann also in der Kinematik dieses Experiments innerhalb eines Fehlers von 1% mit einer konstanten, mittleren Elektronenstreuenergie von $E_f = 480$ MeV mit der für den inklusiven Fall geschilderten Methode 57 korrigiert werden (vgl. [34]). Abb. 41 zeigt, in Abhängigkeit von der *missing energy*, den unkorrigierten und den strahlungskorrigierten Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)$.

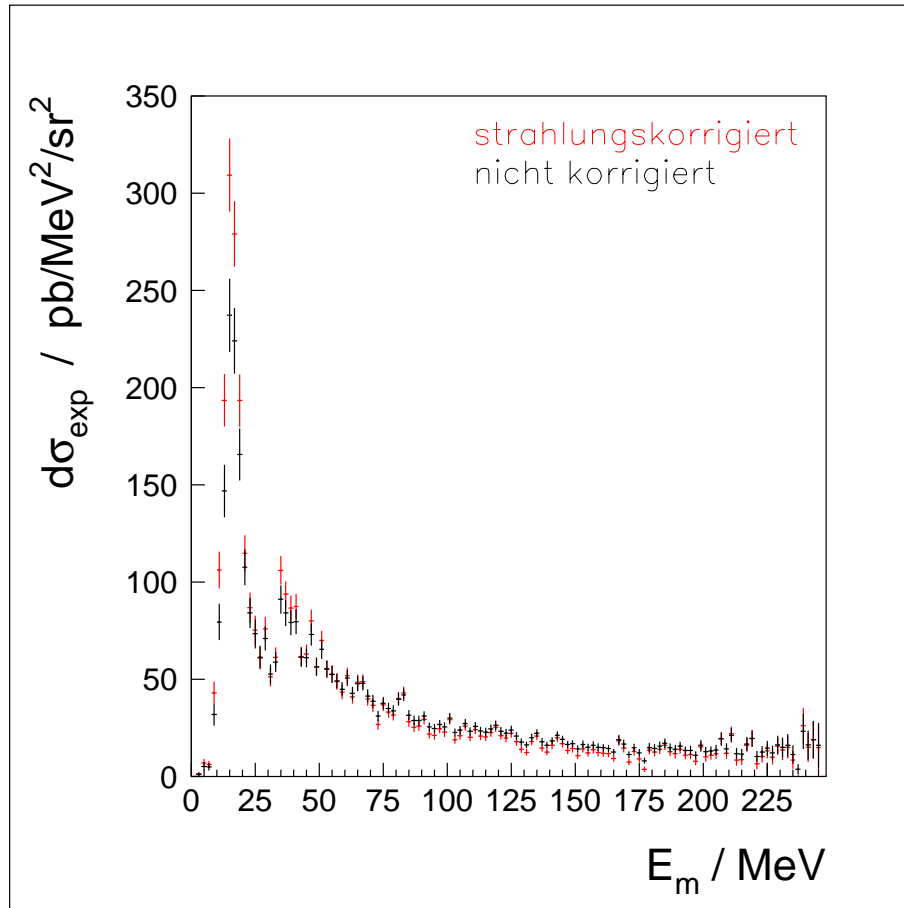


Abbildung 41: Vergleich des unkorrigierten und radiativ korrigierten Wirkungsquerschnitts der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)$ in paralleler Kinematik (das Proton wird also parallel zum Impulsübertrag gemessen) in Abhängigkeit von der *missing energy* .

Die gleiche Argumentation gilt für Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'pp)$.

Bei Wirkungsquerschnitten, die sowohl von hadronischen Variablen als auch solchen des Elektronenarms abhängig sind, ist im Allgemeinen zu beachten, daß Strahlungseffekte die Wirkungsquerschnitte in komplizierter Weise beeinflussen. Insbesondere wird der Impulsübertrag \vec{q} durch Abstrahlung im Elektronenarm verändert. Ein Intervall in (E_m, P_m) kann Beiträge vieler E_m - P_m -Kombinationen beinhalten. In dieser Arbeit werden Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von Variablen dargestellt, die aber nicht oder nur schwach vom Impulsübertrag abhängig sind. Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ wird in der Darstellung als Funktion des Relativimpulses der Protonen p_{rel} (vgl. Abb. 56) nur schwach vom Impulsübertrag beeinflusst. Die ausgehenden Protonen sind in diesem Experiment kaum relativistisch. Der Relativimpuls $\vec{p}_{rel} = \vec{p}_1 - \vec{p}_2$, gebildet aus den Impulsen der beiden nachgewiesenen Protonen, stellt damit in erster Näherung den Relativimpuls des vor der Reaktion vorliegenden Protonenpaars dar, ist also in dieser Näherung vom Impulsübertrag unabhängig. Gleiches gilt für Wirkungsquerschnitte dargestellt als Funktion des Winkels zwischen zwei ausgehenden Protonen. Für die Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit vom *missing momentum* $P_m = |\vec{q} - \vec{p}_1 - \vec{p}_2|$ (siehe Abb. 54)

ist zu beachten, daß sie für $E_m \leq 70$ MeV erstellt wurden. In diesem Experiment galt:

- Die P_m -Intervalle sind groß (hier 150 MeV/c),
- Die Mittelung der Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von P_m erstreckt sich über weite Energiebereiche (so wird bei Erstellungen der Wirkungsquerschnitte zu $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ über weite Bereiche der *missing energy* und der Protonenwinkel gemittelt).

Es gilt nun abzuschätzen, ab welchem E_m Strahlungsprozesse eine Umverteilung der beobachteten Stärken aus einem P_m Intervall in das nächsthöhere bewirken können. Nehmen wir die Abstrahlung eines Photons der Energie δE im Kanal des gestreuten Elektrons an. Die dadurch bewirkte Differenz ΔP_m^{*2} beträgt

$$\begin{aligned}\Delta P_m^{*2} &= (\vec{P}_m - \vec{P}_m^*)^2 \\ &= (\vec{q} - \vec{q}^*)^2 \\ &= k'^2 + k'^{*2} - 2k'k'^* \cos\theta^*.\end{aligned}$$

Dabei ist \vec{q} der Impulsübertrag und k' der Betrag des Impulses des gestreuten Elektrons. Mit * gekennzeichnete Größen sind solche, die sich nach einer Abstrahlung eines Photons der Energie δE ergeben. θ^* ist der Winkel zwischen dem gestreuten Elektron und demselben nach der Abstrahlung eines Photons. Photonen werden vorwiegend in Richtung des Strahlers emittiert. In der sog. *peaking approximation* [30] wird θ^* gleich 0° gesetzt. Mit dieser Annahme ergibt sich

$$\Delta P_m^{*2} = (k' - k'^*)^2 = \delta E^2$$

bei $c \equiv 1$. Gleiches gilt für Abstrahlungen des eingehenden Elektrons. In dieser Näherung, in Kombination mit den im vorigen Absatz geschilderten Annahmen, sind also frühestens ab Intervalldifferenzen in E_m von 150 MeV mit Verschiebungen der Reaktionsstärke in das nächsthöhere Intervall in P_m zu erwarten. Da aber gefordert wird, daß $E_m \leq 70$ MeV ist, sind im behandelten Wirkungsquerschnitt $d\sigma(P_m)$ die Umverteilungen zwischen verschiedenen P_m -Intervallen vernachlässigbar.

Die radiativen Korrekturen von Wirkungsquerschnitten der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'pp)$, die nicht als Funktion von E_m dargestellt werden, werden summarisch über einen Faktor C_g angebracht:

$$C_g = \frac{\int \sigma' dE_m}{\int \sigma dE_m}. \quad (58)$$

So wird beispielsweise der Wirkungsquerschnitt $\sigma(P_m)$ durch

$$\sigma'(P_m) = C_g \cdot \sigma(P_m) \quad (59)$$

korrigiert. Insgesamt liegt der systematische Fehler der Strahlungskorrekturen bei 3%.

6. Ergebnisse

6.1. Inklusive Messung an ^{12}C

Die inklusiven Messungen der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e')$ wurden gemäß der in Tabelle 2 angeführten Kinematik durchgeführt.

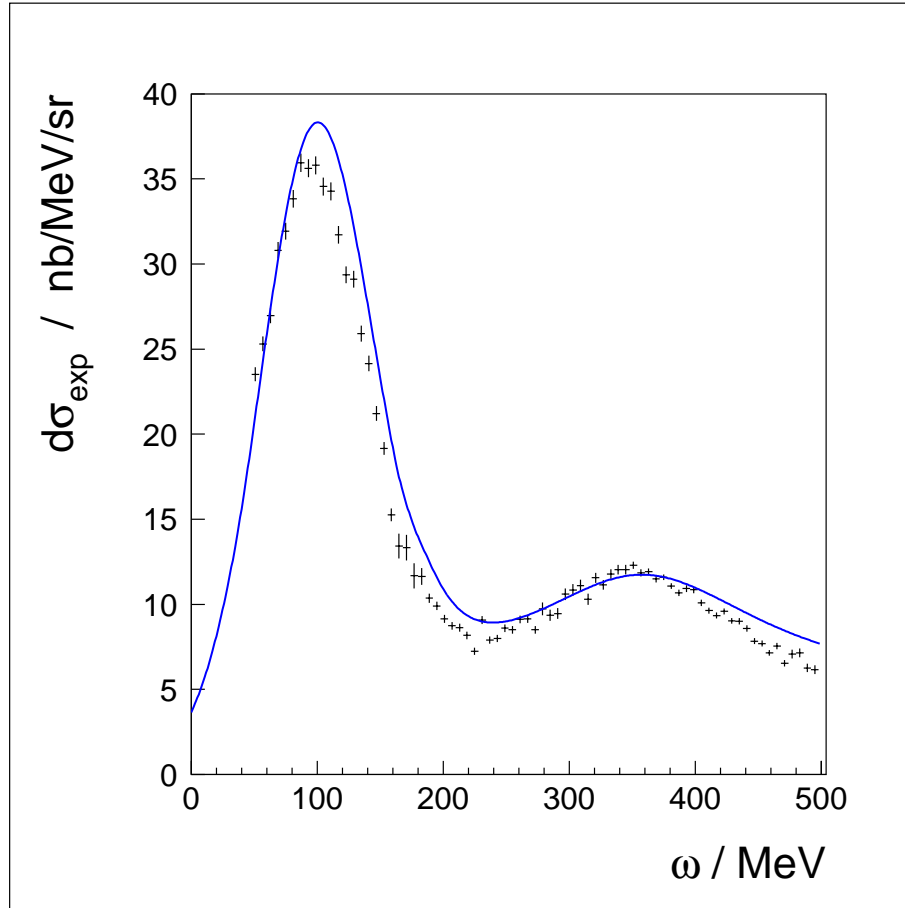


Abbildung 42: Gemessener strahlungskorrigierter Wirkungsquerschnitt des inklusiven Prozesses $^{12}\text{C}(e,e')$ in Abhängigkeit vom Energieübertrag ω . Der Elektronenstreuwinkel θ_e betrug 34.5° . Blaue Kurve: QFS-Rechnung.

Abb. 42 zeigt den gemessenen strahlungskorrigierten Wirkungsquerschnitt des inklusiven Prozesses $^{12}\text{C}(e,e')$ in Abhängigkeit vom Energieübertrag. Zu erkennen ist der Bereich des quasielastischen Herausschlagens eines Nukleons mit $\omega = \frac{q^2}{2M_N} + \bar{\epsilon}_B \simeq 100$ MeV (wobei $\bar{\epsilon}_B \simeq 20$ MeV die mittlere Bindungsenergie eines Nukleons ist) und der Bereich der quasifreien Anregung der Deltaresonanz um 350 MeV. Dazwischen, bei $\omega \simeq 230$ MeV, liegt die Dip Region. Der Vergleich (blaue Kurve) wird hier mit einer Vorhersage des QFS-Programms von Lightbody und O'Connell [35] geführt. QFS ist eine Parametrisierung des Wirkungsquerschnitts angepaßt an die Weltdaten, also ein rein phänomenologisches Modell. QFS liefert im Wesentlichen den inklusiven Wirkungsquerschnitt als Summe dreier separater Parametrisierungen für das Herausschlagen eines Teilchens in der Quasielastischen (QE) Region, für die Dip Region anhand des Quasi-Deuteron Modells und für die Delta Region über ein einfaches

Modell der Anregung der Δ -Resonanz im Kern. Dabei tauchen als einzustellende Parameter

- eine mittlere Einteilchenbindungsenergie (gewählt wurde $E_{b,N} = 20$ MeV),
- der Fermi-Impuls (hier $p_F = 230$ MeV/c),
- und eine mittlere Bindungsenergie des Deltas im Kern (hier $E_{b,\Delta} = 0$ MeV)

auf. In den Rechnungen mit QFS wurde über die Akzeptanz im Elektronenstreuwinkel gemittelt. Die Übereinstimmung mit den Daten ist mäßig. Sie ist im Wesentlichen von der Wahl der erwähnten Eingangsparameter abhängig.

Weitaus besser zum theoretischen Vergleich geeignet ist das Valencia Modell [10] (siehe Kapitel 3.1). Es liefert inklusive sowie semi-inklusive Wirkungsquerschnitte für die Elektronenstreuung am Kern. Dabei sind die Mechanismen für die Absorption eines virtuellen Photons unterscheidbar.

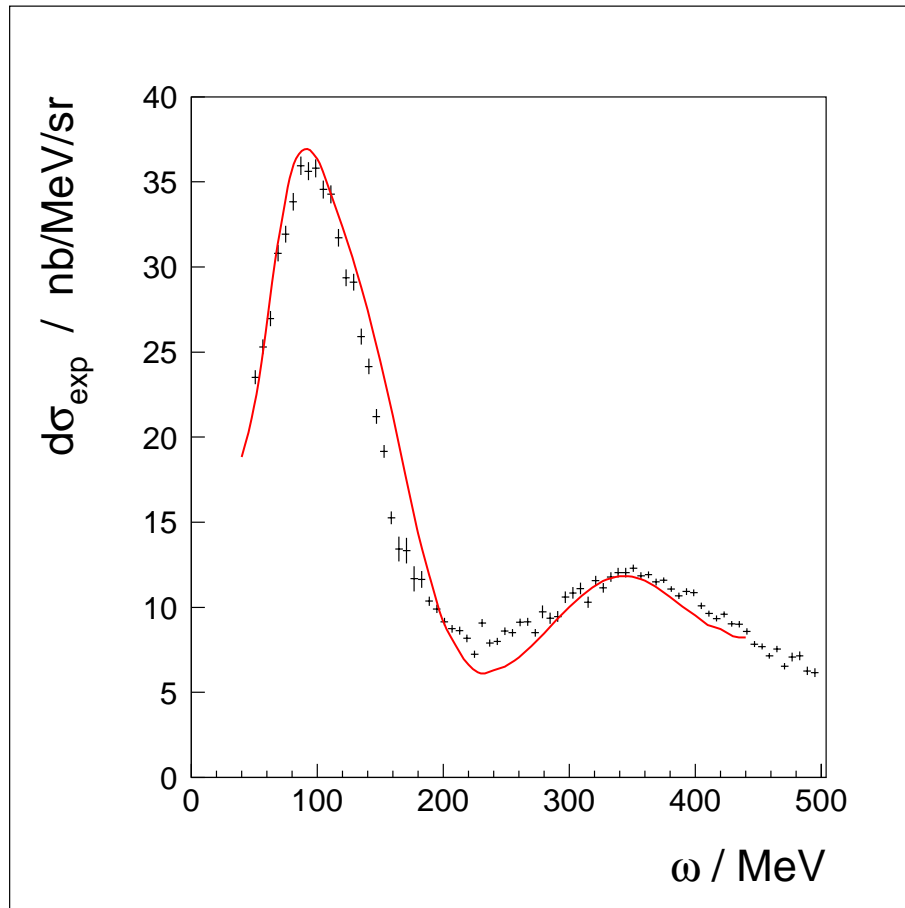


Abbildung 43: Vergleich des Wirkungsquerschnitts des Prozesses $^{12}\text{C}(e,e')$ mit dem Valencia Modell

Abb. 43 zeigt den Vergleich der Messung mit der über den Elektronenstreuwinkel gemittelten Vorhersage des Modells. Die Übereinstimmung mit den Daten liefert dasselbe Bild wie vorherige Rechnungen [10] im Vergleich mit Messungen an ^{12}C in ähnlicher Kinematik [36], also eine leichte Überschätzung der rechten Flanke des

QF-Peaks, eine folgende Unterschätzung der Dip Region und eine gute Beschreibung der Delta Region.

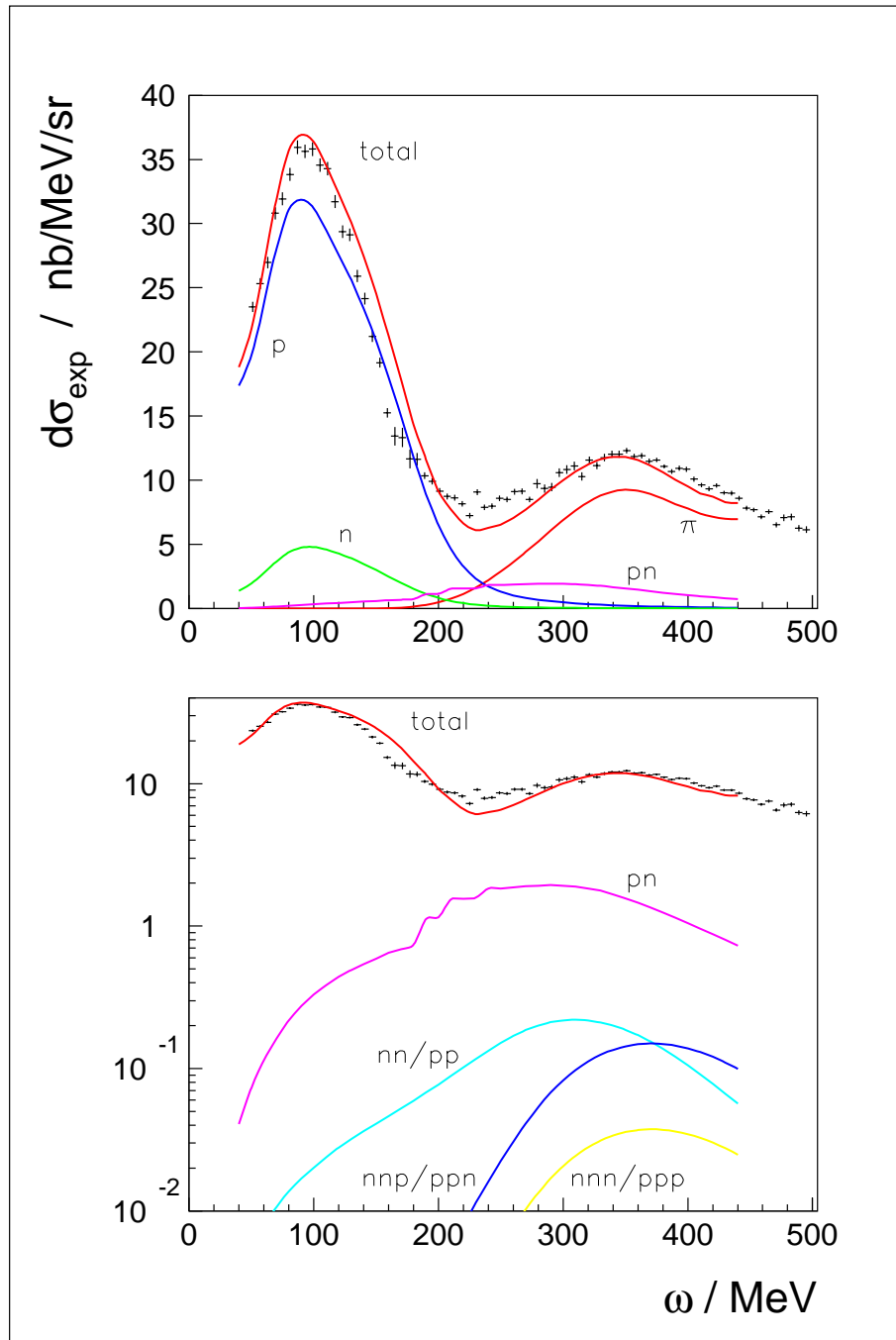


Abbildung 44: Vergleich des experimentellen Wirkungsquerschnitts des Prozesses $^{12}\text{C}(e,e')$ mit dem Valencia Modell. Die Kurven zeigen den gesamten Wirkungsquerschnitt (total), und die jeweiligen Beiträge der Absorptionsmechanismen: p: Absorption an einem Proton, n: Absorption an einem Neutron, π : Pionproduktion, pn,nn,pp: Absorption an zwei Nukleonen, nnp,ppn,nnn,ppp: Absorption an drei Nukleonen. Oben: lineare Darstellung. Die gezeigten Beiträge entsprechen der Einkörperabsorption, der Absorption an einem Proton-Neutron-Paar und der Pionproduktion. Unten: logarithmische Darstellung im Vergleich mit der Mehrnukleonenabsorption. Pionproduktion und Einkörperabsorption sind im unteren Bild nicht gezeigt.

Abb. 44 zeigt die Beiträge der verschiedenen, im Modell berücksichtigten Absorptionskanäle für ein virtuelles Photon. Dominierend in der QF Region sind die Einkörperabsorptionen an einem Proton oder einem Neutron. In der Dip Region liefern die Absorption an einem Proton, die Pionproduktion und die Absorption an einem Proton-Neutron-Paar die Hauptbeiträge. Die Absorption an einem Protonenpaar ist um den Faktor 20 geringer als die am Proton-Neutron-Paar. Absorptionen an drei Nukleonen liefern kaum einen Beitrag.

Daß der quasielastische Bereich vom Valencia Modell nicht gut beschrieben wird, ist nicht überraschend. Dem Modell liegt keine Schalenbeschreibung des Kerns zugrunde. Insofern ist auch die Unterschätzung des Wirkungsquerschnitts in der Dip Region über Mängel in der Beschreibung des Herausschlagens eines Nukleons aus den Schalen zu erklären. In der Untersuchung der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)$ in Kap. 6.2 wird diese Vermutung bestätigt. Die gute Beschreibung der Delta Region deckt sich mit der Feststellung, daß das Valencia Modell für die Pionproduktion gute Ergebnisse liefert (vgl. [9]).

6.2. Die Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)$

In vorherigen $(e,e'p)$ -Messungen, bei denen das ausgehende Proton parallel zum Impulsübertrag nachgewiesen wurde (parallele Kinematik), ist die auftretende Stärke bei hoher *missing energy* als Indiz für das Auftreten von NN-Korrelationen gewertet worden [37]. Abb. 45 zeigt, in Abhängigkeit von der *missing energy*, den strahlungskorrigierten Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)$, aufgenommen mit dem BGO-Einzeldetektor in Richtung des Impulsübertrags (Detektor 3, siehe Tab. 6), also ebenfalls in paralleler Kinematik.

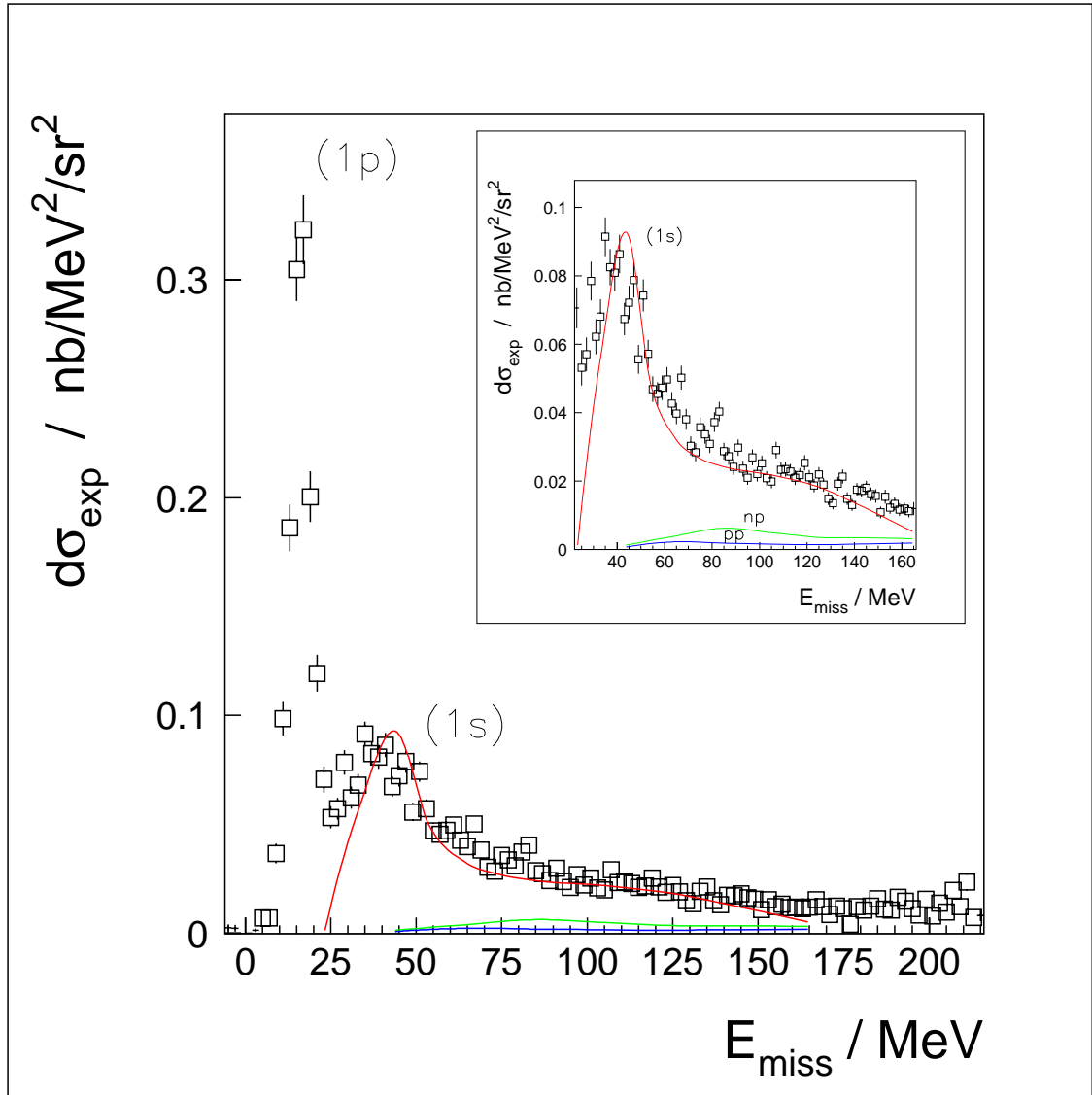


Abbildung 45: Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)$ in Abhängigkeit von der *missing energy* für den BGO-Detektor in Richtung des Impulsübertrags und Vergleich mit Rechnungen der Gent Gruppe für $\omega = 225$ MeV und $\theta_e = 34.5^\circ$: rote Kurve: Beitrag des Herausgeschlagens eines Protons aus der 1s-Schale, grüne Kurve: Beitrag des Herausgeschlagens eines Protons und eines Neutrons (np), blaue Kurve: Beitrag des Herausgeschlagens zweier Protonen (pp). Der Energieübertrag lag im Experiment im Bereich $\omega \in [170, 280]$ MeV. Rechts oben: Ausschnittsvergrößerung in der (1s)-Region.

Zu erkennen sind die Peaks des Herausschlagens eines Protons aus den Schalen des Kerns ^{12}C :

- 1p-Schale bei 16 MeV,
- 1s-Schale bei 35 MeV.

Im Vergleich zu den Daten sind Rechnungen der Gent-Gruppe für die Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)$ gezeigt [13], vorgenommen mit dem nicht-faktorierten Modell für den zentralen Impulsübertrag $\omega = 225$ MeV und dem zentralen Elektronenstreuwinkel $\theta_e = 34.5^\circ$. Diesem Modell liegt wiederum ein Jastrow-Ansatz und eine Kernwellenfunktion auf harmonischer Oszillatorbasis zugrunde, beinhaltet also explizit die Schalenstruktur des Kerns. Der (1p)-Peak wurde hier nicht berechnet. Der (1s)-Peak ist gut beschrieben. Hier dient die Rechnung, da nicht gemäß Kap. 5.3.3 über die experimentelle Akzeptanz gemittelt wurde, nur dem qualitativen Vergleich der Beiträge des Herausschlagens eines Protons aus der (1s)-Schale, der Proton-Proton- sowie der Proton-Neutron-Emission in paralleler Kinematik. Der Einfluß des Herausschlagens eines Nukleons aus der (1s)-Schale reicht weit in die Region der hohen *missing energy* hinein, bis über die $N\pi$ -Emissionsschwelle um 150 MeV. Die Beiträge des Herausschlagens zweier Nukleonen, “pp” und “np” in Abb. 45, sind eine Größenordnung geringer. In paralleler Kinematik werden also in der Dip Region NN-Beiträge, und somit auch solche von SRC, von den Schalenbeiträgen auch bei hohen E_m überdeckt. Jenseits von $E_m \simeq 150$ MeV konkurrieren sie mit pionischen Beiträgen.

Im folgenden wird der theoretische Vergleich mit Rechnungen auf der Basis des Valencia Modells (Kap. 3.1) geführt. Hierbei ist zu beachten, daß das zugrundeliegende Kernmodell ein Fermi-Gas Modell ohne Berücksichtigung von Separationsenergien ist. Erster Schritt in der makroskopischen Propagation der Nukleonen durch den Kern ist dabei die Wahl einer Zufallsordinate \vec{r} im Kern und, basierend auf der lokalen Nukleonendichte $\rho(r)$, die Selektion eines Nukleonenimpulses aus der lokalen Fermi-Verteilung. Dies geschieht unter Berücksichtigung des Pauli-Prinzips, also unter der Einschränkung, daß bei der Wahl eines initialen Nukleonen Impulses $\vec{p}_{N,i}$ gelten muß, daß $|\vec{p}_{N,i} + \vec{q}| > p_F(r)$. Die energetischen Verhältnisse bestimmt die Hamilton-Funktion [10]:

$$\begin{aligned} H &= \sqrt{\vec{p}^2 + M_N^2} - \frac{p_F^2}{2M_N} \\ &= \sqrt{\vec{p}^2 + M_N^2} - \frac{1}{2M_N} \left(\frac{3}{2}\pi^2 \rho(r) \right)^{\frac{2}{3}}. \end{aligned}$$

Der Nukleonenimpuls $\vec{p}_{N,f}(r) = \vec{p}_{N,i} + \vec{q}$ wird während der Propagation bis zum Verlassen des Kerns über den Gradienten der lokalen Nukleonendichte $\rho(r)$ zur Erhaltung von H angepaßt. Eine Berücksichtigung der Separationsenergien ist damit nicht vorgenommen. Es ist also zu erwarten, daß die gelieferten *missing energies* nicht die wahren energetischen Verhältnisse widerspiegeln. Betrachtet man den gemessenen Wirkungsquerschnitt für $P_m > 600$ MeV/c (Abb. 46), wo die Schalen einen geringen Einfluß haben, so liefert der Vergleich in dieser Sicht die obere (violette)

Kurve in Abb. 46, die den Wirkungsquerschnitt nicht gut beschreibt ⁶. Um einen berechneten Wirkungsquerschnitt bei einer gemessenen Protonenenergie zu verwenden, kann man annehmen, daß die in der Rechnung vorliegende Protonenenergie im Ausgangskanal um die nicht berücksichtigte Energiedifferenz höher liegen muß. Nimmt man also an, daß die *missing energies* der Rechnung über

$$E_m \rightarrow E_m - \overline{\epsilon_B} \quad (60)$$

mit niedrigeren zu identifizieren sind und werden die Wirkungsquerschnitte bei diesen niedrigeren *missing energies* den Wirkungsquerschnittstabellen (siehe Kap. 5.3.3) entnommen, so ergibt sich ein Vergleich gemäß der unteren (roten) Kurve in Abb. 46, welche eine weit bessere Übereinstimmung liefert. Hier, und in den weiteren Vergleichen, wurde eine mittlere Bindungsenergie von $\overline{\epsilon_B} = 20$ MeV angenommen.

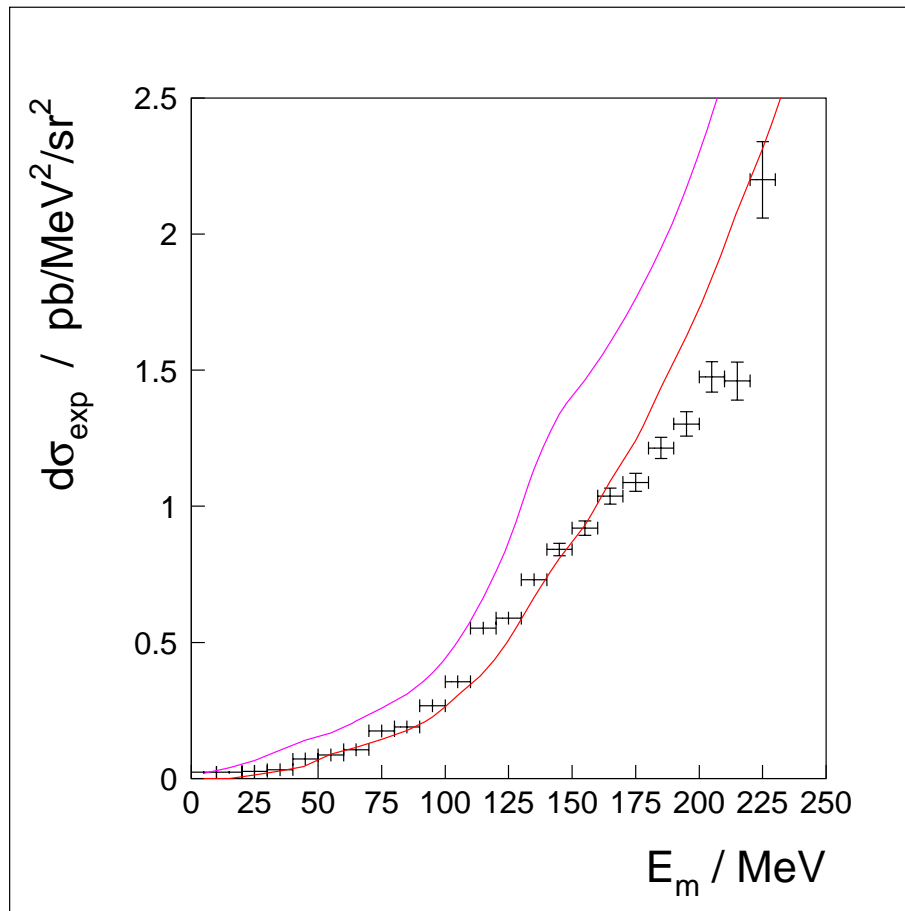


Abbildung 46: *missing energy* Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)$ in der Dip Region für $P_m > 600$ MeV/c. Obere Kurve (violett): Rechnungen im Valencia Modell mit unkorrigierter *missing energy*. Untere Kurve (rot): Rechnungen im Valencia Modell mit gemäß (60) korrigierter *missing energy*.

⁶Die Forderung der Unterdrückung der Schalen im geführten Vergleich ist in der inkorrekten Beschreibung der Struktur des Wirkungsquerschnittanteils der Einkörperabsorption begründet, wie im Weiteren deutlich werden wird.

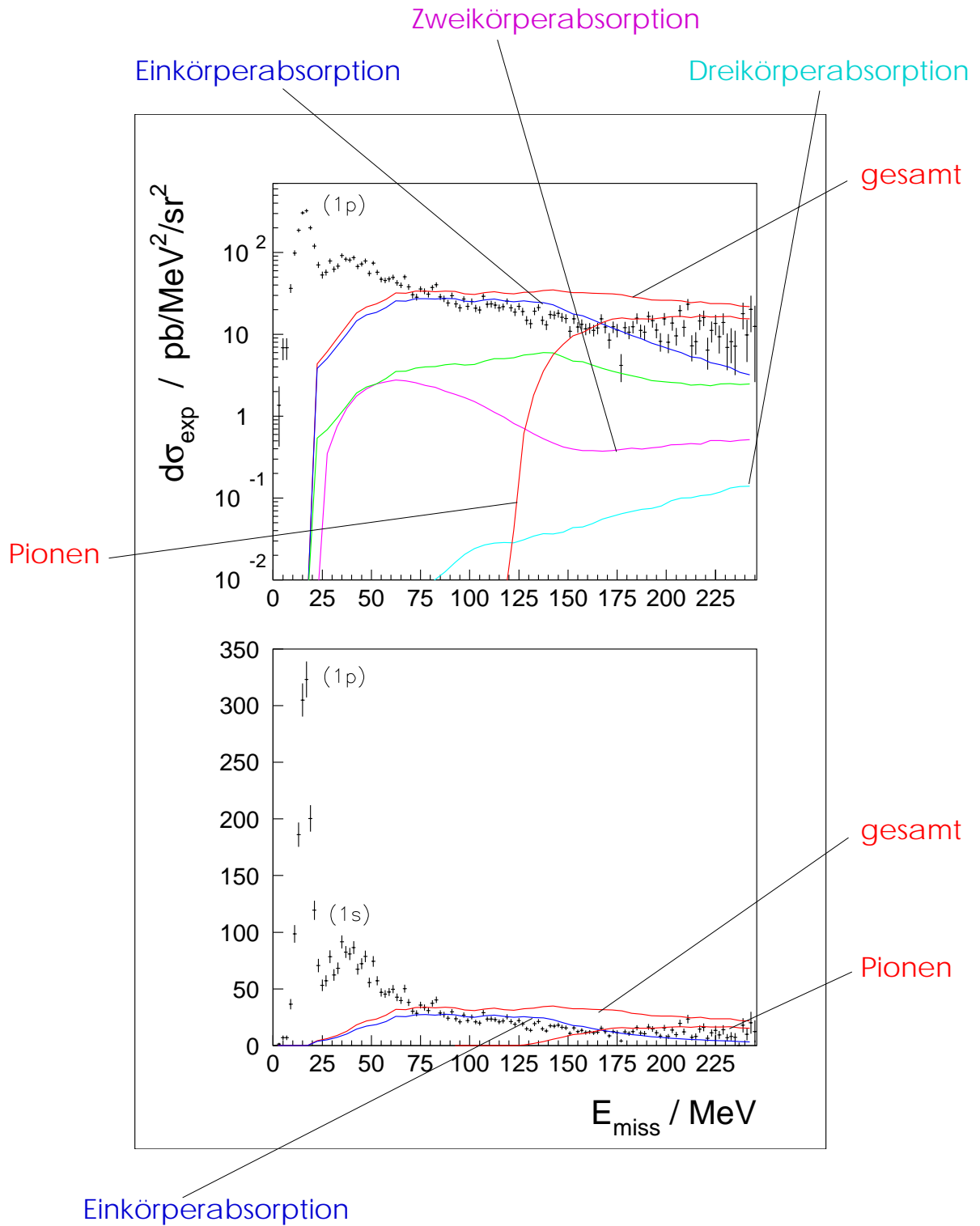


Abbildung 47: *Missing energy* Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)$ in der Dip Region in paralleler Kinematik im Vergleich mit Rechnungen auf der Basis des Valencia Modells. Die grüne Kurve zeigt den Anteil der Nukleonrückstreuung.

Abb. 47 zeigt den Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)$ in paralleler Kine-

matik und die Rechnungen mit dem Valencia Modell.

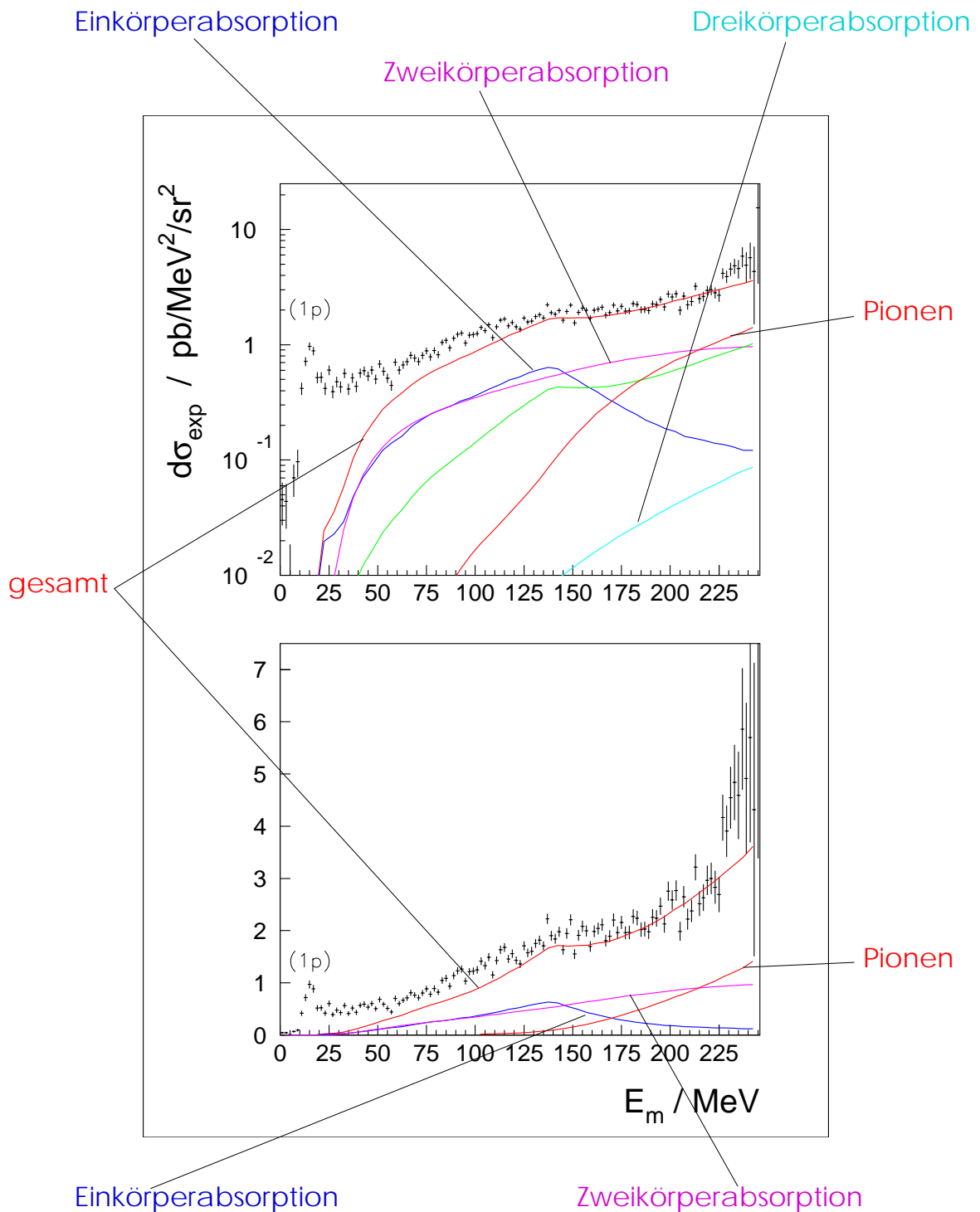


Abbildung 48: *Missing energy* Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)$ in der Dip Region für die gesamte BGO-Kristallkugel ohne den Detektor in Richtung des Impulsübertrags im Vergleich mit Rechnungen auf der Basis des Valencia Modells. Die grüne Kurve zeigt den Anteil der Nukleonrückstreuung.

Gezeigt sind dabei auch die verschiedenen Beiträge unterschiedlicher Absorptions-

kanäle. Da, wie erwähnt, der Ansatz des Modells ein Fermigas- und kein Schalenmodell ist, ist keine Beschreibung der Schalenstrukturen (1p) und (1s) zu erwarten. Den Hauptbeitrag zum Wirkungsquerschnitt liefert aber die Absorption an einem Proton (blaue Kurve), die sich über den gesamten Bereich von E_m erstreckt und im Wesentlichen dem Einteilchenphasenraum folgt, der der Erzeugung von Einteilchenabsorptionsereignissen im Monte-Carlo Ansatz des Valencia Modells zugrunde liegt. Ein Vergleich mit den Rechnungen in Abb. 45, denen ein Schalenmodell unterliegt, zeigt, daß die Einteilchenstärke in Abb 47 bei hohen *missing energies* zu hoch ist und in diesem Energiebereich zu einer Überschätzung des gesamten Wirkungsquerschnitts (oberste rote Kurve) bei gleichzeitiger Unterschätzung desselben im Schalenbereich führt. Für die Zwei- und Dreikörperabsorption (violette und türkise Kurve) erweist sich wie im Vergleich der Daten mit der Gent Rechnung, daß ihr Einfluß in paralleler Kinematik von der Einteilchenstärke überdeckt wird. Bei hohen *missing energies* werden diese wiederum von der Pionproduktion dominiert. Die grüne Kurve in Abb. 47 zeigt den Anteil des Wirkungsquerschnitts, der durch Nukleonen, die eine Streuung an anderen Nukleonen im Kern erlitten haben, hervorgerufen wird.

Abseits der parallelen Kinematik ändert sich das Bild. Entfernt man sich von der Richtung des Impulsübertrags, so werden die Schalenbeiträge unterdrückt und die Beiträge der Multinukleonenemission treten hervor. In Abb. 48 ist der $^{12}\text{C}(e,e'p)$ -Wirkungsquerschnitt als Funktion der *missing energy* in Mittelung über die gesamte Kristallkugel unter Ausschluß des Detektors in Richtung des Impulsübertrags gezeigt. Zu erkennen ist, daß der Schalenknockout stark unterdrückt ist. Es zeigt sich ein mit steigender *missing energy* wachsender Beitrag zum Wirkungsquerschnitt, der mit Mehrkörperprozessen zu identifizieren ist. Hier liefert das Valencia Modell (gesamt: obere rote Kurve) eine gute Beschreibung des Wirkungsquerschnitts für *missing energies* jenseits des Schalenbereichs, insbesondere bei hohen *missing energies*. Den Hauptbeitrag liefert nun die Zweikörperabsorption (violette Kurve) und dominiert mit der Pionproduktion (rote Kurve) die restlichen Beiträge. Nukleonrückstreuung (türkis) liefert bei hohen *missing energies* einen wesentlichen Beitrag. Die Dreikörperabsorption trägt so gut wie nicht bei. Der Verlauf der Zwei- und Dreikörperabsorption folgt wieder im Wesentlichen dem Zwei- und Dreikörperphasenraum. Die Zweikörperabsorption wird dabei von der Absorption an einem Proton-Neutron-Paar dominiert, wie aus Abb. 44 ersichtlich ist.

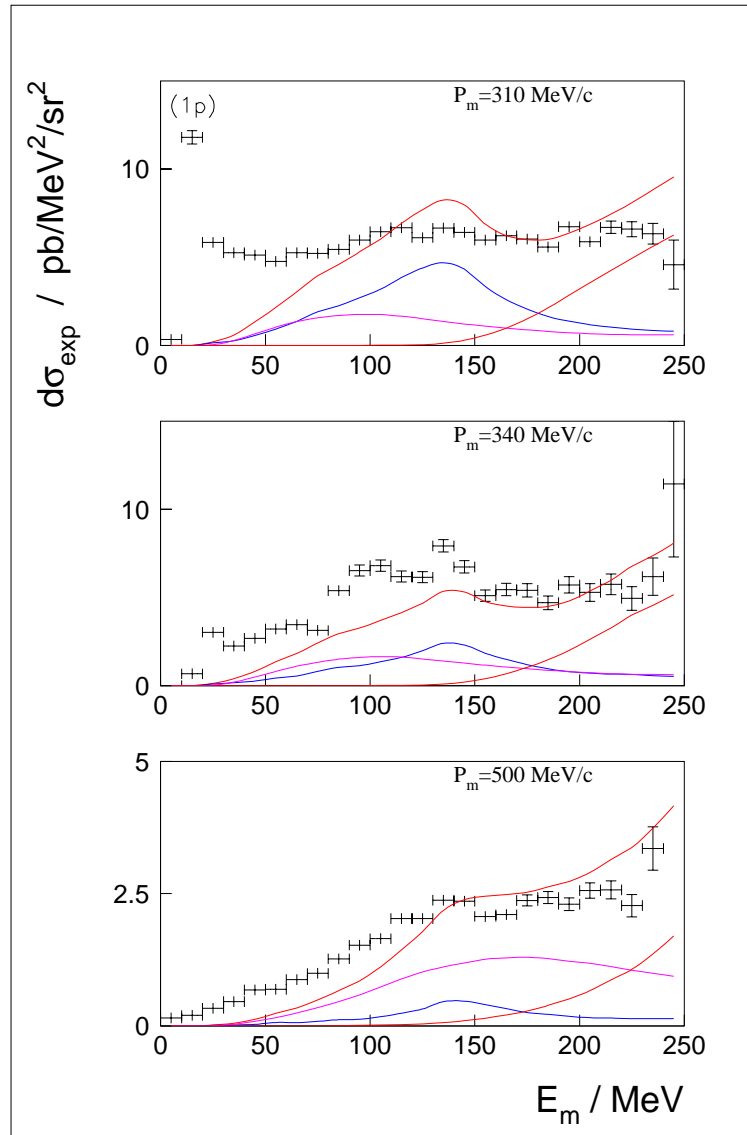


Abbildung 49: *missing energy* Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)$ für verschiedene Bereiche des *missing momentums* P_m im Vergleich mit den Rechnungen auf der Basis des Valencia Modells. Obere rote Kurve: gesamt, violette Kurve: Zweikörperabsorption, untere rote Kurve: Pionproduktion, blaue Kurve: Einkörperabsorption.

Ein deutliches Bild ergibt sich, wenn man Wirkungsquerschnitte für Gruppen von Detektoren für verschiedene Bereiche des *missing momentums* P_m betrachtet (Abb. 49 bis 51). In Abb. 49 ist zu erkennen, wie sich der Einfluß der Einkörperabsorption mit wachsendem P_m verringert und von der Zweikörperabsorption und der Pionproduktion dominiert wird. Ab einem P_m von 600 MeV/c (Abb. 50) liefert sie so gut wie keinen Beitrag. Mit abnehmendem Einfluß der Einkörperabsorption wird die Beschreibung der Wirkungsquerschnitte, die für $P_m = 310$ MeV/c bis $P_m = 540$ MeV/c in Abb. 49 und Abb. 50 noch nicht gut ist, immer besser. Für P_m ab 600 MeV/c wird der Wirkungsquerschnitt im Wesentlichen durch die Summe von Zweikörperabsorption und Pionproduktion beschrieben. Dabei ist die Zweikörperabsorption dominant und erst für $P_m = 820$ MeV/c und $P_m = 1200$ MeV/c erreicht die Pionproduktion die gleiche Stärke.

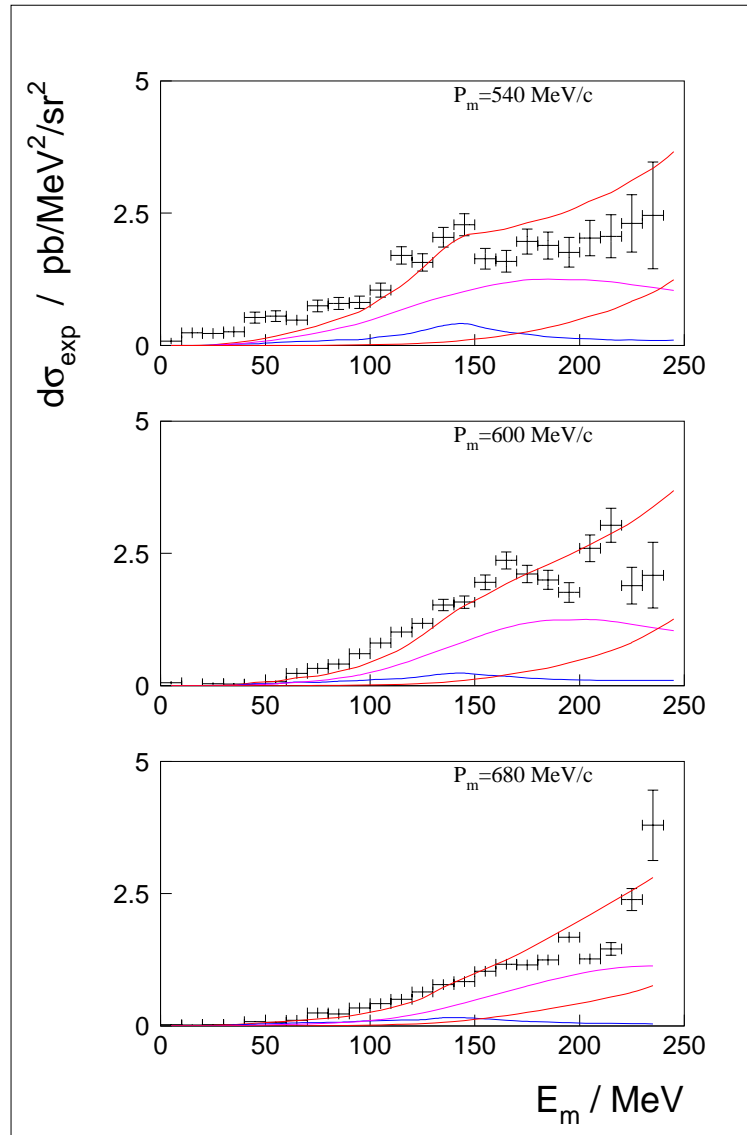


Abbildung 50: *missing energy* Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)$ für verschiedene Bereiche des *missing momentums* P_m im Vergleich mit den Rechnungen auf der Basis des Valencia Modells. Obere rote Kurve: gesamt, violette Kurve: Zweikörperabsorption, untere rote Kurve: Pionproduktion, blaue Kurve: Einkörperabsorption.

Das Valencia Modell liefert eine gute Beschreibung der Pionproduktion und der Absorption an einem Proton-Neutron-Paar, was auch schon in [9] für die Absorption reeller Photonen festgestellt wurde. Diese beiden Prozesse reichen im Wesentlichen aus, um die beobachteten Wirkungsquerschnitte zu beschreiben. Bei der Beschreibung der Einkörperabsorption ergeben sich Schwierigkeiten, die auch in der Berechnung des inklusiven Wirkungsquerschnitts zutage treten (vgl. Kap. 6.1). Dennoch zeichnet sich ab, daß die Dip Region durch die Pionproduktionsprozesse und die Zweikörperabsorption an einem Proton-Neutron-Paar gut beschrieben ist, dies bei zu vernachlässigenden Anteilen der Dreikörperabsorption. Die Emission von zwei Protonen ist in $^{12}\text{C}(e,e'p)$ nicht identifizierbar und wird von anderen Prozessen dominiert. Zur Untersuchung von SRC-Beiträgen muß also ein weiteres Proton im Ausgangskanal nachgewiesen werden.

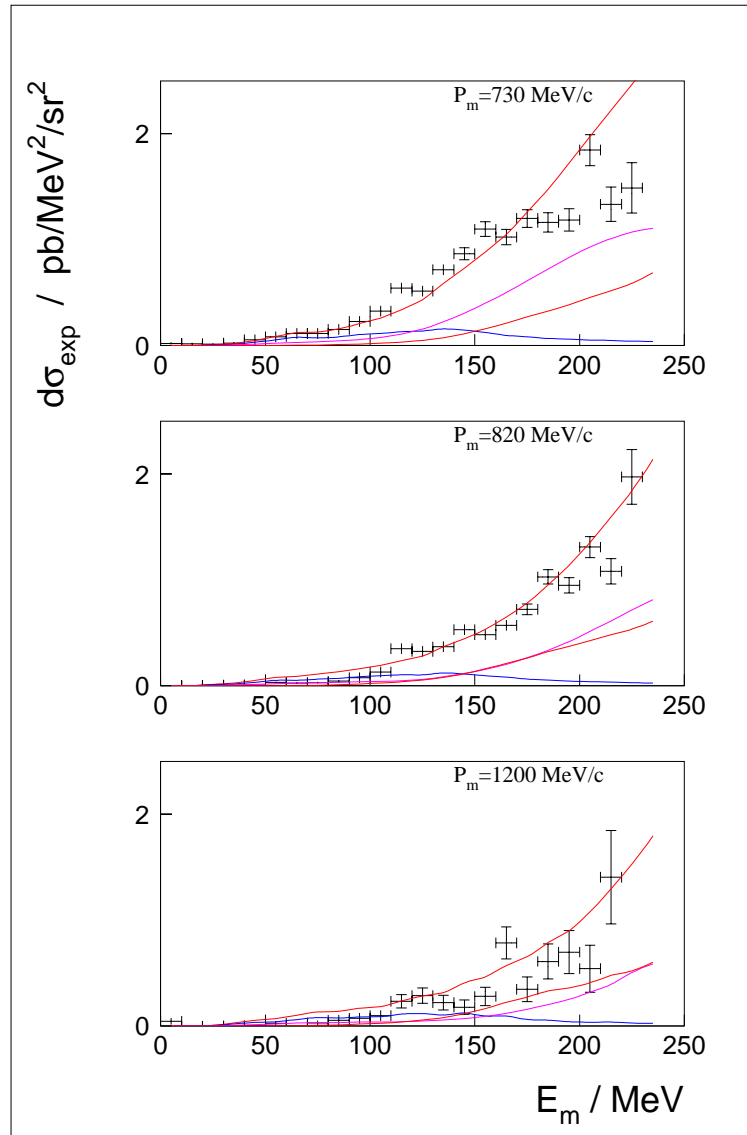


Abbildung 51: *missing energy* Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)$ für verschiedene Bereiche des *missing momentums* P_m im Vergleich mit den Rechnungen auf der Basis des Valencia Modells. Obere rote Kurve: gesamt, violette Kurve: Zweikörperabsorption, untere rote Kurve: Pionproduktion, blaue Kurve: Einkörperabsorption.

Es sei hier noch auf Anhang A.1 verwiesen, in dem die Wirkungsquerschnitte für jeden Detektor in Abhängigkeit von der *missing energy* tabellarisch aufgeführt sind. Anhang B zeigt diese graphisch für jeden BGO-Detektor im Vergleich mit der Vorhersage des Valencia Modells.

6.3. Die Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'pp)^{10}\text{Be}$

Die Messungen der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'pp)^{10}\text{Be}$ wurden in der Kinematik aus Tabelle 3 durchgeführt. Die energetische Struktur des Wirkungsquerschnitts ist in Abb. 52 und 53 zu sehen. Gezeigt wird der Wirkungsquerschnitt gemittelt über alle Einzeldetektoren der Kristallkugel, jeweils in Koinkidenz mit einem aller übrigen, in Abhängigkeit von der *missing energy* E_m . Jenseits der Zweiteilchenemissionsschwelle bei $E_m = 22$ MeV ist der $(1p)^2$ -Peak um 25 MeV zu erkennen. Die Region des Herausschlagens von Protonen aus den $(1p1s)$ -Schalen liegt bei 50 MeV. Der $(1s)^2$ -Peak bei ca. 75 MeV bleibt in der Flanke desjenigen von $(1p1s)$ und im beginnenden Untergrund von 3N-Prozessen verborgen.

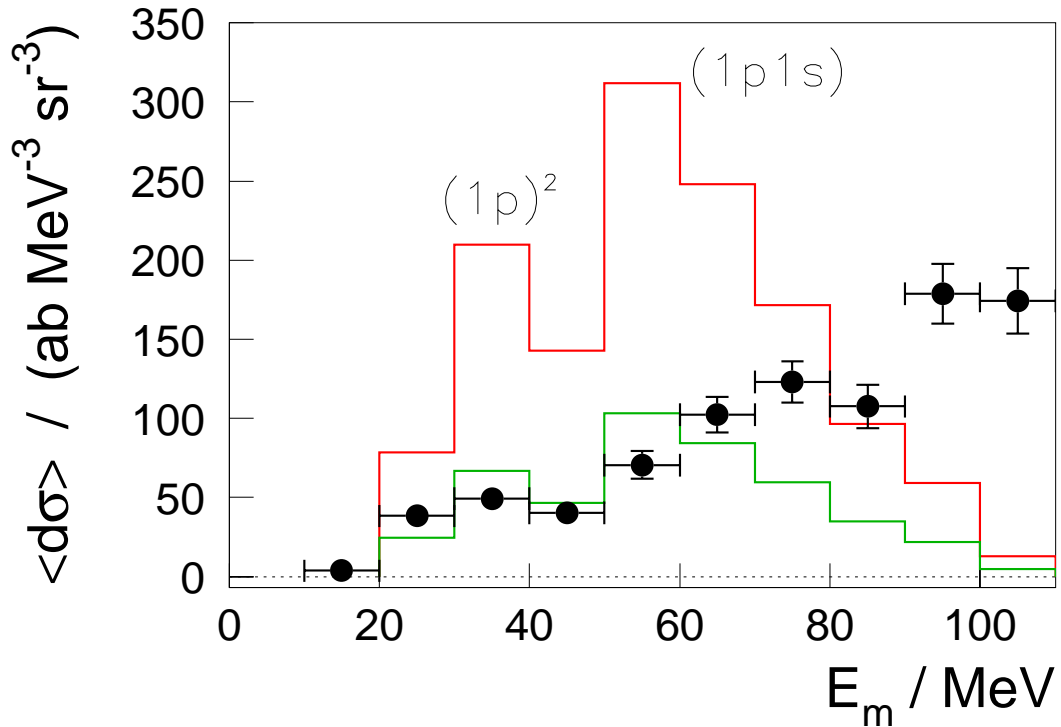


Abbildung 52: Über die gesamte Kristallkugel gemittelter Wirkungsquerschnitt zur Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ in Abhängigkeit von der *missing energy* E_m (siehe Gln. 16) in der Region des Herausschlagens zweier Protonen aus den Schalen. Der Vergleich geschieht mit den auf der Basis des Gent Modells durchgeführten Rechnungen (Kap. 3.2 und 5.3.3): rote Kurve: OMY Korrelationsfunktion (*hard core*), grüne Kurve: VMC Korrelationsfunktion.

Die theoretischen Rechnungen basieren auf dem in Kap. 3.2 geschilderten faktorierten Ansatz für den Wirkungsquerschnitt $d\sigma^9$ der zweifachen Protonenemission, worin die kurzreichweitigen Korrelationen über einen Jastrow-Ansatz beschrieben werden. Mit dem in Kap. 5.3.3 geschilderten Monte-Carlo Verfahren wurde in der Kinematik des Experiments und innerhalb dessen Akzeptanzen eine in den differentiellen Variablen des Experiments gleichverteilte Ereignisbasis geschaffen, mit einer GEANT-Nachbildung des Experiments die Messung unter Mitführung der errechneten Wirkungsquerschnitte eines Ereignisses simuliert, und die Wirkungsquerschnitte

mit der gleichen Methode, die auch bei der Behandlung der Daten zum Tragen kam, erstellt. Somit sind die experimentellen und die berechneten Wirkungsquerschnitte direkt vergleichbar. Es sei noch einmal darauf hingewiesen, daß sie eine Mittelung über große Bereiche im Energieübertrag und der Raumwinkel darstellen.

Für den Vergleich mit dem Wirkungsquerschnitt in Abb. 52 wurden eine harte und eine weiche Korrelationsfunktion gewählt. Die harte, OMY benannt (vgl. Abb. 9), zeichnet sich dadurch aus, daß für Nukleonabstände $r_{1,2} < 0.6 fm$ beide Nukleonen vollständig antikorreliert sind, sich also nicht näher als $0.6 fm$ annähern können, und die Korrelationsfunktion in diesem Bereich gleich Eins ist (*hard core*). Die weiche Korrelationsfunktion VMC weist, wie die mit FHNC bezeichnete, eine endliche Wahrscheinlichkeit für den Aufenthalt beider Protonen am gleichen Ort auf. Die OMY-Korrelationsfunktion führt zur roten Kurve in Abb. 52 und überschätzt den gemessenen Wirkungsquerschnitt um einen Faktor Drei. VMC liefert eine gute Beschreibung für $E_m < 70$ MeV. Die harte Korrelationsfunktion beschreibt eine höhere Wahrscheinlichkeit für die Streuung der Nukleonen des Paares aneinander bei kleinen Zwischennukleonabständen. Anscheinend überschätzt die OMY-Korrelationsfunktion diese Wahrscheinlichkeit, während ein weicherer Ansatz eine quantitativ bessere Beschreibung liefert. Für $E_m > 70$ MeV, also jenseits des Bereiches der Schale $(1p)^2$ und innerhalb der Flanke des $(1s1p)$ -Peaks, unterschätzt die Rechnung mit VMC den gemessenen Wirkungsquerschnitt. Die Dreinukleonemission, deren Schwelle bei bei 33 MeV liegt, beginnt ab $E_m > 70$ MeV ihren Einfluß zu zeigen.

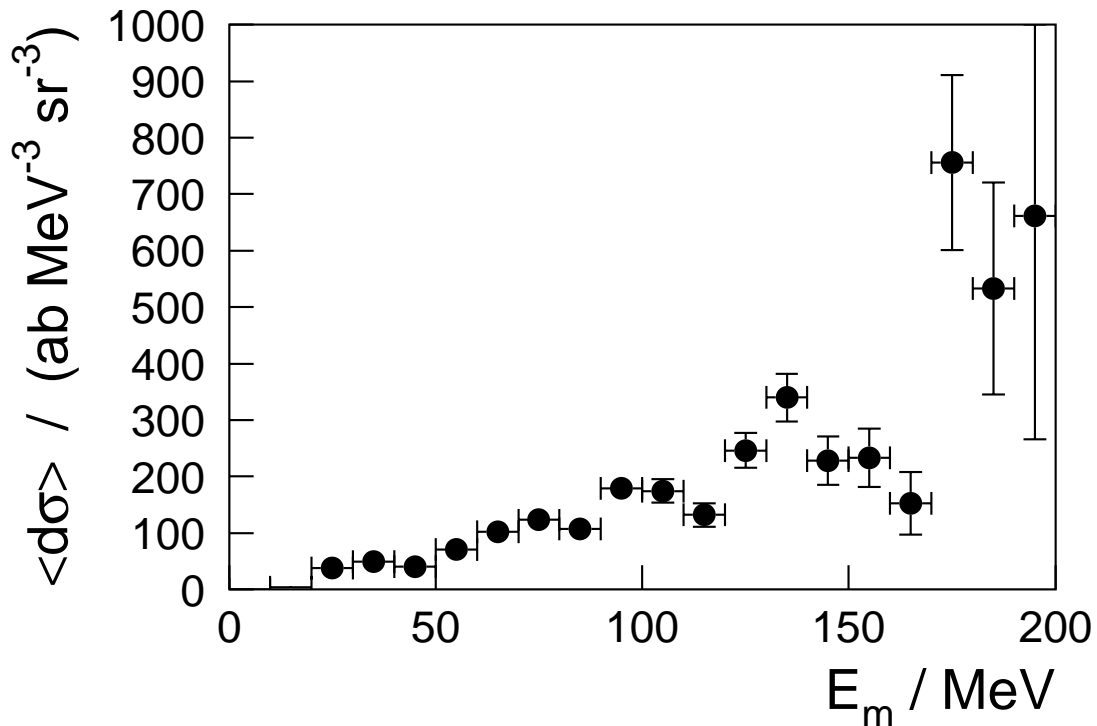


Abbildung 53: Über die gesamte Kristallkugel gemittelter Wirkungsquerschnitt zur Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ in Abhängigkeit von der *missing energy*: gesamter energetischer Bereich.

Abb. 53 zeigt den gleichen Wirkungsquerschnitt wie Abb. 52, nur in einem größeren Bereich der *missing energy*. Jenseits von 70 MeV ist ein Untergrund zu beobachten, der jenseits der Pionproduktionsschwelle von ca. 160 MeV stark ansteigt.

Für die Untersuchung kurzreichweitiger Korrelationen wurde der Bereich $E_m \leq 70$ MeV gewählt, innerhalb dessen die Zweiprotonenemission den wesentlichen Anteil des Wirkungsquerschnitts liefert.

Detailliert betrachtet werden im Folgenden also:

1. der Bereich des $(1p)^2$ -*knockouts* allein für $E_m \leq 50$ MeV,
2. und der Bereich des Herausschlagens zweier Nukleonen aus den Schalen $(1p)^2$, $(1p1s)$ und $(1s)^2$, also $E_m \leq 70$ MeV.

Über den Anteil des Protonenpaares an der Kernwellenfunktion gibt der Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom *missing momentum* P_m (Gln. 14) Aufschluß. P_m beschreibt den Impuls des vor der Reaktion vorliegenden Protonenpaares. Abb. 54 zeigt für beide oben genannten Schnitte in E_m den gemessenen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom Betrag des Paarimpulses:

1. oberes Bild $E_m \leq 50$ MeV, also $(1p)^2$,
2. unteres Bild $E_m \leq 70$ MeV, also $(1p)^2$, $(1p1s)$ und $(1s)^2$ und gemeinsam.

Beide Wirkungsquerschnitte haben ihr Maximum bei $P_m = 0$ MeV/c und fallen danach stark ab, was mit dem Bild, daß das Protonenpaar anfänglich in einem *S*-Zustand vorliegt, verträglich ist.

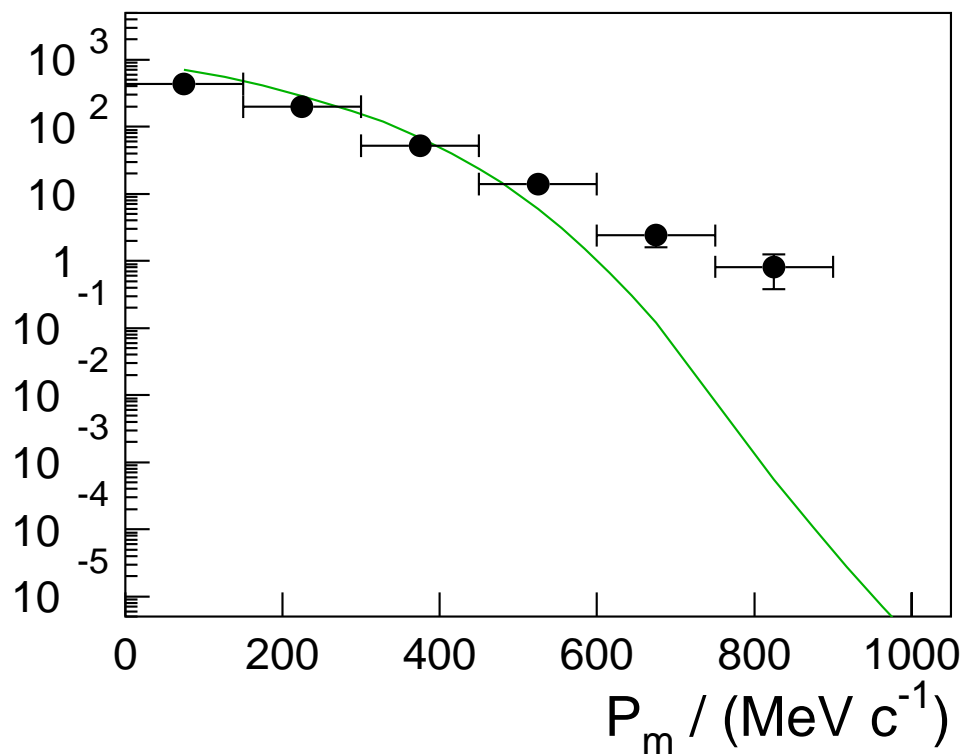
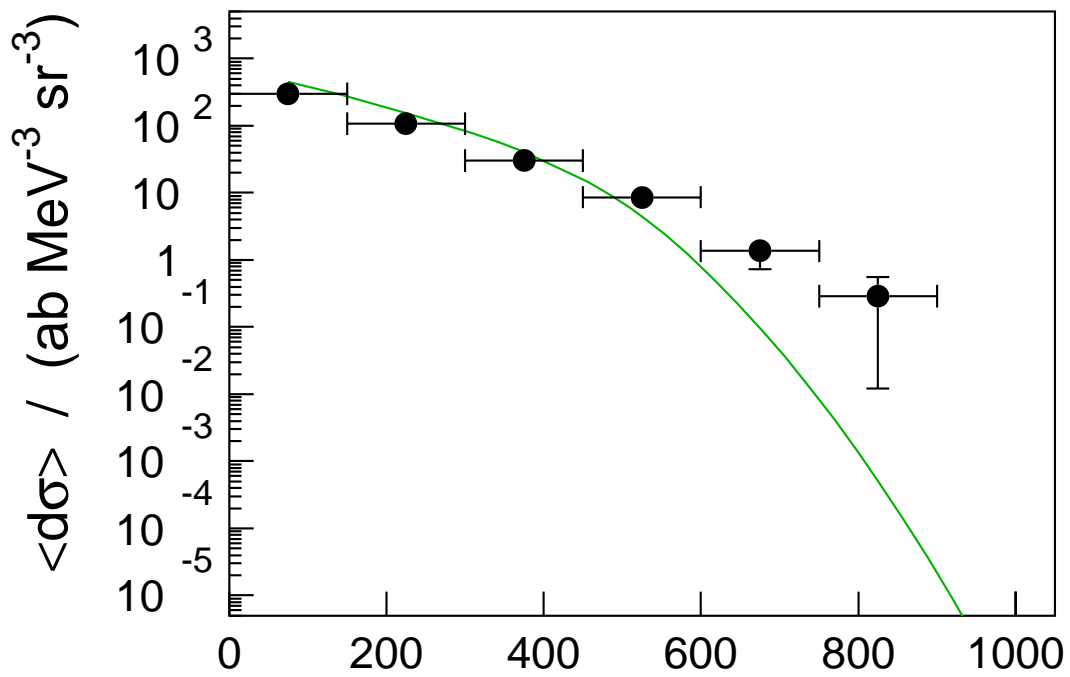


Abbildung 54: Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom *missing momentum* P_m Oben: $E_m < 50$ MeV, unten: $E_m < 70$ MeV.

Der Vergleich mit der Rechnung wird hier mit der Korrelationsfunktion VMC, die

die bessere Beschreibung der Schalenregion in Abb. 52 liefert, geführt. Für P_m bis 600 MeV/c ist die Übereinstimmung der Rechnung mit den Daten für beide energetischen Regionen gut. Für Impulse > 600 MeV/c unterschätzt die Rechnung die Messung. Dies ist ein Indiz für den Einfluß zusätzlicher Freiheitsgrade in der pp-Emission. Dies bedeutet eine Abweichung von der Annahme der *single-pair-approximation*, eine der dem faktorisierten Gent Modell zugrundeliegenden Annahmen. Dies bedeutet nun, daß das Protonenpaar im Anfangszustand nicht als reiner S -Zustand vorliegt, sondern auch Beimischungen höherer Drehimpuls-Quantenzahlen vorhanden sind. Der Faktor der Überschätzung ist für beide energetische Schnitte gleich: ein Faktor 20 für $P_m = 675$ MeV und 3 Größenordnungen für $P_m = 825$ MeV. Ein Einfluß der Drei- und Mehrnukleonenemission liegt dem damit nicht zugrunde, da zu erwarten ist, daß eine Erhöhung des Wirkungsquerschnitts bei hohen P_m aufgrund von Drei- und Mehrteilchenemission mit der Größe des betrachteten Energiebereichs zunimmt. Da der energetische Phasenraum für die Drei- und Mehrteilchenemission für den Schnitt $E_m < 70$ MeV größer ist als für jenen mit $E_m < 50$ MeV, müßte, bei Einfluß dieser Prozesse, die Abweichung für $E_m < 70$ MeV verhältnismäßig größer sein als für $E_m < 50$ MeV. Für Impulse unter 600 MeV/c folgt der Wirkungsquerschnitt der Spektralfunktion $F_{h_1h_2}(E_m, P_m)$ des faktorisierten Ansatzes aus Kap. 3.2. Dies deutet an, daß Endzustandswechselwirkungen keine große Rolle spielen. Ähnliche Beobachtungen sind auch in $^{12}\text{C}(\gamma, pp)$ -Experimenten gemacht worden [39]. Um eine Faktorisierung des Wirkungsquerschnitts zu erhalten, basiert die Berechnung von $F_{h_1h_2}(E_m, P_m)$ auf einer Faltung zweier Einteilchen-Loch-Verteilungen: Mit $S_h(E)$ der Spektralfunktion für den Übergang des Kernes A zum Kern A-1 mit der Anregungsenergie E und $S_{h'}(E')$ der Spektralfunktion für den Übergang des Kernes A-1 zum Kern A-2 mit der Anregungsenergie E' ist die 2-Teilchen-2-Loch Spektralfunktion $S_{hh'}(E)$ in Abhängigkeit von der Anregungsenergie des A-2 Kernes:

$$S_{hh'}(E) = \int_0^E S_h(E) S_{h'}(E - E') dE' \quad (61)$$

Dies läßt keinen Einfluß des Mediums auf das betrachtete korrelierte Paar zu und ist äquivalent zur *single pair approximation* (SPA) aus [38]: das korrelierte Protonenpaar unterliegt keinem weiteren Einfluß. In [38] wird ein geschlossener Ansatz zur Ermittlung der 2-Teilchen-2-Loch Spektralfunktion für ^{16}O diskutiert, in der die Näherungen für die SPA genau das Verhalten der in Abb. 54 gezeigten Rechnung aufweisen (siehe Abb. 55). Die sog. *lowest order approximation* im Jastrow Ansatz (LOA) läßt einen Einfluß der SRC auch zwischen korrelierten Paaren zu. Dies führt zu einer Abweichung vom SPA-Ansatz ab ca. 500 MeV/c.

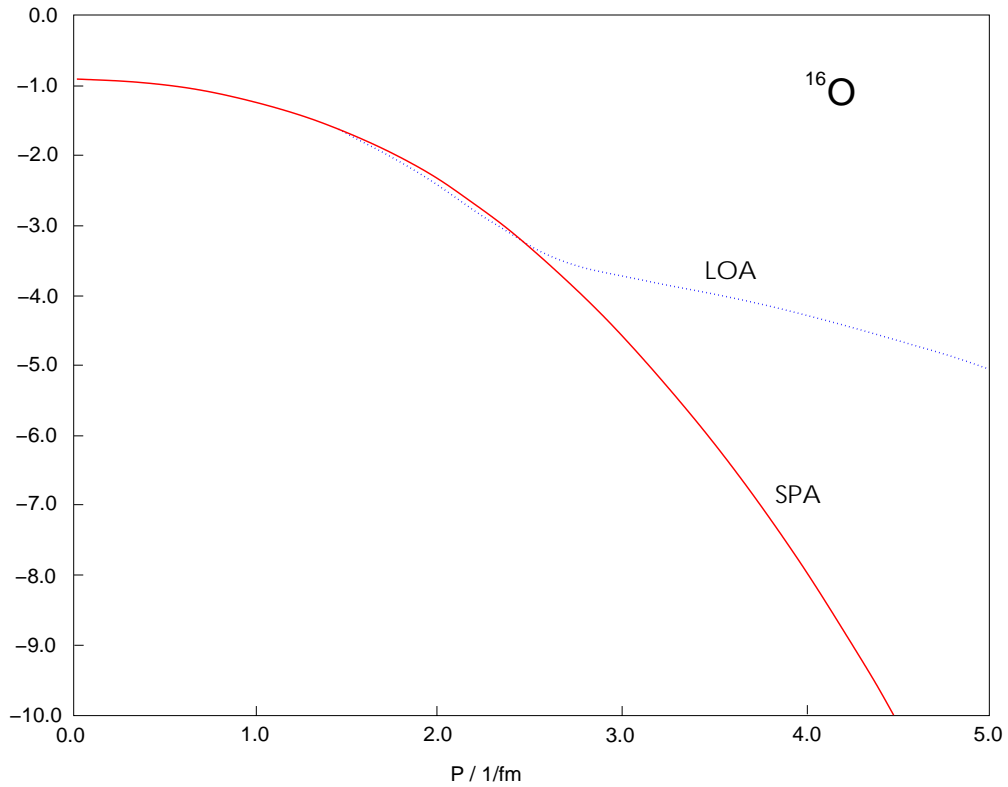


Abbildung 55: Zweiteilchendichte für ^{16}O als Funktion der Paarimpulse. Rote Kurve: *single-pair-approximation* (SPA), blaue Kurve: *Jastrow lowest order approximation* (LOA) [38].

Eine wesentliche dynamische Größe zur Untersuchung von Paarkorrelationen ist der Relativimpuls p_{rel} der auslaufenden Protonen. Die auslaufenden Protonen sind bei einem mittleren γ von ca. 1.1 kaum relativistisch. p_{rel} kann demzufolge als der Relativimpuls des im Kern vorliegenden Paares gesehen werden. Abb. 56 zeigt den über die gesamte Kristallkugel gemittelten Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von p_{rel} für den Schnitt $E_m < 70$ MeV. Die gemessenen Relativimpulse reichen bis 1 GeV/c. Die Vergleiche mit der Theorie werden mit verschiedenen Korrelationsfunktionen geführt. Neben OMY und VMC wird hier auch die weiche Korrelationsfunktion GM betrachtet (vgl. Abb. 9). Wieder überschätzt die OMY Korrelationsfunktion den gemessenen Wirkungsquerschnitt erheblich für $p_{rel} < 600$ MeV/c, während die weicheren (GD, VMC) eine bessere Beschreibung liefern. Deutlich wird, daß in der Betrachtung des gesamten zugänglichen Phasenraums Paaremission über die intermediäre Δ -Resonanz $\Delta^+p \rightarrow pp$ auch bei den moderaten Energieüberträgen ω der Dip Region einen wesentlichen Beitrag liefern. Dies läßt eine Unterscheidung zwischen den weichen Korrelationsfunktionen nicht zu.

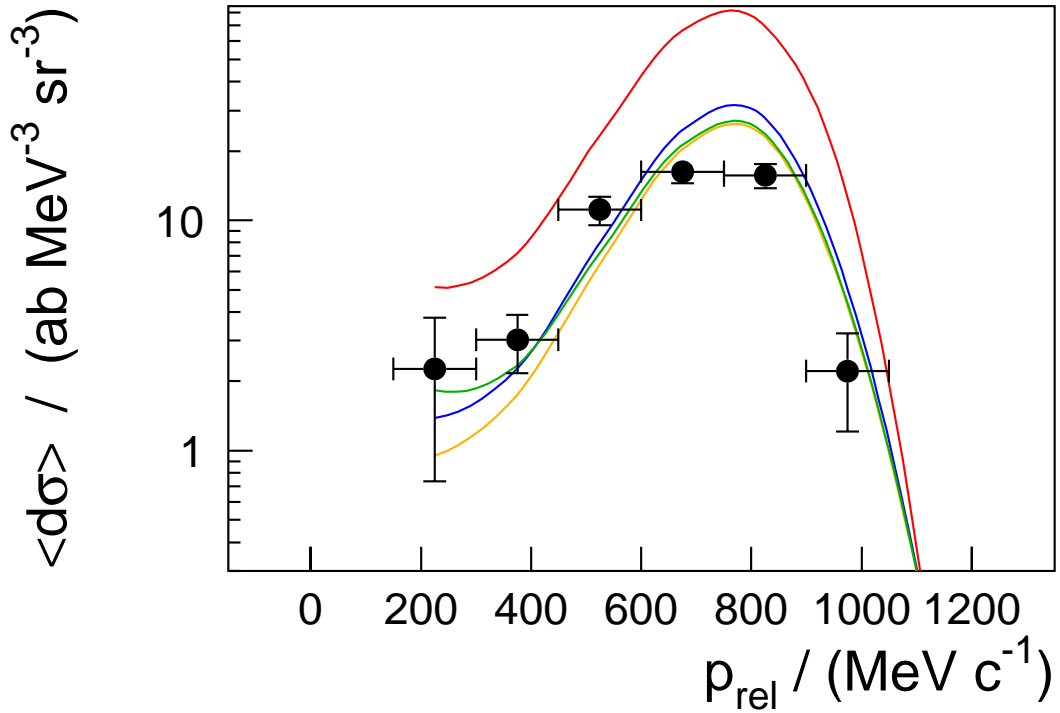


Abbildung 56: Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ in Abhängigkeit vom Relativimpuls des ausgehenden Protonenpaares. Rote Kurve: OMY, blaue Kurve: GM, grüne Kurve: VMC, gelbe Kurve: inkohärenter Δ -Beitrag.

Zur Separation des Beitrags der Δ -Resonanz wird nun verlangt, daß ein Proton des ausgehenden Paares in Richtung des Impulsübertrags nachgewiesen wird. Ermittelt man den Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom Relativwinkel γ der ausgehenden Protonen (Abb. 57), so zeigt sich, daß bei der Annäherung an die sog. superparallele Kinematik bei $\gamma = 180^\circ$ der Δ -Beitrag stark unterdrückt wird. Die Anregung des Δ im Paar wird vom M_{1+} Multipol dominiert und trägt bei $\gamma = 180^\circ$ nicht bei (vgl. Gleichungen 39 und 41). Bei Annäherung an die superparallele Kinematik treten die reinen Korrelationsanteile aus Abb. 9 hervor. Zusätzlich zu den vorherig gezeigten Korrelationsfunktionen wird eine weitere weiche, FHNC, betrachtet (vgl. Abb. 9). Die beste Beschreibung liefert nun die G-Matrix-basierte Korrelationsfunktion (GM), die weniger weich als die FHNC- und VMC-Korrelationsfunktionen ist, aber keinen *hard core*, wie die OMY-Korrelationsfunktion, aufweist.

Hier sei noch auf Anhang A.2 verwiesen, in dem die gemessenen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ tabellarisch aufgeführt sind.

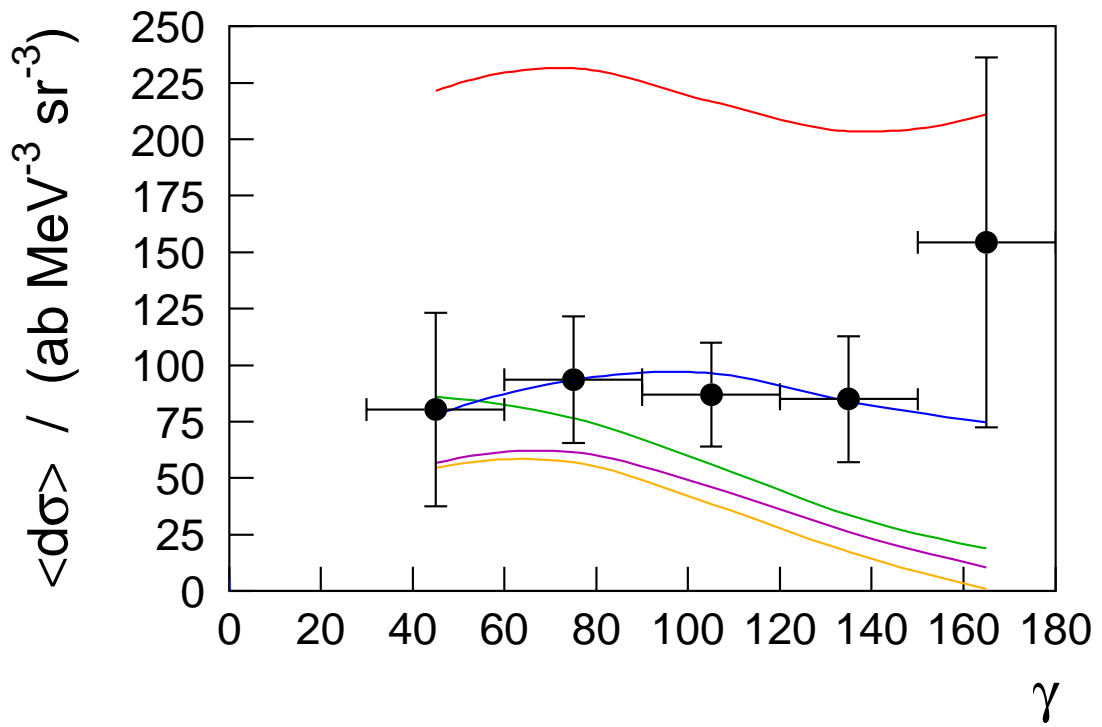


Abbildung 57: Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom Winkel γ zwischen den ausgehenden Protonen. Rote Kurve: OMY, blaue Kurve: GM, grüne Kurve: VMC, violette Kurve: FHNC, untere durchgezogene gelbe Kurve: inkohärenter Δ -Beitrag.

7. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde an der Dreispektrometeranlage der A1-Kollaboration am Mainzer Mikrotron ein Elektronenstreuexperiment zur Untersuchung kurzreichweitiger Korrelationen in ^{12}C durchgeführt. Dabei war es das erste seiner Art, das Mehrprotonenemission unter fast vollständigem Raumwinkel in Koinzidenz mit einem hochauflösenden Spektrometer maß.

Die im Experiment notwendige Luminosität konnte durch Unterdrückung des Untergrunds der Møllerelektronen um einen Faktor 13.5 durch eine Konstruktion der Targetregion mit einer Permanentmagnet-Miniorange erreicht werden.

Gemessen wurden Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $^{12}\text{C}(e,e')$, $^{12}\text{C}(e,e'p)$ und $^{12}\text{C}(e,e'pp)$. Die Wirkungsquerschnitte wurden mit Rechnungen basierend auf Modellen der theoretischen Gruppen aus Valencia und Gent verglichen. Für den inklusiven Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e')$ lieferte das Valencia Modell, wenn auch Probleme in der Beschreibung der quasielastischen Region auftraten, eine im Ganzen gute Reproduktion der Messung.

Auch für die Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)$ führt die Basierung des Kernmodells des Valencia Modells auf ein Fermigas zu Schwierigkeiten bei der Beschreibung der Einteilchenabsorption. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte werden aber für höhere *missing energies* gut beschrieben. So ist insbesondere der Wirkungsquerschnitt für hohe *missing momenta* für alle *missing energies* mit dem Valencia Modell gut verstanden. Die Messung zeigte damit, daß die Dip Region von der Absorption des virtuellen Photons an einem Proton-Neutron-Paar und durch die Pionproduktion dominiert wird. Diese beiden Prozesse genügen, um die Hauptstärke der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)$ in dieser Kinematik zu erklären.

In den Messungen der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ wurde das Herausschlagen zweier Protonen aus den Schalen von ^{12}C identifiziert und auf der Basis des Gent Modells gut beschrieben. Die Verteilungen von P_m zeigen, daß das korrelierte Protonenpaar im Kern als S-Zustand vorliegt. Dabei wurden erstmals Hinweise auf Einflüsse der Reaktion des initialen Paares mit dem Restkern erkannt, die eine Abweichung von der *single pair approximation* verlangen.

Die Wirkungsquerschnitte als Funktion des Paarimpulses zeigten, daß die intermediäre Deltaresonanz einen wesentlichen Beitrag in der Zweiprotonenemission aus den Schalen liefert, der einen differenzierten Blick auf die räumliche Struktur des Wirkungsquerschnitts verlangt, will man zwischen Korrelationsmodellen unterscheiden.

Im detaillierten Blick, in dem eines der emittierten Protonen in Richtung des Impulsübertrags nachgewiesen wird, ergibt sich eine Erhöhung der Empfindlichkeit des Vergleichs des gemessenen Wirkungsquerschnitts mit verschiedenen Korrelationsmodellen. Es erwies sich dabei, daß die höchste Sensitivität in der superparallelen Kinematik, in der ein Proton in Richtung des Impulsübertrags und das zweite gegenläufig zum ersten gemessen wird, erreicht wird. Mit der Feststellung, daß eine G-Matrix basierte Korrelationsfunktion die beste Beschreibung des Wirkungsquerschnitts als Funktion des Emissionswinkels zwischen den ausgehenden Protonen liefert, war es erstmals möglich, mit einer Messung verschiedene Modelle kurzreichweitiger Korrelationen voneinander zu unterscheiden.

A. Wirkungsquerschnitte in tabellarischer Form

A.1. $^{12}\text{C}(\text{e},\text{e}'\text{p})$

Im folgenden werden die gemessenen strahlungskorrigierten Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{12}\text{C}(\text{e},\text{e}'\text{p})$ als Funktion der *missing energy* E_m für jeden BGO Einzeldetektor in tabellarischer Form angegeben. Die Detektorpositionen sind dabei Tabelle 6 zu entnehmen.

		bgo 0
$\frac{E_m}{MeV}$	$\sigma/pbMeV^{-2}sr^{-2}$	$\Delta\sigma/pbMeV^{-2}sr^{-2}$
5	0.00	0.00
15	0.00	0.00
25	0.00	0.00
35	0.00	0.00
45	0.00	0.00
55	0.13	0.07
65	0.05	0.04
75	-0.01	0.00
85	0.06	0.05
95	0.18	0.09
105	0.12	0.07
115	0.30	0.11
125	0.54	0.15
135	0.54	0.16
145	0.73	0.19
155	1.28	0.27
165	0.67	0.22
175	1.77	0.37
185	0.96	0.32
195	1.51	0.44
205	2.42	0.62
215	1.25	0.60
225	2.08	1.05

		bgo 2
$\frac{E_m}{MeV}$	$\sigma/pbMeV^{-2}sr^{-2}$	$\Delta\sigma/pbMeV^{-2}sr^{-2}$
5	0.00	0.00
15	0.00	0.00
25	0.00	0.00
35	0.22	0.11
45	0.82	0.20
55	1.12	0.23
65	2.33	0.31
75	2.33	0.31
85	2.30	0.29
95	3.17	0.34
105	3.81	0.38
115	3.63	0.38
125	3.93	0.39
135	2.94	0.35
145	3.32	0.38
155	2.97	0.39
165	2.59	0.40
175	3.28	0.46
185	2.63	0.46
195	4.33	0.61
205	3.77	0.65
215	3.48	0.72
225	5.96	1.14

		bgo 3	
$\frac{E_m}{MeV}$	$\sigma/pbMeV^{-2}sr^{-2}$	$\Delta\sigma/pbMeV^{-2}sr^{-2}$	
5	10.62	1.18	
15	215.01	5.36	
25	73.75	2.55	
35	74.76	2.31	
45	69.71	2.11	
55	52.26	1.68	
65	42.26	1.43	
75	30.66	1.18	
85	30.39	1.11	
95	23.58	0.97	
105	22.70	0.95	
115	21.88	0.93	
125	18.28	0.87	
135	15.54	0.81	
145	15.88	0.84	
155	11.83	0.79	
165	11.59	0.81	
175	8.90	0.81	
185	10.85	0.89	
195	12.23	1.04	
205	10.93	1.09	
215	12.01	1.28	
225	9.79	1.44	

		bgo 4	
$\frac{E_m}{MeV}$	$\sigma/pbMeV^{-2}sr^{-2}$	$\Delta\sigma/pbMeV^{-2}sr^{-2}$	
5	0.67	0.20	
15	22.64	1.01	
25	11.10	0.65	
35	9.78	0.57	
45	9.36	0.51	
55	8.31	0.46	
65	8.45	0.43	
75	8.53	0.42	
85	8.81	0.40	
95	9.20	0.41	
105	9.77	0.42	
115	9.78	0.43	
125	8.74	0.41	
135	10.22	0.44	
145	9.52	0.45	
155	8.52	0.45	
165	9.67	0.51	
175	8.80	0.52	
185	8.28	0.54	
195	8.86	0.61	
205	8.42	0.67	
215	8.94	0.81	
225	7.40	0.92	

		bgo 5
$\frac{E_m}{MeV}$	$\sigma/pbMeV^{-2}sr^{-2}$	$\Delta\sigma/pbMeV^{-2}sr^{-2}$
5	0.12	0.08
15	-0.01	0.00
25	-0.00	0.00
35	0.07	0.05
45	0.05	0.04
55	0.15	0.07
65	0.43	0.11
75	0.46	0.11
85	0.43	0.11
95	0.86	0.15
105	1.01	0.17
115	1.06	0.18
125	1.36	0.20
135	1.54	0.22
145	1.64	0.24
155	1.69	0.26
165	2.96	0.36
175	1.40	0.28
185	2.01	0.36
195	1.46	0.34
205	2.74	0.51
215	3.24	0.67
225	0.90	0.54

		bgo 6
$\frac{E_m}{MeV}$	$\sigma/pbMeV^{-2}sr^{-2}$	$\Delta\sigma/pbMeV^{-2}sr^{-2}$
5	0.00	0.00
15	0.51	0.26
25	4.15	0.69
35	3.13	0.57
45	3.11	0.53
55	3.24	0.50
65	2.98	0.47
75	2.66	0.43
85	7.34	0.65
95	9.59	0.75
105	8.03	0.70
115	7.81	0.71
125	6.82	0.66
135	8.72	0.75
145	7.57	0.73
155	5.49	0.68
165	4.91	0.68
175	4.99	0.72
185	5.34	0.81
195	4.44	0.84
205	5.28	1.00
215	5.45	1.14
225	8.72	1.70

		bgo 7	
$\frac{E_m}{MeV}$	$\sigma/pbMeV^{-2}sr^{-2}$	$\Delta\sigma/pbMeV^{-2}sr^{-2}$	
5	0.00		0.00
15	0.84		0.35
25	1.91		0.47
35	1.36		0.39
45	2.26		0.44
55	3.19		0.50
65	3.94		0.53
75	3.61		0.49
85	3.40		0.46
95	3.42		0.46
105	5.57		0.58
115	4.55		0.54
125	5.46		0.59
135	7.12		0.66
145	5.89		0.65
155	4.72		0.61
165	6.00		0.73
175	5.83		0.77
185	4.06		0.73
195	7.00		1.01
205	5.29		1.00
215	6.06		1.21
225	1.13		0.84
		bgo 8	
$\frac{E_m}{MeV}$	$\sigma/pbMeV^{-2}sr^{-2}$	$\Delta\sigma/pbMeV^{-2}sr^{-2}$	
5	0.00		0.00
15	0.00		0.00
25	0.00		0.00
35	0.00		0.00
45	0.00		0.00
55	0.00		0.00
65	0.00		0.00
75	0.07		0.04
85	0.15		0.05
95	0.26		0.07
105	0.46		0.10
115	0.42		0.10
125	0.77		0.13
135	0.55		0.12
145	1.17		0.18
155	1.41		0.20
165	0.67		0.16
175	1.67		0.26
185	2.08		0.31
195	2.16		0.36
205	1.60		0.37
215	2.50		0.54
225	3.44		0.89

		bgo 9
$\frac{E_m}{MeV}$	$\sigma/pbMeV^{-2}sr^{-2}$	$\Delta\sigma/pbMeV^{-2}sr^{-2}$
5	0.00	0.00
15	0.00	0.00
25	0.08	0.06
35	-0.01	0.00
45	-0.00	0.00
55	-0.00	0.00
65	0.04	0.03
75	0.19	0.07
85	0.38	0.10
95	0.35	0.10
105	0.61	0.13
115	0.97	0.16
125	1.00	0.17
135	1.51	0.21
145	1.51	0.23
155	2.22	0.29
165	1.77	0.28
175	2.82	0.37
185	1.99	0.36
195	2.07	0.40
205	2.46	0.49
215	2.82	0.61
225	2.88	0.82

		bgo 11
$\frac{E_m}{MeV}$	$\sigma/pbMeV^{-2}sr^{-2}$	$\Delta\sigma/pbMeV^{-2}sr^{-2}$
5	0.00	0.00
15	0.00	0.00
25	0.00	0.00
35	0.00	0.00
45	0.00	0.00
55	0.00	0.00
65	0.12	0.07
75	0.05	0.04
85	0.35	0.11
95	0.16	0.08
105	0.34	0.11
115	0.51	0.14
125	0.58	0.16
135	1.04	0.22
145	1.23	0.25
155	1.29	0.28
165	0.63	0.22
175	0.91	0.27
185	1.40	0.36
195	1.12	0.39
205	0.85	0.41
215	2.38	0.75
225	2.60	1.12

		bgo 12	
$\frac{E_m}{MeV}$	$\sigma/pbMeV^{-2}sr^{-2}$	$\Delta\sigma/pbMeV^{-2}sr^{-2}$	
5	0.12	0.09	
15	-0.01	0.00	
25	0.22	0.09	
35	0.24	0.09	
45	0.59	0.13	
55	0.60	0.13	
65	0.85	0.14	
75	0.76	0.13	
85	1.10	0.16	
95	1.64	0.19	
105	1.60	0.19	
115	1.91	0.21	
125	2.32	0.23	
135	2.61	0.25	
145	2.17	0.25	
155	2.12	0.26	
165	2.52	0.30	
175	1.94	0.29	
185	2.26	0.33	
195	2.56	0.38	
205	2.26	0.42	
215	2.95	0.54	
225	1.86	0.59	

		bgo 13	
$\frac{E_m}{MeV}$	$\sigma/pbMeV^{-2}sr^{-2}$	$\Delta\sigma/pbMeV^{-2}sr^{-2}$	
5	0.00	0.00	
15	0.00	0.00	
25	0.25	0.13	
35	0.43	0.16	
45	0.23	0.11	
55	0.68	0.18	
65	1.25	0.22	
75	0.91	0.19	
85	1.25	0.21	
95	1.79	0.25	
105	1.90	0.26	
115	2.97	0.33	
125	2.59	0.32	
135	2.58	0.32	
145	2.73	0.35	
155	3.47	0.41	
165	2.39	0.37	
175	2.73	0.42	
185	2.65	0.44	
195	4.48	0.61	
205	2.44	0.53	
215	5.03	0.86	
225	5.48	1.09	

		bgo 14	
$\frac{E_m}{MeV}$	$\sigma/pbMeV^{-2}sr^{-2}$	$\Delta\sigma/pbMeV^{-2}sr^{-2}$	
5	0.00	0.00	
15	0.00	0.00	
25	0.07	0.05	
35	0.33	0.10	
45	0.33	0.10	
55	0.63	0.13	
65	0.35	0.09	
75	1.03	0.15	
85	1.15	0.16	
95	0.81	0.14	
105	1.22	0.16	
115	2.11	0.21	
125	1.40	0.18	
135	2.48	0.24	
145	2.03	0.23	
155	1.57	0.22	
165	1.66	0.24	
175	2.33	0.31	
185	2.45	0.34	
195	2.04	0.35	
205	1.96	0.39	
215	2.22	0.48	
225	2.50	0.63	

		bgo 15	
$\frac{E_m}{MeV}$	$\sigma/pbMeV^{-2}sr^{-2}$	$\Delta\sigma/pbMeV^{-2}sr^{-2}$	
5	0.06	0.04	
15	0.04	0.03	
25	0.03	0.03	
35	0.06	0.04	
45	0.15	0.05	
55	0.16	0.05	
65	0.23	0.06	
75	0.28	0.07	
85	0.24	0.06	
95	0.43	0.09	
105	0.46	0.09	
115	0.80	0.12	
125	0.53	0.10	
135	0.67	0.12	
145	1.08	0.15	
155	0.74	0.14	
165	1.41	0.20	
175	0.88	0.18	
185	1.36	0.23	
195	0.82	0.21	
205	1.50	0.32	
215	0.84	0.31	
225	0.37	0.32	

		bgo 16	
$\frac{E_m}{MeV}$	$\sigma/pbMeV^{-2}sr^{-2}$	$\Delta\sigma/pbMeV^{-2}sr^{-2}$	
5	0.00	0.00	0.00
15	0.00	0.00	0.00
25	0.00	0.00	0.00
35	0.00	0.00	0.00
45	0.00	0.00	0.00
55	0.03	0.02	0.02
65	0.05	0.03	0.03
75	-0.00	0.00	0.00
85	0.02	0.02	0.02
95	0.07	0.03	0.03
105	0.16	0.05	0.05
115	0.42	0.08	0.08
125	0.29	0.07	0.07
135	0.42	0.09	0.09
145	0.32	0.09	0.09
155	0.46	0.11	0.11
165	0.42	0.11	0.11
175	0.59	0.14	0.14
185	1.15	0.22	0.22
195	1.27	0.26	0.26
205	1.96	0.38	0.38
215	0.74	0.33	0.33
225	2.67	0.90	0.90

		bgo 17	
$\frac{E_m}{MeV}$	$\sigma/pbMeV^{-2}sr^{-2}$	$\Delta\sigma/pbMeV^{-2}sr^{-2}$	
5	0.00	0.00	0.00
15	0.00	0.00	0.00
25	0.00	0.00	0.00
35	0.00	0.00	0.00
45	0.00	0.00	0.00
55	0.02	0.02	0.02
65	0.02	0.02	0.02
75	0.02	0.02	0.02
85	0.02	0.02	0.02
95	0.07	0.03	0.03
105	0.27	0.07	0.07
115	0.39	0.08	0.08
125	0.46	0.09	0.09
135	0.71	0.11	0.11
145	0.56	0.11	0.11
155	1.30	0.17	0.17
165	0.95	0.17	0.17
175	1.41	0.22	0.22
185	0.95	0.20	0.20
195	1.44	0.27	0.27
205	2.37	0.39	0.39
215	1.43	0.40	0.40
225	1.90	0.64	0.64

		bgo 18	
$\frac{E_m}{MeV}$	$\sigma/pbMeV^{-2}sr^{-2}$	$\Delta\sigma/pbMeV^{-2}sr^{-2}$	
5	0.22	0.10	
15	0.40	0.11	
25	0.69	0.14	
35	0.70	0.13	
45	0.66	0.12	
55	0.62	0.11	
65	0.84	0.12	
75	0.89	0.12	
85	1.31	0.15	
95	1.92	0.18	
105	1.71	0.17	
115	2.02	0.19	
125	2.80	0.22	
135	1.92	0.19	
145	2.47	0.23	
155	2.76	0.25	
165	2.20	0.25	
175	2.35	0.27	
185	2.52	0.31	
195	2.28	0.33	
205	2.55	0.39	
215	2.92	0.49	
225	1.87	0.54	

		bgo 19	
$\frac{E_m}{MeV}$	$\sigma/pbMeV^{-2}sr^{-2}$	$\Delta\sigma/pbMeV^{-2}sr^{-2}$	
5	0.21	0.09	
15	0.31	0.11	
25	0.28	0.09	
35	0.50	0.11	
45	1.05	0.15	
55	0.89	0.13	
65	1.34	0.16	
75	1.24	0.15	
85	1.46	0.16	
95	1.61	0.17	
105	1.95	0.19	
115	2.08	0.19	
125	1.53	0.17	
135	2.58	0.22	
145	2.64	0.24	
155	1.73	0.21	
165	2.02	0.24	
175	2.75	0.29	
185	2.44	0.30	
195	2.33	0.33	
205	3.26	0.43	
215	2.21	0.44	
225	2.82	0.61	

A.2. $^{12}\text{C}(e,e'\text{pp})$

Im folgenden werden die gemessenen strahlungskorrigierten Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'\text{pp})$ in tabellarischer Form angegeben.

$\frac{E_m}{\text{MeV}}$	$\sigma/\text{abMeV}^{-3}\text{sr}^{-3}$	$\Delta\sigma/\text{abMeV}^{-3}\text{sr}^{-3}$
5	0.0	0.0
15	3.7	1.6
25	38.3	5.4
35	49.3	6.5
45	40.2	6.2
55	70.5	8.7
65	102	11
75	123	13
85	108	14
95	179	19
105	174	21
115	132	21
125	246	31
135	340	42
145	228	43
155	233	52
165	152	56
175	756	155
185	532	188
195	662	396

Tabelle 9: Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'\text{pp})$ in Abhängigkeit der *missing energy* (vgl. Abb. 52 und Abb. 53).

$p_{\text{rel}} / \text{MeV}/c$	$\sigma/\text{abMeV}^{-3}\text{sr}^{-3}$	$\Delta\sigma/\text{abMeV}^{-3}\text{sr}^{-3}$
225	2.3	1.5
375	3.0	0.9
525	11.1	1.6
675	16.3	1.8
825	15.7	1.9
975	2.2	1.0

Tabelle 10: Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'\text{pp})$ in Abhängigkeit des Relativimpulses des ausgehenden Protonenpaares (vgl. Abb. 56).

$P_m / \text{MeV}/c$	$\sigma / \text{abMeV}^{-3} \text{sr}^{-3}$	$\Delta\sigma / \text{abMeV}^{-3} \text{sr}^{-3}$
75	298	87
225	107	17
375	30	5
525	8.6	2.0
675	1.4	0.6
825	0.29	0.27

Tabelle 11: Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ in Abhängigkeit des *missing momentums* für $E_m < 50$ MeV (vgl. Abb. 54 oben).

$P_m / \text{MeV}/c$	$\sigma / \text{abMeV}^{-3} \text{sr}^{-3}$	$\Delta\sigma / \text{abMeV}^{-3} \text{sr}^{-3}$
75	431	91
225	199	21
375	52	7
525	14	2
675	2.4	0.8
825	0.82	0.44

Tabelle 12: Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ in Abhängigkeit des *missing momentums* für $E_m < 70$ MeV (vgl. Abb. 54 unten).

γ	$\sigma / \text{abMeV}^{-3} \text{sr}^{-3}$	$\Delta\sigma / \text{abMeV}^{-3} \text{sr}^{-3}$
45°	80	43
75°	94	28
105°	87	23
135°	85	28
165°	155	82

Tabelle 13: Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ in Abhängigkeit des Winkels zwischen den ausgehenden Protonen, wobei ein Proton in Richtung des Impulsübertrags nachgewiesen wurde (vgl. Abb. 57).

B. Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)$

Im folgenden werden für die Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)$ die Wirkungsquerschnitte für jeden BGO Einzeldetektor in graphischer Form im Vergleich zur Rechnung auf der Basis des Valencia Modells gezeigt. Die Wirkungsquerschnitte sind mit steigender Winkelposition eines Detektors respektiv zum Impulsübertrag geordnet. In den Abbildungen selbst sind die BGO-Nummer (oben rechts), die Winkelpositionen bzgl. des Impulsübertrags (θ_{pq} unten links, ϕ_{pq} unten mittig) und die Winkelpositionen der Detektoren im Polar- und im Azimuthalwinkel (θ_{bgo} oben links, ϕ_{bgo} oben mittig) angezeigt.

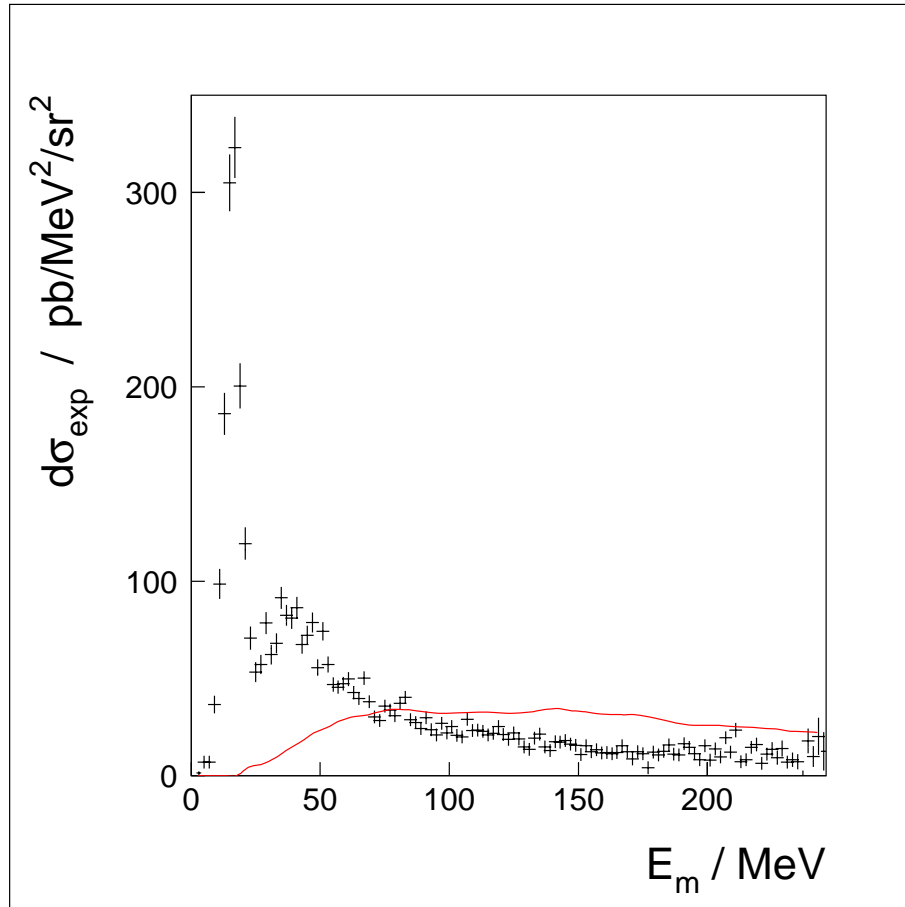


Abbildung 58: *missing energy* Wirkungsquerschnitt zu $^{12}\text{C}(e,e'p)$ für BGO-Detektor in Richtung des Impulsübertrags (siehe Text).

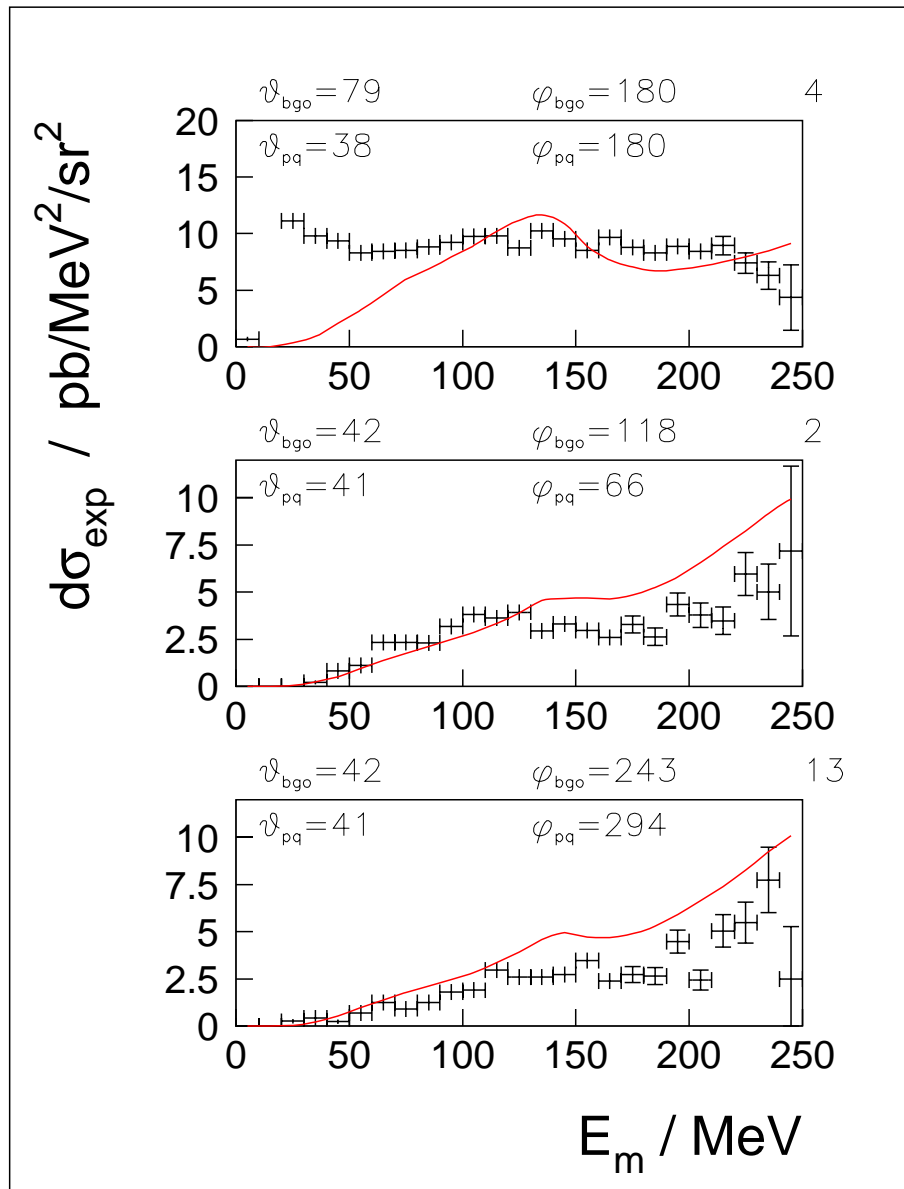


Abbildung 59: Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der *missing energy* für den Prozess $^{12}\text{C}(e,e'p)$ für Einzeldetektoren im Vergleich mit der Theorie der Valencia-Gruppe (siehe Text).

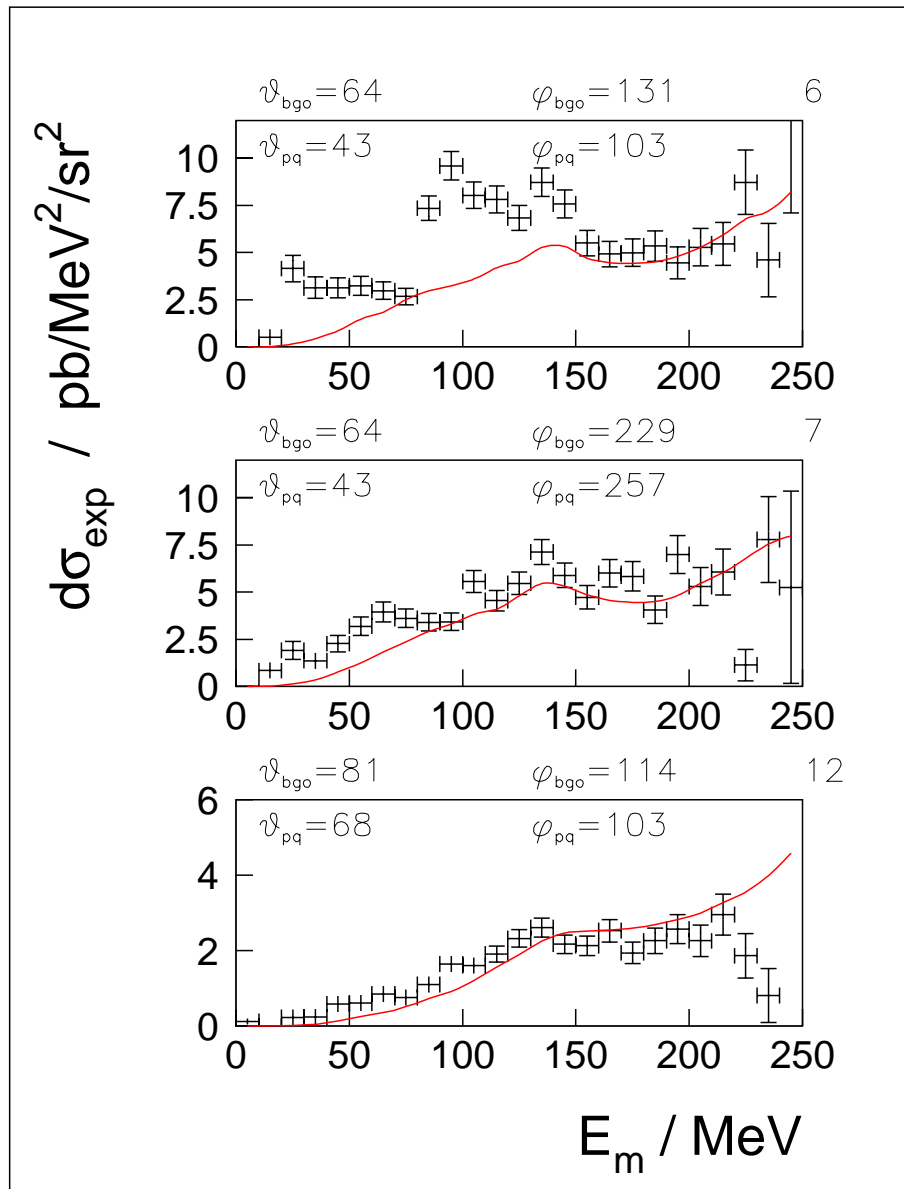


Abbildung 60: Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der *missing energy* für den Prozess $^{12}\text{C}(e,e'p)$ für Einzeldetektoren im Vergleich mit der Theorie der Valencia-Gruppe (siehe Text).

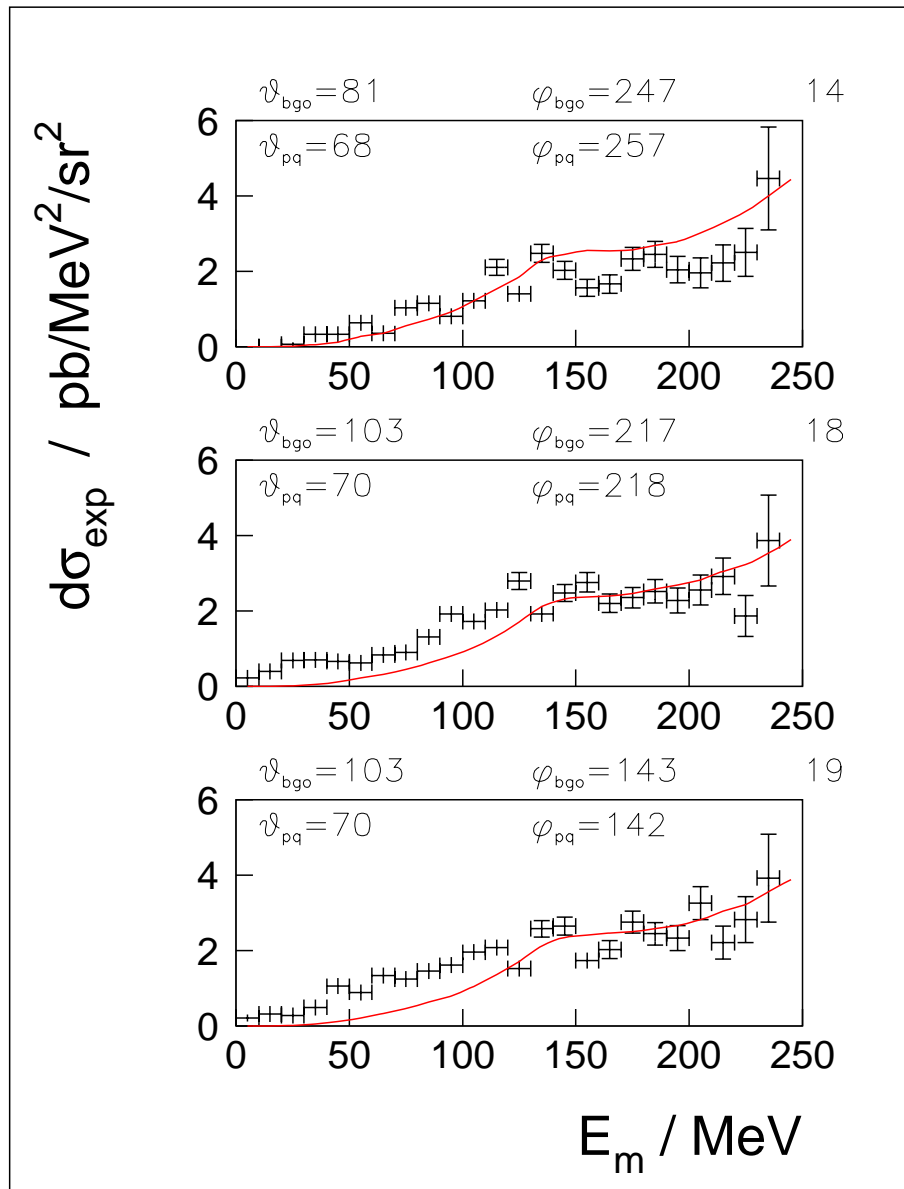


Abbildung 61: Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der *missing energy* für den Prozess $^{12}\text{C}(e,e'p)$ für Einzeldetektoren im Vergleich mit der Theorie der Valencia-Gruppe (siehe Text).

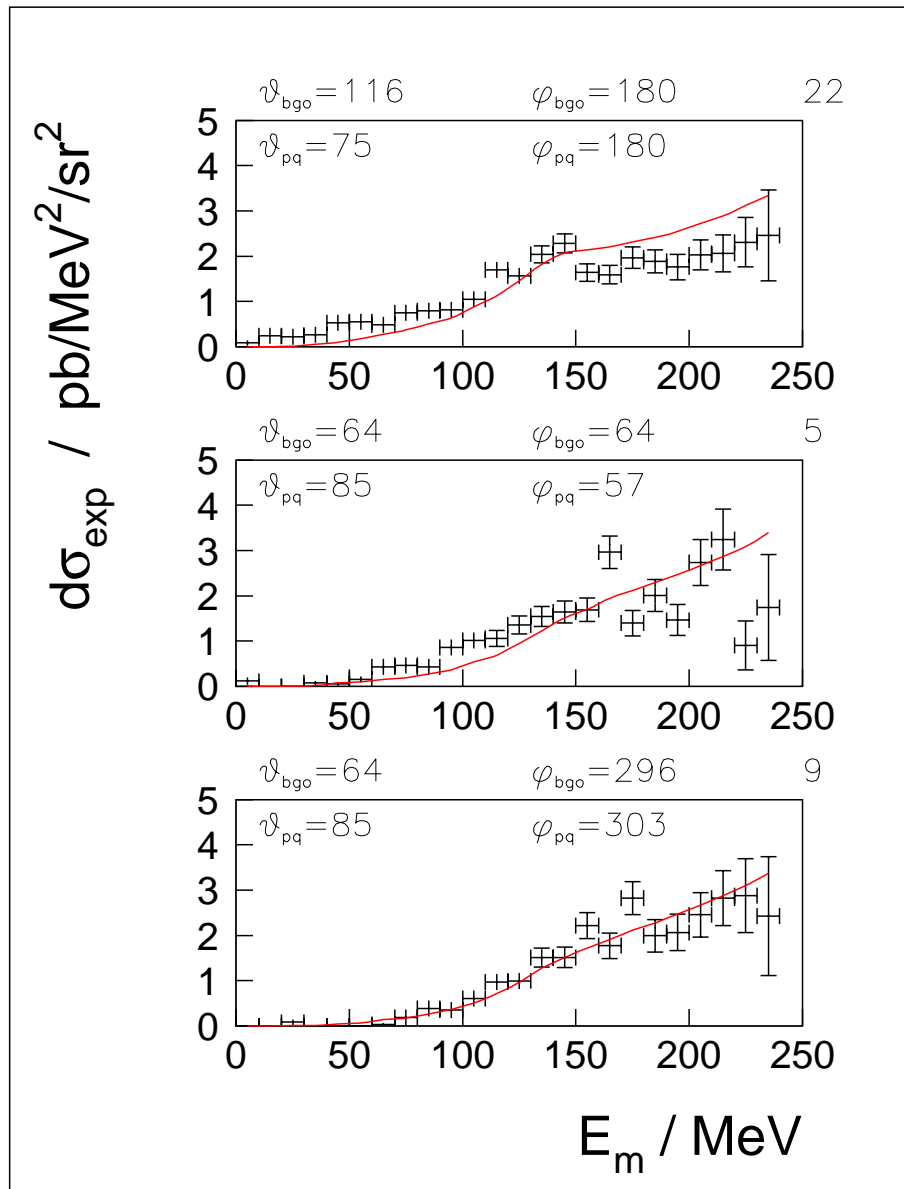


Abbildung 62: Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der *missing energy* für den Prozess $^{12}\text{C}(e,e'p)$ für Einzeldetektoren im Vergleich mit der Theorie der Valencia-Gruppe (siehe Text).

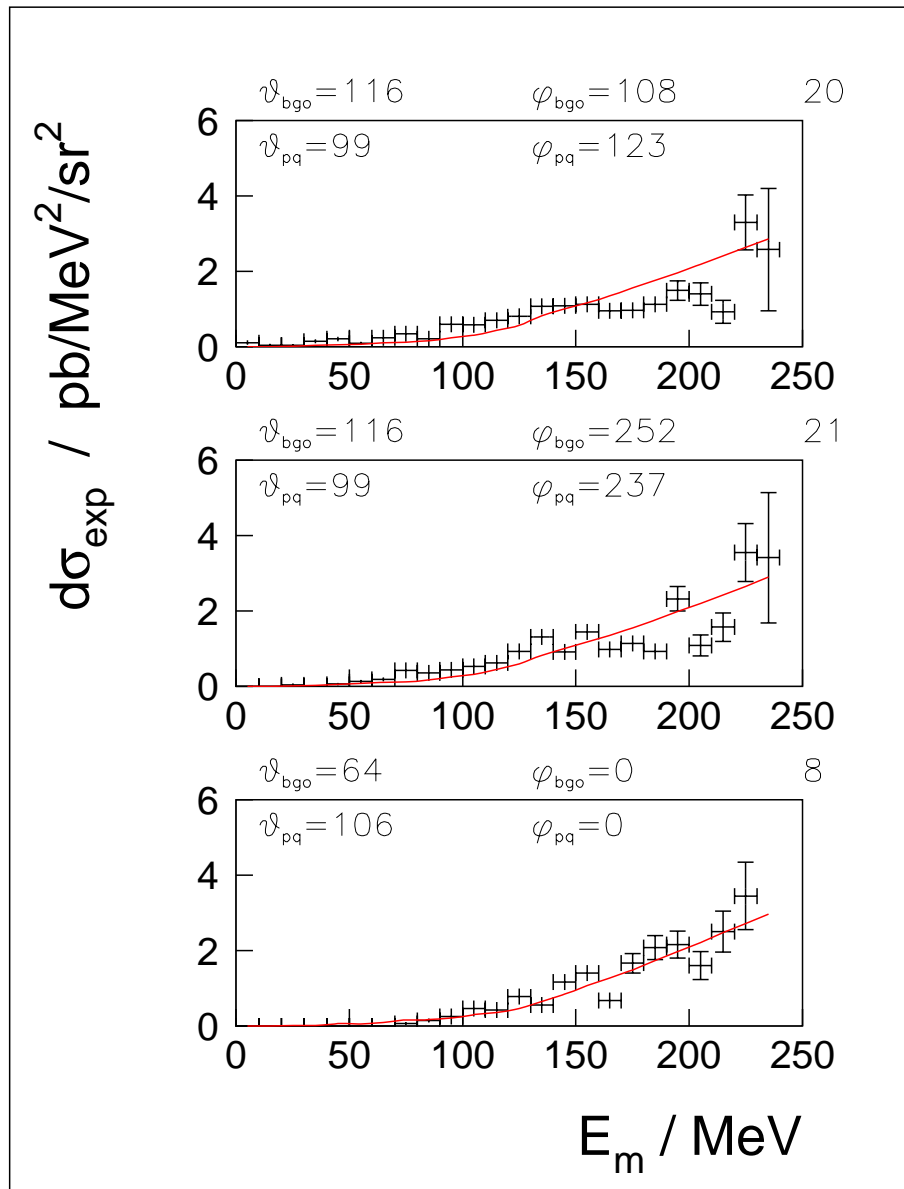


Abbildung 63: Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der *missing energy* für den Prozess $^{12}\text{C}(e,e'p)$ für Einzeldetektoren im Vergleich mit der Theorie der Valencia-Gruppe (siehe Text).

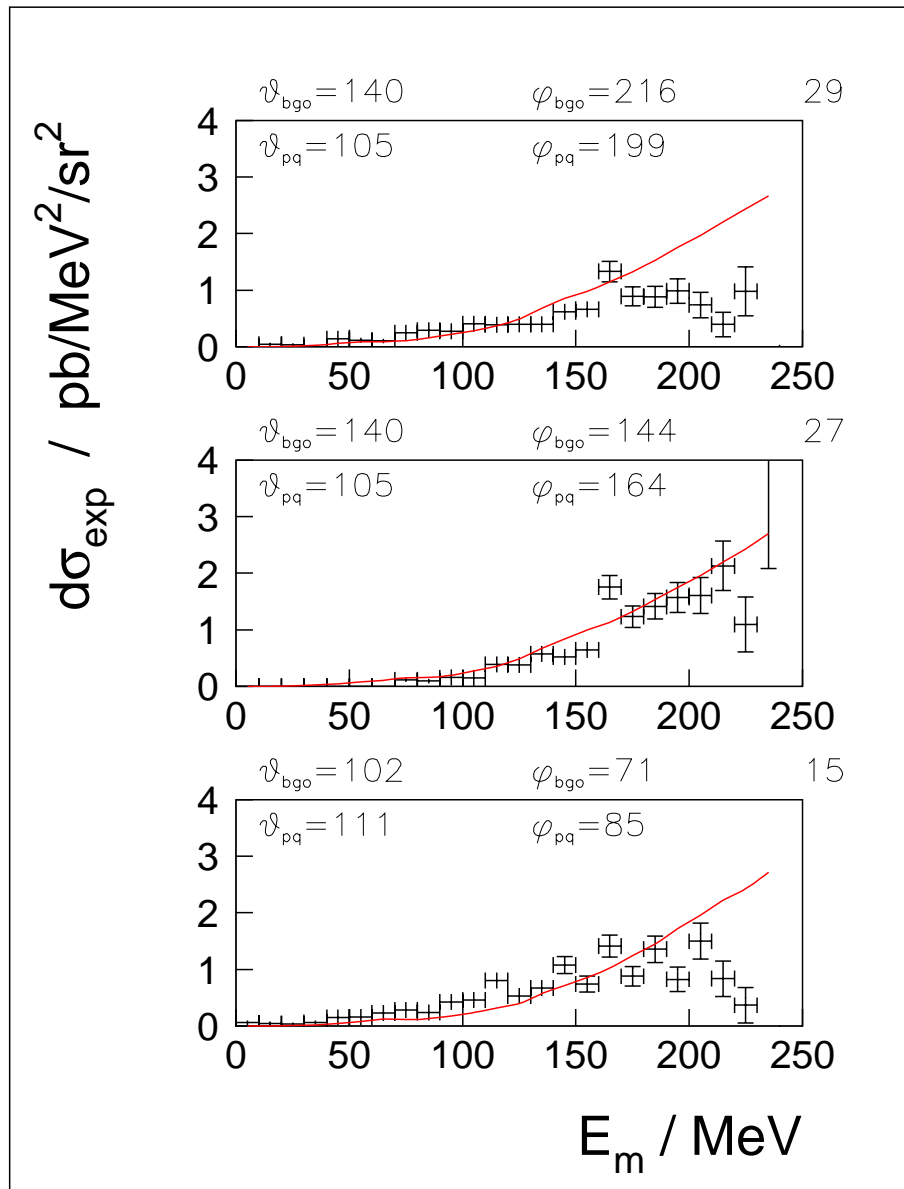


Abbildung 64: Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der *missing energy* für den Prozess $^{12}\text{C}(e,e'p)$ für Einzeldetektoren im Vergleich mit der Theorie der Valencia-Gruppe (siehe Text).

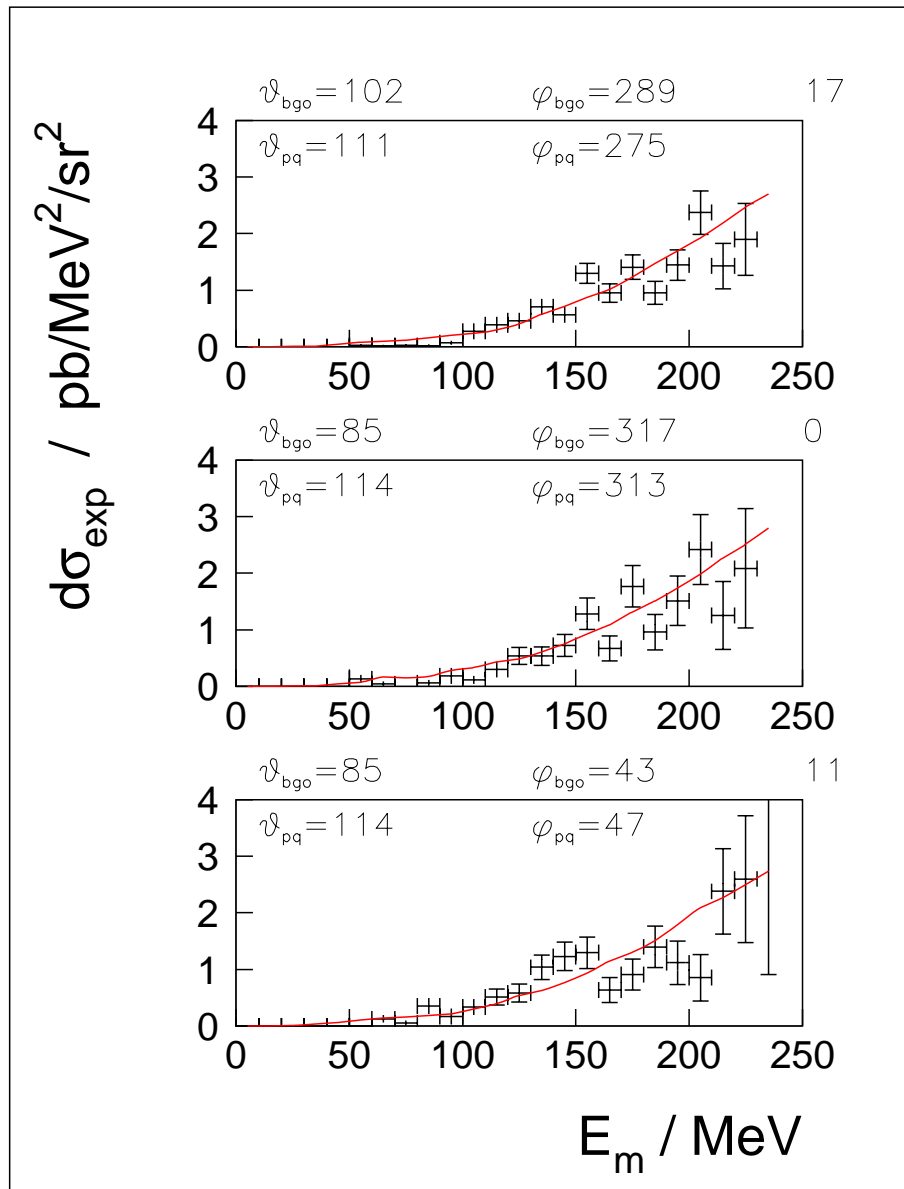


Abbildung 65: Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der *missing energy* für den Prozess $^{12}\text{C}(e,e'p)$ für Einzeldetektoren im Vergleich mit der Theorie der Valencia-Gruppe (siehe Text).

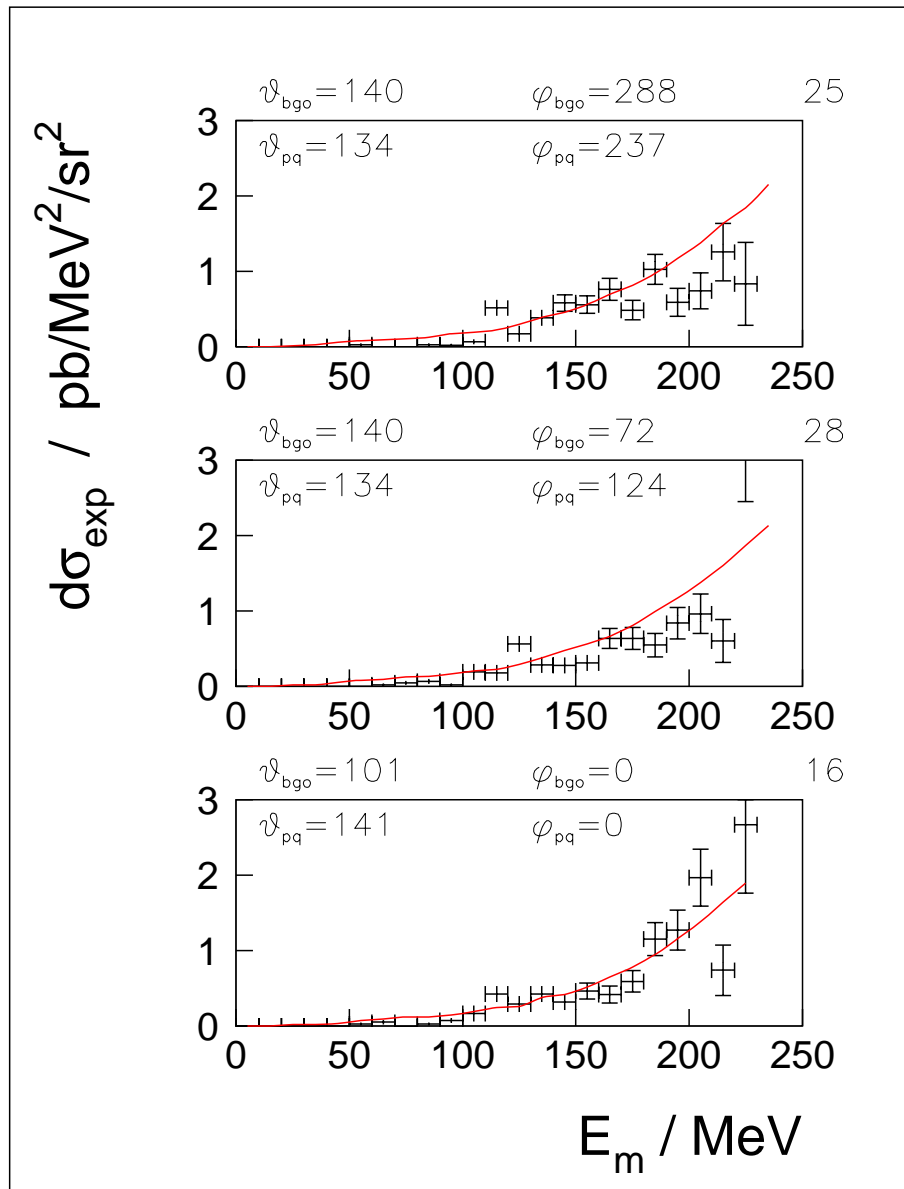


Abbildung 66: Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der *missing energy* für den Prozess $^{12}\text{C}(e,e'p)$ für Einzeldetektoren im Vergleich mit der Theorie der Valencia-Gruppe (siehe Text).

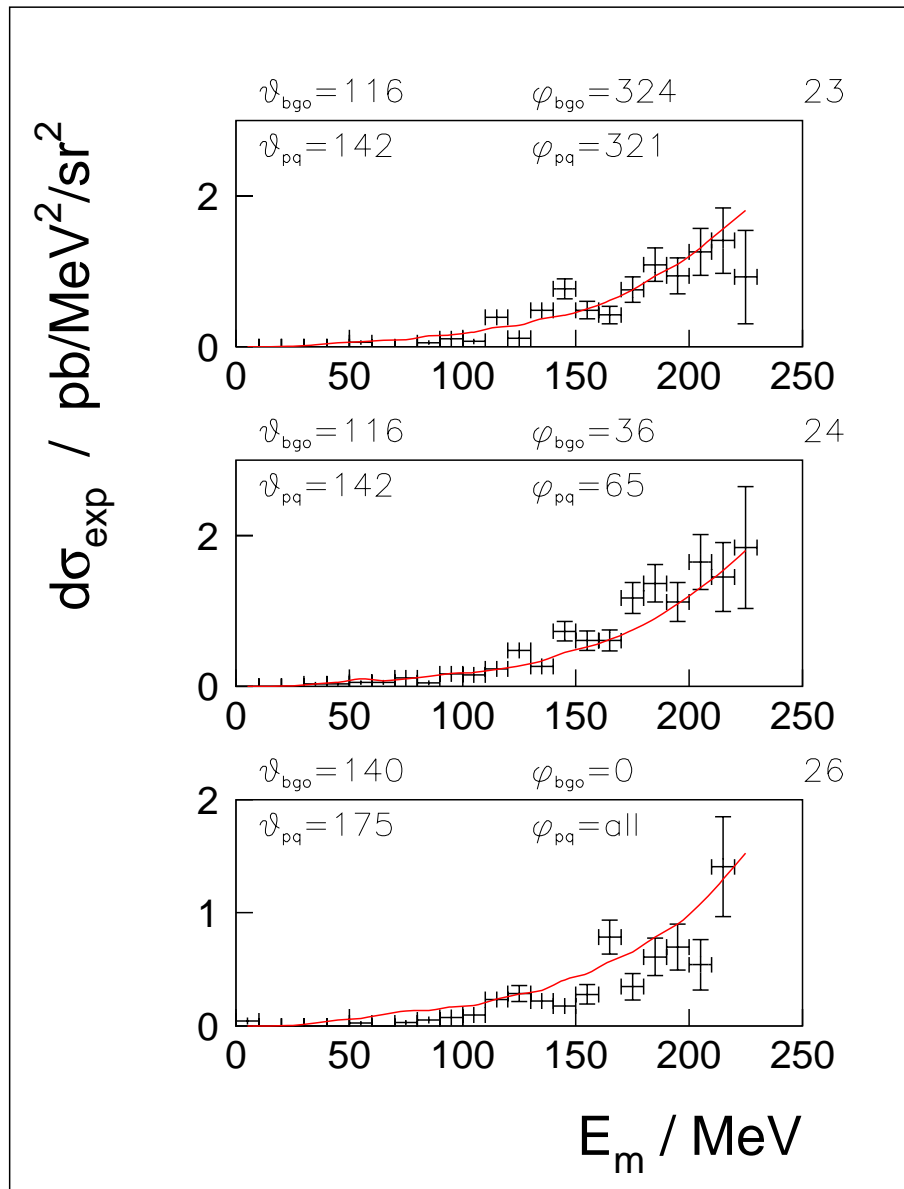


Abbildung 67: Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der *missing energy* für den Prozess $^{12}\text{C}(e,e'p)$ für Einzeldetektoren im Vergleich mit der Theorie der Valencia-Gruppe (siehe Text).

Literatur

- [1] L.Lapikás, Nucl.Phys. A 553 (1993) 297c
- [2] A. Wirzba et al., Phys. Rev. C 40 (1989) 2745
- [3] Mikkel B. Johnson et al., Phys. Lett. B 243 (1990) 18
- [4] R.M. Lourie *et al.*, Phys.Rev.Lett. 56 (1986) 2364
- [5] C.Mahaux and R.Sartor, Adv.Nucl.Phys. 20 (1991) 61
- [6] H.Müther and W.H.Dickhoff, Phys.Rev. C 49 (1994) R17
- [7] K.I.Blomquist et al., Nucl.Inst.Meth. A 403 (1998) 263
- [8] R.D.Ransome et al., Phys.Rev. C 42 (1990) 1500
- [9] T. Hehl, Prog. Part. Nucl. Phys. 34 (1995) 385
- [10] A.Gil, Interacción de Electrones con Núcleos en el Rango de Energías Intermedias, Dissertation, Universitat de Valencia, 1996
- [11] R.C.Carrasco, M.J.Vicente-Vacas and E.Oset, Nucl.Phys. A 570 (1994) 701
- [12] C. J. Horowitz and J. Piekarewicz, Nucl. Phys. A511 (1990) 461
- [13] J. Ryckebusch et al., Electroinduced two-nucleon knockout and correlations in nuclei, Nucl. Phys. A624 (1997) 581.
- [14] J.Ryckebusch et al., Phys.Lett. B 383 (1996) 1
- [15] J.Ryckebusch, L.Machenil, M.Vanderhagen and M.Waroquier, Phys.Lett. B 291 (1992) 213
- [16] J.Ryckebusch et al., Phys.Rev. C 49 (1994) 2704
- [17] T.Ohmura et al., Prog.Theor.Phys. 15 (1956) 222
- [18] S.C.Pieper et al., Phys.Rev. C 46 (1992) 1741, und persönliche Mitteilung
- [19] F.Arias de Saaverda et al., Nucl.Phys. A 605 (1996) 359, und persönliche Mitteilung
- [20] C.C.Gearhart, Doktorarbeit, Washington University (1994), nicht veröffentlicht
W.Dickhoff, persönliche Mitteilung
- [21] A. Liesendfeld, Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, in Vorbereitung
- [22] H.Herminghaus *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. 138 (1976) 1
H.Herminghaus und H.Euteneuer, Nucl. Instr. and Meth. 163 (1979) 299
H.Herminghaus *et al.*, Proc. LINAC Conf., Albuquerque, New Mexico, Los Alamos National Laboratory Report LA-12004-C (1990)
- [23] A1-proposal A1/1-90: An Investigation of the Electroproduction of Multi-hadron Final States in the Quasielastic, Dip and Δ Resonance Region; Mainz, 1990, Contactmen: G. Rosner, R. Ransome

- [24] A.Richter, Trennung des longitudinalen, transversalen und longitudinal-transversal interferierenden Anteils des Wirkungsquerschnitts der Reaktion $H(e,e'\pi^+)$ in der Nähe der Pionenschwelle. Dissertation, Inst. für Kernphysik, Univ. Mainz (1994)
- [25] 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, Inst. für Kernphysik, Univ. Mainz (1996)
- [26] Jan Friedrich, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1995
- [27] Volker Kunde, Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1997
- [28] G. Dahlquist, Åke Björck, Numerical Methods, Prentice Hall (1974)
- [29] 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)
- [30] L.W. Mo, Y.S. Tsai, Review of Modern Physics, Vol.41, Number 1 (1969) pg.205
- [31] L.G. Maximon, Review of Modern Physics, Vol.41, Number 1 (1969) pg.193
- [32] N.T. Meister, T.A. Griffy, Physical Review, Vol. 133, Number 4B, (1963) g.1032
- [33] S. Penner, Nuclear Structure Physics, Proceedings of the 18th Scottish University Summer School in Physics, (1977)
- [34] J.W.A. den Herder et al., Nucl.Phys. A 490 (1988) 507
- [35] J.W.Lightbody jr., J.S.O'Connell, National Bureau of Standards, Gaithersburg, MD 20899
- [36] P.Barreau et al., Nucl.Phys. A 358 (1981) 387c, P.Barreau et al., Nucl.Phys. A 402 (1983) 515
- [37] P.E.Ulmer et al., Phys.Rev.Lett. 59 (1987) 2259
- [38] G.Orlandini and L.Sarra, Two-body knockout reactions and two-body momentum distributions, Proceedings of the Second Workshop on Electromagnetically Induced Two-Nucleon Emissions (Gent, May 1995), ed. J.Ryckebusch, M.Waroquier (Universiteit Gent, 1995) S.1, und persönliche Mitteilung
- [39] P.D.Harty et al., Phys.Lett.B 380 (1996) 247
- [40] R. Brun et al., GEANT Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library, W5013, (1994)
- [41] M. O. Distler, Aufbau und Test einer vertikalen Driftkammer, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz (1990)

Abbildungsverzeichnis

1	Diagramme die zur Zweinukleonemission beitragen.	2
2	Die Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'pp)$	4
3	Impulsschematik zur Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)$	6
4	Impulsschematik zur Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'pp)$	7
5	Selbstenergie des Elektrons im Kern und Schnittlinie zur Anwendung von Cutkosky-Regeln. $M(q,\rho)$ bedeutet die Selbstenergie des virtuellen Photons im Medium. k ist der Viererimpuls des eingehenden Elektrons, k' derjenige des intermediären. Der Schnitt entlang der gestrichelten Linie führt zu einem Elektron des Impulses k im Eingangskanal, einem Elektron auf der Masseschale mit Impuls k' und einem virtuellen Photon mit Impuls q	9
6	Drei Beiträge zur Selbstenergie des virtuellen Photons im Kernmedium: 1) Pionproduktionsbeiträge, 2) Zweikörperabsorption, 3) Einkörperabsorption.	10
7	Diagramme, die bei der Berechnung des Vertex in den Selbstenergiediagrammen 1) und 2) aus Abb. 6 berücksichtigt wurden. 1) Nukleonpolterm, 2) derselbe gekreuzt, 3) Pionpolterm (<i>pion in flight</i>), 4) Δ -Anregungsterm, 5) derselbe gekreuzt, 6) Kontaktterm.	10
8	Komponenten der 2-Loch-Funktion $F(h_1, h_2)$ in ^{12}C in Abhängigkeit von der Anregungsenergie E_x	13
9	SRC-Korrelationsfunktionen: OMY, VMC, FHNC, GM	14
10	Experimentaufbau	18
11	Targetregion mit Target in der Target-Ringhalterung innerhalb des Targetrohrvakuums. Die Einfräsung bewirkt, daß der Energieverlust der Hadronen im Rohrmaterial, soweit innerhalb der Raumwinkelakzeptanz der Kristallkugel emittiert, isotrop ist.	21
12	Strahlungskorrigierter Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ der Reaktion $^{12}\text{C}(e, e')^{12}\text{C}$ für einen Strahlenergie von 495 MeV bei einem Spektrometerwinkel von 32.23° in Abhängigkeit des Streuwinkels nach einer Anpassung der Targetdicke. Durchgezogene Linie: Vorhersage	22
13	links: einzelner Permanent-Magnet mit angezeigter Targetposition und Strahlrichtung, rechts Gesamtanordnung mit Vetodetektoren	23
14	Ereignisse der Møller-Simulation. Das Volumen (gelb) umreißt die Ausdehnung des von den Magneten erzeugten Magnetfelds.	24
15	Simulierte Energiespektren der Møllerelektronen mit und ohne Miniorange (oben). Verhältnis beider Spektren (unten). Der integrale Unterdrückungsfaktor beträgt 13.5.	25
16	Zeitsignal eines Vetodetektors	26
17	Vergleich zweier <i>missing energy</i> Spektren. Oben: es liegt kein Signal der Vetodetektoren vor, unten: Ereignisse mit Vetosignal.	27
18	Die Fokalebene-Detektorsysteme des Spektrometers A	29
19	Effizienzkorrektur in Spektrometer A im Elektronenstreuwinkel. Gestrichelte Senkrechten: im Experiment genutzte Akzeptanz in $\cos\theta_e$ Durchgezogene Senkrechten: zentrale Akzeptanz in $\cos\theta_e$ des Spektrometers A Polynom: Anpassung an das Spektrum innerhalb der zentralen Akzeptanz.	30

20	Histogramm der Summe aller Kanäle der Signale im Čerenkov-Detektor	31
21	Inklusive $^{12}\text{C}(e,e')$ Spektren in der Dip Region: oberes Histogramm: keine Berücksichtigung des Čerenkov-Detektors, also gemeinsamer Nachweis von Elektronen und negativen Pionen, mittleres Histogramm: Ereignisse, die ein Čerenkov-Signal lieferten, also Nachweis von Elektronen, unteres Histogramm: Ereignisse, die kein Čerenkov-Signal lieferten, also Nachweis von negativen Pionen.	32
22	Fünf- bzw. sechseckiger BGO-Kristall mit Plastiksintillator der Kristallkugel	33
23	Winkelverhältnisse der Fußballgeometrie der BGO-Kristallkugel	34
24	Digitalisierungsabschnitte der Antwort der BGO-Detektoren auf Beschuß mit einem Teilchen.	36
25	<i>long-short</i> Scatterplot für einen in Richtung des Impulsübertrages befindlichen Detektor.	37
26	E- Δ E-Energieverlustplot für einen in Richtung des Impulsübertrages gelegenen Detektor.	38
27	Anhand der Reaktion $\text{H}(e,e'p)$ geeichte Energiedepositionen für Plastiksintillator und BGO-Kristall. Aufgetragen ist der Elektronenstreuwinkel gegen die im Detektorteil deponierte Energie. Die Strahlenergie betrug 705 MeV, der Winkel des Spektrometers A betrug 58°	39
28	Eichplot im Programm scamap zur Eichung der BGO-Detektoren	41
29	Effizienz des Protonennachweises in der Kristallkugel in Abhängigkeit von der kinetischen Energie der Protonen.	42
30	Die Meßelektronik des BGO-Kristallkugel-Experiments.	44
31	Oben: Roh-Koinzidenzspektrum ohne Teilchendiskriminierung. Unten: Auf Lauflängenunterschiede im Spektrometer und Zeitunterschiede in der Signalsammlung der Spektrometer-Szintillatoren korrigiertes Koinzidenzspektrum. Dabei wurde in der Kristallkugel der Nachweis von Protonen verlangt. Die FWHM beträgt 2 ns.	46
32	Totzeitkorrekturfaktoren für verschiedene Skalierungsfaktoren (in blau) in Abhängigkeit von der Totzeit. Die Totzeiten der $^{12}\text{C}(e,e'p)$ und $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ Strahlzeiten lagen bei 3%.	48
33	links: Definition des Eichpolynoms (rote Kurve) durch Anpassung an den nicht strahlungskorrigierten, inklusiven Wirkungsquerschnitt $d\sigma$ in der Dip Region, gemessen mit genau bekannter Luminosität. Daten (rechts): An das Eichpolynom angepaßter inklusiver Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e')$ aus den Singles der $^{12}\text{C}(e,e'p)$ und $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ Produktionsstrahlzeiten. ω ist jeweils der Energieübertrag.	49
34	Akzeptanz für die <i>missing energy</i> und das <i>missing momentum</i> für $^{12}\text{C}(e,e'p)$, ermittelt in einer GEANT-Simulation.	52
35	links: Akzeptanz für die <i>missing energy</i> und das <i>missing momentum</i> für $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ rechts: Akzeptanz für den Relativimpuls der ausgehenden Protonen und das <i>missing momentum</i> für $^{12}\text{C}(e,e'pp)$	53

36	oben/a) Gemessenes Ratenspektrum der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)$ für die gesamte Kristallkugel in Abhängigkeit von der <i>missing energy</i> , mitte/b) errechnetes Phasenraumvolumen V , multipliziert mit der integrierten Luminosität L , unten/c) aus Division von a) und b) resultierender Wirkungsquerschnitt.	54
37	Inter- und Extrapolationsmethoden für verschiedene Regionen einer Tabelle mit äquidistanten Stützpunkten.	56
38	Diagramme zu Strahlungseffekten	57
39	Unkorrigierter inklusiver Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e')$ vor (schwarz) und nach (blau) Abzug des Strahlungsschwanzes des Prozesses $^{12}\text{C}(e,e')^{12}\text{C}$ (rote Kurve). ω ist der Energieübertrag. Der Elektronenstreuungswinkel θ_e betrug 34.5°	58
40	Vergleich des unkorrigierten und radiativ korrigierten inklusiven Wirkungsquerschnitts der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e')$. Der elastische Strahlungsschwanz wurde vorher abgezogen. Der Elektronenstreuungswinkel θ_e betrug 34.5°	60
41	Vergleich des unkorrigierten und radiativ korrigierten Wirkungsquerschnitts der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)$ in paralleler Kinematik (das Proton wird also parallel zum Impulsübertrag gemessen) in Abhängigkeit von der <i>missing energy</i>	61
42	Gemessener strahlungskorrigierter Wirkungsquerschnitt des inklusiven Prozesses $^{12}\text{C}(e,e')$ in Abhängigkeit vom Energieübertrag ω . Der Elektronenstreuungswinkel θ_e betrug 34.5° . Blaue Kurve: QFS-Rechnung.	63
43	Vergleich des Wirkungsquerschnitts des Prozesses $^{12}\text{C}(e,e')$ mit dem Valencia Modell	64
44	Vergleich des experimentellen Wirkungsquerschnitts des Prozesses $^{12}\text{C}(e,e')$ mit dem Valencia Modell. Die Kurven zeigen den gesamten Wirkungsquerschnitt (total), und die jeweiligen Beiträge der Absorptionsmechanismen: p: Absorption an einem Proton, n: Absorption an einem Neutron, π : Pionproduktion, pn,nn,pp: Absorption an zwei Nukleonen, nnp,ppn,nnn,ppp: Absorption an drei Nukleonen. Oben: lineare Darstellung. Die gezeigten Beiträge entsprechen der Einkörperabsorption, der Absorption an einem Proton-Neutron-Paar und der Pionproduktion. Unten: logarithmische Darstellung im Vergleich mit der Mehrnukleonenabsorption. Pionproduktion und Einkörperabsorption sind im unteren Bild nicht gezeigt.	65
45	Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)$ in Abhängigkeit von der <i>missing energy</i> für den BGO-Detektor in Richtung des Impulsübertrags und Vergleich mit Rechnungen der Gent Gruppe für $\omega = 225$ MeV und $\theta_e = 34.5^\circ$: rote Kurve: Beitrag des Herausschlagens eines Protons aus der 1s-Schale, grüne Kurve: Beitrag des Herausschlagens eines Protons und eines Neutrons (np), blaue Kurve: Beitrag des Herausschlagens zweier Protonen (pp). Der Energieübertrag lag im Experiment im Bereich $\omega \in [170, 280]$ MeV. Rechts oben: Ausschnittsvergrößerung in der (1s)-Region.	67
46	<i>missing energy</i> Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)$ in der Dip Region für $P_m > 600$ MeV/c. Obere Kurve (violett): Rechnungen im Valencia Modell mit unkorrigierter <i>missing energy</i> . Untere Kurve (rot): Rechnungen im Valencia Modell mit gemäß (60) korrigierter <i>missing energy</i>	69

47	<i>Missing energy</i> Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)$ in der Dip Region in paralleler Kinematik im Vergleich mit Rechnungen auf der Basis des Valencia Modells. Die grüne Kurve zeigt den Anteil der Nukleonrückstreuung.	70
48	<i>Missing energy</i> Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)$ in der Dip Region für die gesamte BGO-Kristallkugel ohne den Detektor in Richtung des Impulsübertrags im Vergleich mit Rechnungen auf der Basis des Valencia Modells. Die grüne Kurve zeigt den Anteil der Nukleonrückstreuung.	71
49	<i>missing energy</i> Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)$ für verschiedene Bereiche des <i>missing momentums</i> P_m im Vergleich mit den Rechnungen auf der Basis des Valencia Modells. Obere rote Kurve: gesamt, violette Kurve: Zweikörperabsorption, untere rote Kurve: Pionproduktion, blaue Kurve: Einkörperabsorption.	73
50	<i>missing energy</i> Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)$ für verschiedene Bereiche des <i>missing momentums</i> P_m im Vergleich mit den Rechnungen auf der Basis des Valencia Modells. Obere rote Kurve: gesamt, violette Kurve: Zweikörperabsorption, untere rote Kurve: Pionproduktion, blaue Kurve: Einkörperabsorption.	74
51	<i>missing energy</i> Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)$ für verschiedene Bereiche des <i>missing momentums</i> P_m im Vergleich mit den Rechnungen auf der Basis des Valencia Modells. Obere rote Kurve: gesamt, violette Kurve: Zweikörperabsorption, untere rote Kurve: Pionproduktion, blaue Kurve: Einkörperabsorption.	75
52	Über die gesamte Kristallkugel gemittelter Wirkungsquerschnitt zur Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ in Abhängigkeit von der <i>missing energy</i> E_m (siehe Gl. 16) in der Region des Herausschlagens zweier Protonen aus den Schalen. Der Vergleich geschieht mit den auf der Basis des Gent Modells durchgeführten Rechnungen (Kap. 3.2 und 5.3.3): rote Kurve: OMY Korrelationsfunktion (<i>hard core</i>), grüne Kurve: VMC Korrelationsfunktion.	76
53	Über die gesamte Kristallkugel gemittelter Wirkungsquerschnitt zur Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ in Abhängigkeit von der <i>missing energy</i> : gesamter energetischer Bereich.	77
54	Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom <i>missing momentum</i> P_m Oben: $E_m < 50$ MeV, unten: $E_m < 70$ MeV.	79
55	Zweiteilchendichte für ^{16}O als Funktion der Paarimpulses. Rote Kurve: <i>single-pair-approximation</i> (SPA), blaue Kurve: Jastrow <i>lowest order approximation</i> (LOA) [38].	81
56	Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ in Abhängigkeit vom Relativimpuls des ausgehenden Protonenpaares. Rote Kurve: OMY, blaue Kurve: GM, grüne Kurve: VMC, gelbe Kurve: inkohärenter Δ -Beitrag.	82
57	Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom Winkel γ zwischen den ausgehenden Protonen. Rote Kurve: OMY, blaue Kurve: GM, grüne Kurve: VMC, violette Kurve: FHNC, untere durchgezogene gelbe Kurve: inkohärenter Δ -Beitrag.	83
58	<i>missing energy</i> Wirkungsquerschnitt zu $^{12}\text{C}(e,e'p)$ für BGO-Detektor in Richtung des Impulsübertrags (siehe Text).	97

59	Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der <i>missing energy</i> für den Prozess $^{12}\text{C}(e,e'p)$ für Einzeldetektoren im Vergleich mit der Theorie der Valencia-Gruppe (siehe Text).	98
60	Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der <i>missing energy</i> für den Prozess $^{12}\text{C}(e,e'p)$ für Einzeldetektoren im Vergleich mit der Theorie der Valencia-Gruppe (siehe Text).	99
61	Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der <i>missing energy</i> für den Prozess $^{12}\text{C}(e,e'p)$ für Einzeldetektoren im Vergleich mit der Theorie der Valencia-Gruppe (siehe Text).	100
62	Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der <i>missing energy</i> für den Prozess $^{12}\text{C}(e,e'p)$ für Einzeldetektoren im Vergleich mit der Theorie der Valencia-Gruppe (siehe Text).	101
63	Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der <i>missing energy</i> für den Prozess $^{12}\text{C}(e,e'p)$ für Einzeldetektoren im Vergleich mit der Theorie der Valencia-Gruppe (siehe Text).	102
64	Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der <i>missing energy</i> für den Prozess $^{12}\text{C}(e,e'p)$ für Einzeldetektoren im Vergleich mit der Theorie der Valencia-Gruppe (siehe Text).	103
65	Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der <i>missing energy</i> für den Prozess $^{12}\text{C}(e,e'p)$ für Einzeldetektoren im Vergleich mit der Theorie der Valencia-Gruppe (siehe Text).	104
66	Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der <i>missing energy</i> für den Prozess $^{12}\text{C}(e,e'p)$ für Einzeldetektoren im Vergleich mit der Theorie der Valencia-Gruppe (siehe Text).	105
67	Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der <i>missing energy</i> für den Prozess $^{12}\text{C}(e,e'p)$ für Einzeldetektoren im Vergleich mit der Theorie der Valencia-Gruppe (siehe Text).	106

Tabellenverzeichnis

1	Kinematik der Targetdickeneichung mit der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e')^{12}\text{C}$: E_e ist die Strahlenergie, θ_e die Winkelposition des Spektrometers. I_e ist der verwendete Strahlstrom.	19
2	Kinematik der Messung der inklusiven Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e')$: E_e ist die Strahlenergie, θ_e der Elektronenwinkel. ω ist der Energieübertrag, $ \vec{q} $ der Betrag des Impulstransfers, Q^2 der negative Betrag des Viererimpulsübertrags. I_e ist der verwendete Strahlstrom.	19
3	Kinematiken der Messungen der Reaktionen $^{12}\text{C}(e,e'p)$ und $^{12}\text{C}(e,e'pp)$: E_e ist die Strahlenergie, θ_e der Elektronenwinkel; ω ist der Energieübertrag, $ \vec{q} $ der Betrag des Impulstransfers, Q^2 der negative Betrag des Viererimpulsübertrags, ϵ_T der Polarisationsparameter für das virtuelle Photon. I_e ist der verwendete Strahlstrom. θ_p , ϕ_p und T_p sind die Nachweiswinkel- bzw. Energiebereiche der Protonen in der BGO-Kristallkugel.	20
4	Eigenschaften des QSDD-Spektrometers A	28
5	Eigenschaften des Driftkammerpakets VDC A.	29
6	Positionen und Raumwinkel der BGO-Phoswich-Detektoren, mit Miniorange (eff), also die berechneten, effektiven Winkel (siehe Text), und ohne Miniorange (frei). θ ist der Polariswinkel der Detektorposition bezüglich der Strahlrichtung, ϕ der azimuthale Winkel.	35
7	Eigenschaften der BGO-Phoswich-Detektoren	36
8	Kinematik der Eichstrahlzeit für die Messung des inklusiven Wirkungsquerschnitts der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e')$ in der Dip Region: I_e ist der verwendete Strahlstrom. E_e ist die Strahlenergie, θ_e der Elektronenwinkel. ω ist der Energieübertrag.	49
9	Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ in Abhängigkeit der <i>missing energy</i> (vgl. Abb. 52 und Abb. 53).	95
10	Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ in Abhängigkeit des Relativimpulses des ausgehenden Protonenpaars (vgl. Abb. 56).	95
11	Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ in Abhängigkeit des <i>missing momentums</i> für $E_m < 50$ MeV (vgl. Abb. 54 oben).	96
12	Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ in Abhängigkeit des <i>missing momentums</i> für $E_m < 70$ MeV (vgl. Abb. 54 unten).	96
13	Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'pp)$ in Abhängigkeit des Winkels zwischen den ausgehenden Protonen, wobei ein Proton in Richtung des Impulsübertrags nachgewiesen wurde (vgl. Abb. 57).	96