

Aufbau eines verfahrens-
Vieldrahtdriftkammer-Detektorsystems
am QClam-Spektrometer des S-DALINAC
und
Multipolanalyse der Reaktion $^{40}\text{Ca}(e,e'\alpha_1)$

Michael Kohl

Diplomarbeit

*Institut für Kernphysik
Technische Hochschule Darmstadt*

Juli 1996

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Prinzip und Aufbau der Vieldrahtdriftkammer	3
2.1	Spektrometer und Detektorsystem	3
2.2	Aufbau der neuen Vieldrahtdriftkammern	6
2.2.1	Funktionsprinzip der vertikalen Driftkammer	6
2.2.2	Geometrie der neuen Driftkammern	9
2.2.3	Mechanischer Aufbau	9
2.3	Signalverarbeitung	12
3	Installation des Positioniersystems	13
3.1	Motivation für die Verfahbarkeit des Detektorsystems	13
3.2	Schrittmotor, Steuerung und Wegmessung	13
3.3	Auswirkung im Meßbetrieb	16
4	Multipolanalyse der Reaktion $^{40}\text{Ca}(e, e'\alpha_1)$	18
4.1	Experiment und vorliegende Daten	18
4.2	Grundlagen der koinzidenten Elektronenstreuung	20
4.3	Auswerteverfahren	22
4.4	Ergebnisse	29
4.5	Fehlerbetrachtung	43
5	Schlußbemerkung	44
A	Bestimmung der E0-, E1- und E2-Stärken und der relativen Phasen aus den Winkelkorrelationskoeffizienten	45
A.1	α_0 -Kanal	45
A.2	α_1 -Kanal	47
B	Spektren	51
	Literaturverzeichnis	65

1 Einleitung

Seit mehr als 30 Jahren werden am Institut für Kernphysik der TH Darmstadt Untersuchungen der elektromagnetischen Kernanregungen mit inelastischer Elektronenstreuung bei niedrigen Impulsüberträgen durchgeführt. Der 1990 in Betrieb gegangene Supraleitende Darmstädter Linearbeschleuniger S-DALINAC [1] ist für eine Maximalenergie von 130 MeV und einen Maximalstrom von $20 \mu\text{A}$ ausgelegt und kann sowohl einen gepulsten als auch einen kontinuierlichen Elektronenstrahl mit einer Energieunschärfe von derzeit $\frac{\Delta E}{E} \approx 5 \cdot 10^{-4}$ erzeugen. Neben einem Spektrometermeßplatz, an dem (e, e') -Einarmexperimente in Energieverlust-Anordnung durchgeführt werden können [2–4], ermöglicht der Meßplatz des QClam-Spektrometers [5] Elektronenstreuung unter 180° [6–11] sowie die Durchführung von $(e, e'x)$ -Koinzidenzexperimenten [12–20], bei denen neben dem gestreuten Elektron ein vom hochangeregten Kern emittiertes Hadron koinzident, d.h. gleichzeitig mit dem Elektron detektiert wird. Der Elektronennachweis erfolgt im QClam-Spektrometer mit einem ortsauflösenden Vieldrahtdriftkammer-Detektorsystem. Aufgrund altersbedingter Schwächen wie Ablagerungen an den Hochspannungsfolien und Zähldrähten sowie Beschädigungen der Metallbeschichtungen durch Spannungsüberschläge ist eine Erneuerung des Detektorsystems notwendig geworden. Die Herstellung einer neuen Generation von Driftkammern für das QClam-Spektrometer war Gegenstand des ersten Teils dieser Arbeit. Zusätzlich wurde ein Positioniersystem installiert, das eine Verfahrbarkeit des Detektorsystems um kleinste Distanzen ermöglicht.

Das Phänomen der Riesenresonanzen ist in der Kernphysik seit langem bekannt. Bereits 1947 entdeckten Baldwin und Klaiber [21] die isovektorielle Dipolriesenresonanz durch Messung von (γ, f) -Wirkungsquerschnitten in Aktiniden, die von Goldhaber und Teller [22] als kollektive, gegenläufige Schwingung der Neutronen- und Protonenverteilungen interpretiert wurden. In verfeinerten Modellen gelang es Steinwedel und Jensen [23] sowie Bohr und Mottelson [24, 25], die Lage, Breite und Massenabhängigkeit der Resonanzen zu erklären. Im Rahmen mikroskopischer Modelle ergeben sich die Riesenresonanzen aus der kohärenten Überlagerung vieler Teilchen-Loch-Anregungen [26, 27]. Im Laufe der Jahre wurde eine Vielzahl von Kernanregungen mit verschiedenen Multipolaritäten, Spins und Isospins nachgewiesen. Am alten Darmstädter Elektronenbeschleuniger DALINAC wurden 1971 die isoskalare Quadrupolriesenresonanz [28] und 1984 eine magnetische Dipol-Bahnmode (sog. Scissors- oder Scherenmode) [29–31] entdeckt.

Die Methode der Elektronenstreuung, bei der durch die Wahl der Kinematik Energie- und Impulsübertrag unabhängig voneinander festgelegt werden können, ist zur gleichzeitigen Anregung von Zuständen und Übergängen mit verschiedenen Multipolaritäten und Isospins geeignet, die bei der Auswertung der Experimente voneinander getrennt werden müssen. Bei Kenntnis des Endzustands lassen sich

die Isospins der Anregungsmoden voneinander trennen, so sind z.B. in $(e,e'\alpha)$ -Reaktionen aufgrund des Isospins des α -Teilchens ($T = 0$) isoskalare Moden dominant. Zur Trennung der Multipolbeiträge können bei $(e,e'x)$ -Experimenten zwei Wege beschritten werden. Zum einen ist es möglich, aus den Formfaktorverläufen in den 4π -integrierten Spektren die Multipolanteile zu bestimmen. Allerdings ist der Formfaktorverlauf für E0- und E2-Anregungen zu ähnlich, so daß eine Trennung der Monopol- und Quadrupolanteile mit dieser Methode nicht möglich ist. Eine andere Möglichkeit zur Entfaltung der Multipolaritäten liefern die bei $(e,e'x)$ -Experimenten gemessenen Winkelverteilungen des Emissionsteilchens bezüglich der Impulsübertragsachse. Jede Multipolarität hat ihre charakteristische Signatur in den Winkelverteilungen, so daß hierdurch eine Trennung der E0- und E2-Anteile prinzipiell möglich wird, allerdings treten hierbei in der Regel Mehrdeutigkeiten auf. Die Analyse kann für die Reaktion $^{40}\text{Ca}(e,e'\alpha_0)$, bei der der Restkern im Grundzustand verbleibt, modellunabhängig durchgeführt werden [14, 32, 33]. Ziel dieser Arbeit ist es, durch eine Multipolanalyse der α -Winkelverteilungen für die Reaktion $^{40}\text{Ca}(e,e'\alpha_1)$, bei der der Zerfall in den ersten angeregten Zustand von ^{36}Ar erfolgt, eine Trennung der E0- und E2-Anteile zu erreichen.

Der Aufbau der neuen Vieldrahtdriftkammern wird im zweiten Kapitel dieser Arbeit beschrieben. Nach einem Überblick über den Elektronenstreumeßplatz und einem kurzen Abschnitt über die Funktionsweise von Vieldrahtdriftkammerdetektoren folgt eine Beschreibung der neuen Driftkammern, bei der die vorgenommenen Änderungen im Aufbau gegenüber den bisherigen Driftkammern diskutiert werden. Das Kapitel schließt mit einer kurzen Darstellung der Signalverarbeitung.

Das installierte Positioniersystem wird im dritten Kapitel vorgestellt. Nach einer kurzen Motivation wird die Funktionsweise des Systems beschrieben und auf das Problem der Wegmessung mit hoher Genauigkeit eingegangen. Schließlich wird anhand zweier $^{12}\text{C}(e,e')$ -Testmessungen die Auswirkung des Positioniersystems im Meßbetrieb demonstriert.

Das vierte Kapitel beinhaltet die durchgeführte Multipolanalyse der Reaktion $^{40}\text{Ca}(e,e'\alpha_1)$. Nach einer kurzen Beschreibung des Experiments und einer Erläuterung der theoretischen Grundlagen werden das Analyseverfahren und die getroffenen Annahmen vorgestellt. Die Ergebnisse der Multipolentfaltung werden danach ausführlich diskutiert und sowohl mit theoretischen Vorhersagen als auch mit anderen Experimenten verglichen.

Im Anhang sind die Gleichungen des Lösungsverfahrens dokumentiert und die Diagramme der Winkelverteilungen und Multipollösungen für die Reaktionen $^{40}\text{Ca}(e,e'\alpha_0)$ und $^{40}\text{Ca}(e,e'\alpha_1)$ aufgeführt.

2 Prinzip und Aufbau der Vieldrahtdriftkammer

2.1 Spektrometer und Detektorsystem

Am Meßplatz des QClam-Elektronenspektrometers (Abb. 2.1) können sowohl Einarmexperimente des Typs (e, e') als auch Koinzidenzexperimente des Typs $(e, e'x)$, bei denen neben dem gestreuten Elektron ein koinzident emittiertes Teilchen (z.B. $x = \alpha, p, n, \dots$) gemessen wird, durchgeführt werden. Das Spektrometer besteht aus einem Quadrupolmagneten (Q) und einem stehenden Dipolmagneten (Clam = „Muschel“).

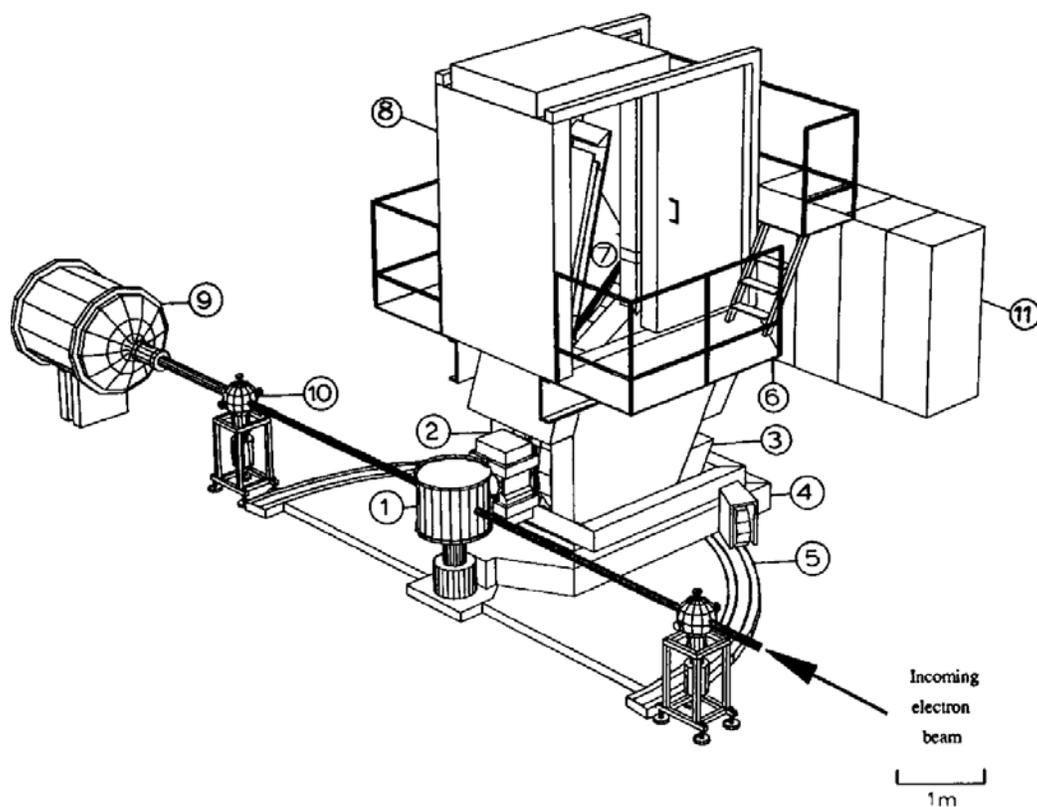


Abb. 2.1: Elektronenstreumeßplatz mit QClam-Spektrometer.

- 1 Streukammer, 2 Quadrupolmagnet, 3 Dipolmagnet,
- 4 Dreh- und Verschiebegestell, 5 Laufschiene, 6 Arbeitsplattform,
- 7 Detektorsystem, 8 Bleiabschirmung, 9 Strahlfänger,
- 10 Vakuumpumpstand, 11 Stromversorgung der Magnete.

Der vom supraleitenden Beschleuniger S-DALINAC [1] kommende Elektronenstrahl mit einer Maximalenergie von 130 MeV und einem Maximalstrom von $20 \mu\text{A}$ wird auf ein in der Streukammer [34] befindliches Target geschossen. Die ungestreuten Elektronen werden nach der Streukammer in einem Strahlfänger zur Ladungsmessung gesammelt. Bei Koinzidenzexperimenten können zum Nachweis der Hadronen um das Target herum z.B. Halbleiterzähler an einem Goniometer [35, 36] angebracht werden. Die gestreuten Elektronen treten unter einem zur Einflugrichtung gemessenen horizontalen Streuwinkel θ_e in das QClam-Magnetspektrometer [5] ein. Die divergent in das Spektrometer eintretenden Elektronen werden durch das Magnetsystem fokussiert und impulsselektiv nach oben, d.h. aus der Streuebene heraus abgelenkt. Die doppelfokussierende Eigenschaft der Magnete ermöglicht einen hohen Öffnungsraumwinkel des Spektrometers von 35 msr. Das Spektrometer bildet alle Elektronen gleichen Impulses in der Fokalebene auf gleiche Punkte ab. Die maximale Impulsakzeptanz beträgt dabei $\frac{\Delta p}{p} = 20\%$. Im Bereich der Fokalebene befindet sich zum Nachweis der Elektronen ein ortsempfindliches Detektorsystem, das aus drei vertikalen Driftkammern [37, 38], einem Szintillator zur Festlegung des Zeitpunktes eines Ereignisses und einem Čerenkov-Zähler zur Identifikation von Elektronenereignissen [39] besteht (Abb. 2.2).

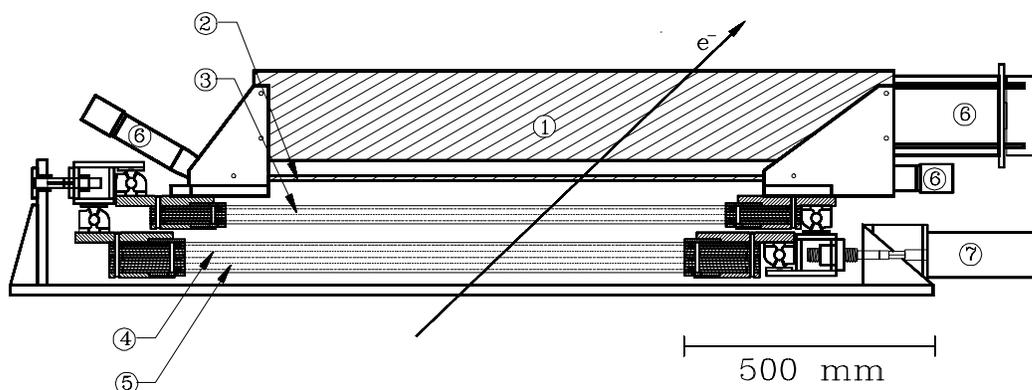


Abb. 2.2: Detektorsystem zum ortsaufgelösten Elektronennachweis.

1 Čerenkovdetektor, 2 Szintillator, 3 X2-Drahtebene, 4 Y-Drahtebene, 5 X1-Drahtebene, 6 Photomultiplier, 7 Schrittmotor.

Mit den drei Vieldrahtdriftkammern werden die Durchstoßkoordinaten (x, y) der Elektronenbahn mit hoher Ortsauflösung gemessen. Zwei der drei Driftkammern, die X1- und die X2-Kammer, sind mit Drähten senkrecht zur Dispersionsrichtung ausgestattet, um die Ortskoordinate in Dispersionsrichtung (x -Richtung) zu bestimmen. Bei der Y-Kammer sind die Drähte um 26.5° gegenüber den Drähten der X-Kammern geneigt. Dies ermöglicht in Kombination mit den Daten der X-Kammern eine Bestimmung der Ortskoordinate in nichtdispersiver Richtung (y -Richtung). Abb. 2.3 zeigt eine Aufsicht auf die X- und die Y-Drahtebene. Aus den beiden x -Koordinaten und der y -Koordinate kann somit der Elektronenbahnvektor rekonstruiert werden, der wiederum durch die magnetische Abbildung in Beziehung zur Energie und dem Streuwinkel des Elektrons am Target steht.

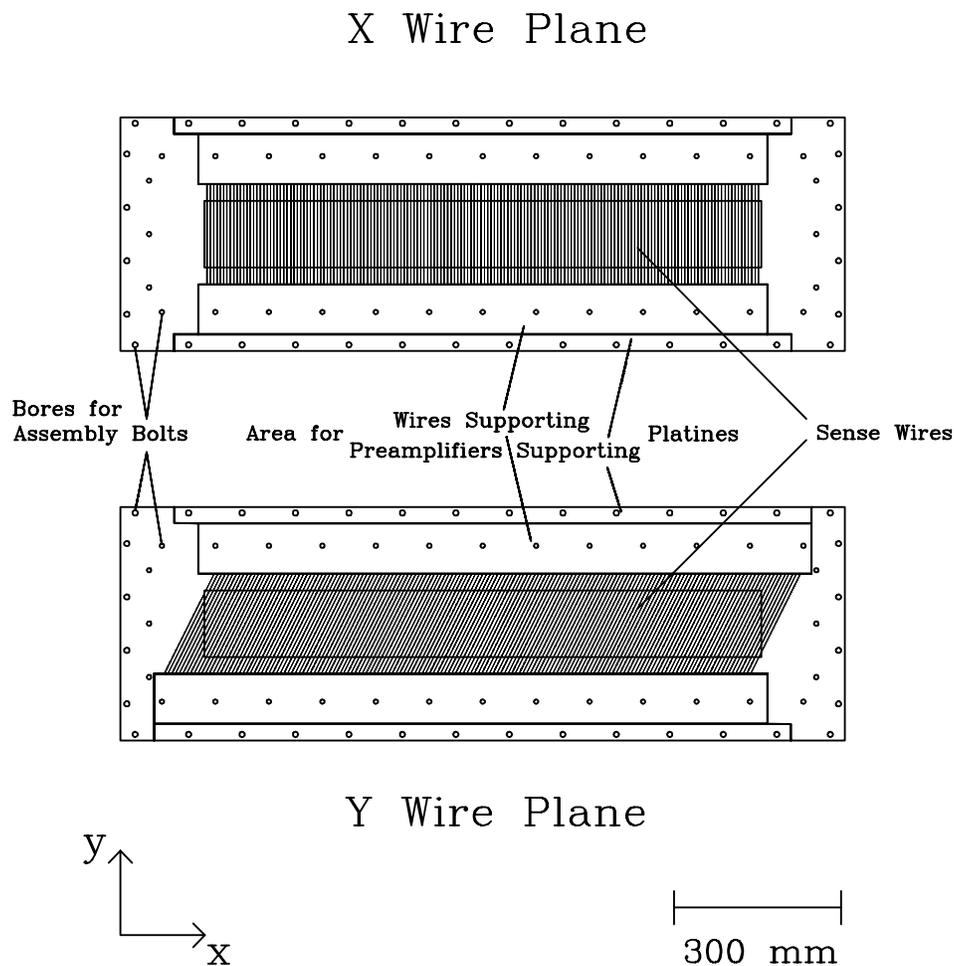


Abb. 2.3: Aufsicht auf die X- und die Y-Drahtebene.

2.2 Aufbau der neuen Vieldrahtdriftkammern

2.2.1 Funktionsprinzip der vertikalen Driftkammer

Eine vertikale Driftkammer ist ein ortsempfindlicher Gaszähler, der auf eine Entwicklung von Charpak [40, 41] zurückgeht. Eine ausführliche Beschreibung der Funktionsweise und der aktuellen Weiterentwicklung von Driftkammern ist in [42] gegeben.

Eine Reihe von parallelen, dünnen Drähten wird in einer Ebene angeordnet, die von zwei Ebenen mit Kathodenfolien eingeschlossen ist. Zwischen den Anodendrähten und der Kathode liegt eine Hochspannung an. Das gesamte Kammervolumen ist gasdicht abgeschlossen und mit einem Gasgemisch von z.B. Argon und Isobutan bei Atmosphärendruck gefüllt.

Für eine Driftzelle mit dem im Ursprung liegenden Draht ist die elektrische Feldstärke analytisch gegeben durch [43]

$$\left| \vec{E}(x, y) \right| = \frac{CU_0}{2\epsilon_0 d} \sqrt{\frac{1 + \tan^2 \frac{\pi x}{d} \tanh^2 \frac{\pi y}{d}}{\tan^2 \frac{\pi x}{d} + \tanh^2 \frac{\pi y}{d}}}, \quad (2.1)$$

wobei d der Abstand zum nächsten Draht, U_0 die angelegte Spannung und $C = 2\pi\epsilon_0 / \left(\frac{\pi l}{d} - \ln \frac{2\pi a}{d} \right)$ die Kapazität zwischen Anode und Kathode sind. Weiter stehen l für den Abstand zwischen Kathode und Anodendraht und a für den Drahtdurchmesser. Den Verlauf der Feldstärke zeigt Abb. 2.4. Das elektrische Feld

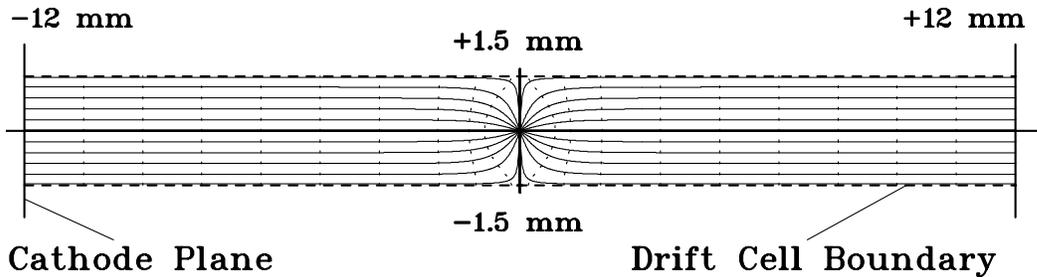


Abb. 2.4: Analytischer Verlauf der elektrischen Feldlinien (durchgezogen) und der Äquipotentiallinien (gestrichelt) in einer Driftzelle.

ist über den größten Bereich homogen und hat nur in der Nähe des Drahtes einen nichtlinearen, näherungsweise radialen Verlauf.

Abb. 2.5 zeigt die Funktionsweise der vertikalen Driftkammer: Ziel ist es, den Durchstoßpunkt einer Teilchentrajektorie durch die Drahtebene zu bestimmen. Ein ionisierendes Teilchen, das auf seinem Weg durch die Kammer mehrere Driftzellen durchquert, setzt durch Ionisation von Argonatomen Primärelektronen frei. Diese driften vertikal, entlang der elektrischen Feldlinien zu den Anodendrähten. Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen liegt bei Argon-Isobutangemischen und herrschendem Umgebungsdruck nahezu konstant bei etwa $50 \frac{\mu\text{m}}{\text{ns}}$ und ist weitestgehend stabil gegen eine Änderung von Betriebsparametern wie der Hochspannung oder dem Mischungsverhältnis. In unmittelbarer Nähe der Drähte kommt es dann wegen der immer höheren Feldstärke zu einer weiteren, sich lawinenartig fortsetzenden Sekundärionisation der Zählgasatome durch die Driftelektronen. Durch diese Gasverstärkung wird eine genügend große Ladungsmenge freigesetzt, so daß auf den Zähldrähten ein meßbares Signal induziert wird. Der Zeitpunkt

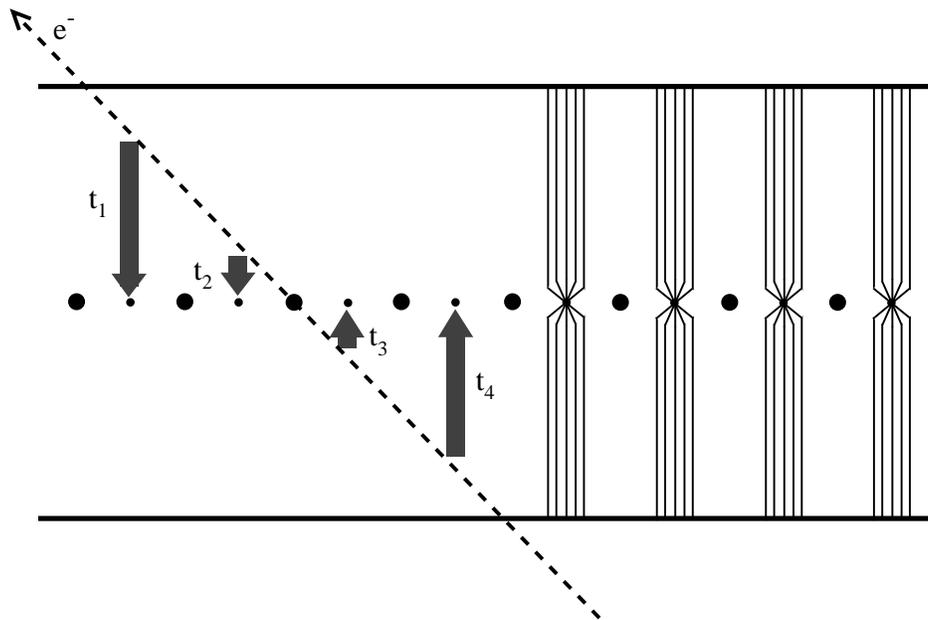


Abb. 2.5: Prinzip der vertikalen Driftkammer: Angedeutet sind die Driftzeiten der angesprochenen Driftzellen. Der Feldverlauf ist in seiner Näherung dargestellt.

des Signals auf dem Zähldraht ergibt in Kombination mit einer Zeitreferenz, die bei der vorliegenden Anordnung vom Szintillator kommt, die Information einer Driftzeit. Über den Feldverlauf und die Driftgeschwindigkeit liefert die gemessene

Driftzeit die Länge des Driftweges und somit den Abstand von der Drahtebene, bei dem die Trajektorie die Driftzelle durchquert. Die Beziehung zwischen der gemessenen Driftzeit und der gesuchten vertikalen Driftstrecke ist im homogenen Bereich linear. Im nichtlinearen Feldbereich kommt es dagegen zu Abweichungen von der Linearität, da der kürzeste Driftweg im allgemeinen nicht mit der vertikalen Entfernung übereinstimmt. Man beobachtet diesen Effekt bei den Driftzeitspektren, die eine deutliche Überhöhung bei kurzen Driftzeiten, d.h. in Drahtnähe aufweisen. Ein solches mit den neuen Kammern aufgenommenes Driftzeitspektrum ist in Abb. 2.6 dargestellt. Zur Bestimmung des Durchstoßpunktes

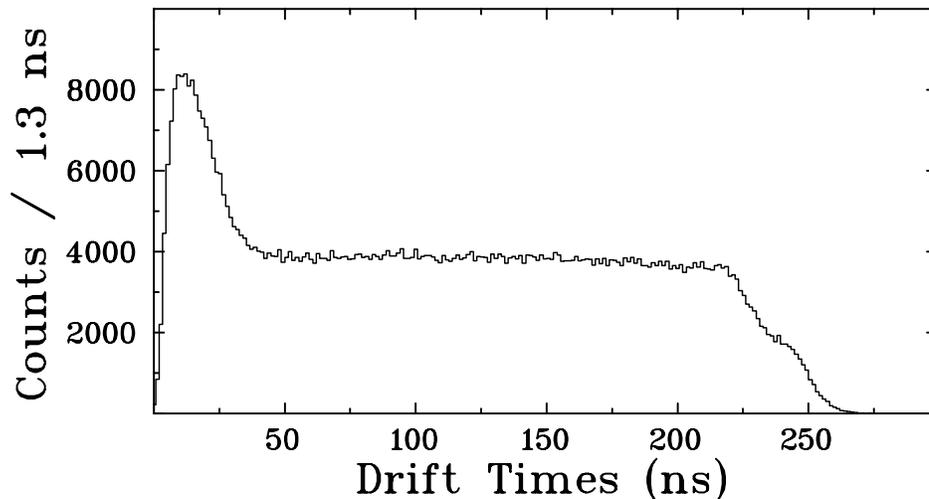


Abb. 2.6: Driftzeitspektrum für einen Draht der X1-Kammer.

dienen dann verschiedene Algorithmen, die die Informationen der bei dem Ereignis angesprochenen Zähldrähte verarbeiten. Die Ortsauflösung der Kammer ist schließlich durch die Genauigkeit gegeben, mit der der Durchstoßpunkt bestimmt werden kann. Der einfachste dieser Algorithmen ist der MIT-Algorithmus [44], der sich wegen der geringen Anzahl von Rechenoperationen auch für die Online-Analyse eignet: Hat bei einem Ereignis eine Anzahl von Drähten angesprochen, so wird, ausgehend von dem Draht mit der kürzesten Driftzeit, dasjenige Drahtpaar mit den beiden längsten Driftzeiten identifiziert. Der Durchstoßpunkt ist dann durch

$$x_D = x_{min} + \frac{d}{2} \frac{t_a - t_b}{\max(t_a, t_b) - t_{min}} \quad (2.2)$$

gegeben. Dabei sind t_a, t_b die beiden größten Driftzeiten, x_{min} die Position des Drahtes mit der kleinsten Driftzeit t_{min} und d der Abstand der Zähldrähte.

2.2.2 Geometrie der neuen Driftkammern

Um die durch den Beschleuniger vorgegebene Energieauflösung von $\frac{\Delta E}{E} \approx 10^{-4}$ zu gewährleisten, ist eine Ortsauflösung der Driftkammern von besser als 0.2 mm erforderlich.

Die Drahtebene besteht aus einer alternierenden Folge von Zähl- und Felddrähten, wobei die Entfernung zwischen zwei Zähldrähten 6 mm beträgt. Der Abstand zwischen der Drahtebene und der Kathodenfolie beträgt 12 mm. Während die Zähldrähte eine Dicke von 15 μm haben, ist der Durchmesser der Felddrähte mit 50 μm so groß gewählt, daß bei dem verwendeten Gasgemisch aus 40% Argon und 60% Isobutan eine nennenswerte Gasverstärkung dort ausbleibt.

Da bei der Umrechnung der Driftzeiten in vertikale Driftstrecken die Korrektur für den nichtlinearen Feldverlauf sehr rechenaufwendig ist und die Rechenkapazität früher noch stärker beschränkt war, befanden sich bei den bisherigen Driftkammern [37] je zwei Felddrähte zwischen zwei Zähldrähten, um das Feld möglichst weit zu homogenisieren und den nichtlinearen Bereich klein zu halten. Mit der heutigen vergrößerten Rechenkapazität ist diese Bedingung jedoch aufgehoben, so daß bei der neuen Geometrie der Driftkammern nur noch ein Felddraht zwischen den Driftzellen verwendet wurde und die Breite der Driftzellen dadurch von 2 mm auf 3 mm vergrößert werden konnte. Der Vorteil dieser Änderung besteht darin, daß nun beim Durchgang des gestreuten Elektrons durch die Kammer insgesamt mehr Primärionisationen auftreten. Zusätzlich konnte der Zähldrahtdurchmesser von 20 μm auf 15 μm verringert werden, da die heutigen Drahtfertigungsmethoden eine bessere Ovalität und stärkere Reißfestigkeit der Drähte gewährleisten. Mit der dadurch vergrößerten Gasverstärkung ist eine Erhöhung der Anzahl der Sekundärionisationen verbunden. Durch diese beiden Verbesserungen kann daher die gleiche Signalstärke und Nachweiseffizienz bereits bei niedrigeren Betriebsspannungen von etwa 6 kV erreicht werden. Die bisherigen Hochspannungen von bis zu 9 kV, die zeitweise Probleme mit Spannungsüberschlägen mit sich brachten, konnten somit merklich gesenkt werden. Zur Verhinderung von Überschlägen dient u.a. die Isobutanbeimischung zum Kammergas. Durch seine vielen Freiheitsgrade absorbiert das Isobutan die bei der Gasverstärkung entstehenden höherenergetischen Photonen, die sonst weitere Elektronen aus den Kathodenfolien herauschlagen würden. Eine dauerhafte Entladung würde schließlich die Kammer zerstören.

Die neue Driftzellengestaltung wird somit einen wesentlichen Beitrag zur Betriebssicherheit der Driftkammern leisten.

2.2.3 Mechanischer Aufbau

Die Driftkammern sind in zwei Stapeln aus modularen, übereinander liegenden, 6 mm starken Kunststoffplatten aufgebaut, die in der aktiven Zone eine Ausspa-

rung von 100×12 cm besitzen. In einem der beiden Stapel sind die X1- und die Y-Ebene, in dem anderen die X2-Ebene untergebracht. Die einzelnen Platten sind die Träger für die Drähte, die Hochspannungs- und Gasabschlußfolien. Als Werkstoff für die Rahmen wurde glasfaserverstärkter Epoxidharz (Stesalit 4411 W) verwendet, der sich durch eine hohe Biege- und Verwindungssteifigkeit und eine hervorragende Isolationsfähigkeit auszeichnet. Die Platten besitzen an den entsprechenden Stellen Ausfräsungen für Gaskanäle und O-Ringdichtungen sowie Bohrungen für die Hochspannungsversorgung und Verschraubung. Für weitere Stabilität und die mechanische Anbindung an die Vorrichtungen des Spektrometers sorgen zwei ganz außen befindliche Aluminiumrahmen, an denen sich auch die Anschlüsse für die Gas- und Spannungsversorgung befinden.

Abb. 2.7 zeigt einen vertikalen Schnitt durch den Rand des X1/Y-Stapels. Die X1/Y-Kammer besitzt eine gemeinsame mittlere Kathodenfolie aus einer $2 \mu\text{m}$ starken, beidseitig mit Aluminium bedampften Polyäthylenfolie. Die übrigen Kathodenfolien sind einseitig bedampfte, $5 \mu\text{m}$ dicke Kaptonfolien. Als Gasabschlußfolie wurde $6 \mu\text{m}$ dicke Aramidfolie verwendet.

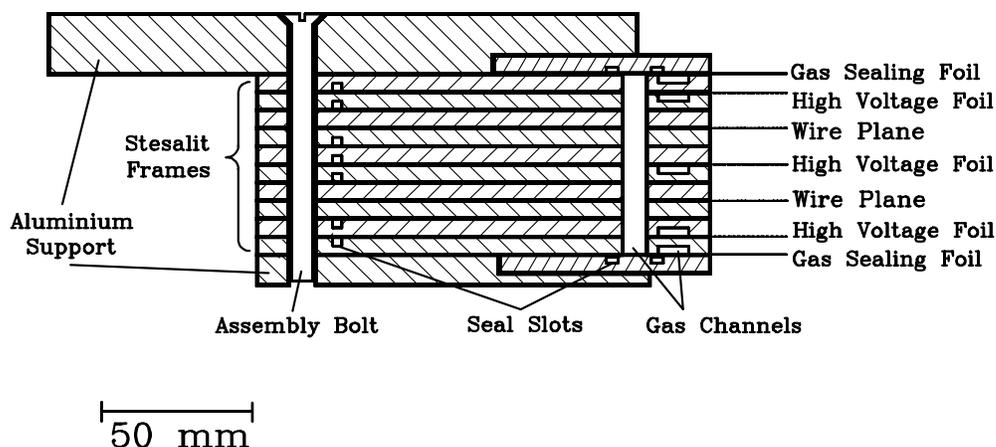


Abb. 2.7: Querschnitt durch den Rand des X1/Y-Stapels.

Die Bespannung der Drahtebenen erfolgte im Detektorlabor der GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung). Dazu wurden die Drähte über einen speziell angefertigten Kamm auf einen Spannrahmen gewickelt. Um ein späteres Durchhängen der Drähte zu vermeiden, wurden die Felldrähte mit 1 N und die Zähldrähte mit 0.2 N vorgespannt.

Bei den bisherigen Driftkammern wurden die Drähte direkt auf die Rahmenplatte aufgeklebt und seitlich herausgeführt. Auf den Trägerrahmen wurde eine weitere Deckrahmenplatte aufgeklebt, so daß sich die Drahtebene zwischen den Träger-

rahmen befindet. Aufgrund der Klebtechnik waren die Drahtebenen nicht mehr zugänglich und mußten bei Defekt eines Drahtes komplett ausgetauscht werden. Bei den neuen Driftkammern hingegen ist der Deckrahmen mit dem Trägerrahmen verschraubt, so daß die eigentliche Drahtebene zugänglich bleibt. Die Drähte selbst sind jeweils nur noch an einem Punkt mit Klebstoff fixiert und an einer in der Rahmenplatte eingeklebten Leiterplatine angelötet. Die Herausführung der Signale geschieht nun mittels dieser inneren Leiterplatine, die am Rand etwas übersteht, so daß die außen angebrachte Anschlußplatine [45] mit den Vorverstärkern durch Lötbrücken angebunden werden kann. Die innere Leiterplatine hat zusätzlich die Aufgabe, die durch die Schraubtechnik bedingten Bohrungen auszusparen. Abb. 2.8 zeigt eine Aufnahme der geöffneten X-Drahtebene, bei der die neuen inneren Leiterplatten sichtbar sind.



200 mm

Abb. 2.8: Aufnahme der geöffneten X-Drahtebene. Erkennbar sind die in die Rahmenfläche eingeklebten Leiterplatten. Am unteren Rand ist bereits die Anschlußplatine für die Ausleseelektronik angelötet. Die Deckplatte (oben im Bild) wird mit der Drahtebene verschraubt.

Die neue Technik bietet mehrere Vorteile: Zum einen ist es möglich, einen defekten Draht einfach auszutauschen. Hiervon wurde auch schon Gebrauch gemacht, als beim erstmaligen Einbau der neuen Kammern in das Spektrometer zwei Zähldrähte der Y-Kammer gerissen waren. So konnte die defekte Drahtebene

innerhalb weniger Tage und praktisch ohne Kostenaufwand repariert und wieder eingesetzt werden. Ein weiterer Vorteil liegt in der besseren Positionierbarkeit der einzelnen Drähte. Eine Stichprobenmessung der Drahtabstände durch das GSI-Detektorlabor ergab eine mittlere Abweichung der Drähte von der Sollposition von $10\ \mu\text{m}$. Da die Drähte nun bereits weiter innen auf Platinen geführt und dadurch etwa 9 cm kürzer sind, ist der Ohmsche Widerstand vom Ort der Signalentstehung bis zum Vorverstärker merklich niedriger. Die Primärsignale selbst sind daher wesentlich stärker, wodurch der Rauschanteil besser herausgefiltert werden kann.

2.3 Signalverarbeitung

Der durch die Ladungswine erzeugte Stromimpuls wird von den direkt an den Anschlußplatinen befindlichen Vorverstärkern verstärkt und über paarweise differentielle Leitungen zu den galvanisch abgetrennten Diskriminatoren geführt. Zur Herausfilterung von Störsignalen und elektronischem Rauschen gibt es für jeden Draht einen Diskriminator, der das Signal mit einem von einem Digital-Analog-Wandler gesetzten Schwellenwert vergleicht. Der gesetzte Diskriminatorausgang liefert das Startsignal für den TDC (**T**ime to **D**igital **C**onverter), der durch das mit der maximalen Driftzeit verzögerte Szintillatorsignal gestoppt wird. Da ein Ereignis maximal acht Driftzellen ansprechen läßt, führt jeder achte Diskriminatorausgang zu demselben TDC, was eine erhebliche Einsparung mit sich bringt. Dadurch, daß der Szintillator das Stoppsignal gibt, ist nur eine Verzögerungsleitung notwendig. Die so gewonnenen Zeiten müssen später allerdings noch an der maximalen Driftzeit gespiegelt werden, ehe sie echte Driftzeiten sind. Über Lichtleiter werden die Zeiten an den Ausleseprozessor in den Meßraum übertragen. Ein Multiprozessorsystem [46] entscheidet, ob ein Ereignis sinnvoll war oder zu verwerfen ist und berechnet Durchstoßpunkte. Über einen CAMAC-Prozessor werden die Daten schließlich an ein μVAX -System übergeben, auf dem das Meßdatenerfassungsprogramm GOOSY (**G**SI **O**nline **O**ffline **S**ystem) [47] die Archivierung und weitere Analyse abwickelt.

3 Installation des Positioniersystems

3.1 Motivation für die Verfahrbarkeit des Detektorsystems

Aufgrund elektronischer Effekte bei der Signalverarbeitung wie Übersprechen zwischen TDC-Kanälen, Eich- oder Rundungsfehler, der Positioniergenauigkeit der Drähte und dadurch bedingte lokale Schwankungen in der Gasverstärkung und Nachweiseffizienz innerhalb einer Driftzelle kann es zu ungewünschten feinen Strukturen in den Spektren für die Durchstoßpunkte kommen. Diese Störeffekte lassen sich jedoch reduzieren, wenn während der Messung durch eine kontrollierte Veränderung der Detektorposition in dispersiver Richtung der Bereich mindestens einer Driftzelle durch Verfahren in kleinen Schritten „abgetastet“ wird. Ist die Detektorposition relativ zu einem Referenzpunkt jederzeit bekannt, so werden sich die oben beschriebenen Strukturen bei der Akkumulierung der bei verschiedenen Positionen aufgenommenen Spektren herausmitteln, wobei die Ortsauflösung des Detektors unberührt bleibt. Im Ergebnis werden die Spektren glatter und damit aussagekräftiger.

Die Verfahrbarkeit des gesamten Detektorsystems in kleinen Schritten (typischerweise 0.3 mm pro Einstellung) ermöglicht der in Abb. 3.1 gezeigte Schrittmotor, der über ein Steuermodul angesprochen wird.

3.2 Schrittmotor, Steuerung und Wegmessung

Der 5-Phasen-Schrittmotor (Typ RDM 599/50 B, Berger/Lahr) führt pro Eigendrehung 1000 Halbschritte aus. Über ein 1:10-Planetenge triebe treibt er ein kugelgelagertes Präzisionsgewinde mit einer Steigung von 5 mm pro Umdrehung an, durch welches das gesamte Detektorsystem in Dispersionsrichtung verschoben wird. Eine Positionsänderung von 100 μm entspricht somit einer Anzahl von 200 Halbschritten. Der Motor empfängt seine Fahrbefehle von einer Steuereinheit (KIP 500, Berger/Lahr), die den Motor auch mit Strom versorgt und über eine serielle Schnittstelle von einem auf dem lokalen VAX-Cluster laufenden Programm gesteuert wird. In Abb. 3.2 ist ein Blockschaltbild der Motorsteuerung dargestellt. Die Motorsteuereinheit zeigt außerdem den jeweiligen Betriebszustand des Motors an und registriert in einem Positionsspeicher durch Archivierung der gefahrenen Schritte die aktuelle Position. Aufgabe des Steuerprogramms ist es, an die Steuereinheit Fahrbefehle zu senden, Betriebsparameter wie z.B. die Fahrgeschwindigkeit einzustellen sowie nach jeder Fahrt die aktuelle Position auszulesen und der Experimentanalyse mitzuteilen.

Der Einsatz des Schrittmotors ermöglicht Verschiebungen des Detektorsystems um kleinste Distanzen. Die gefahrene Strecke ist dann jeweils durch die Zahl der



Abb. 3.1: Aufnahme des 5-Phasen-Schrittmotors. Außerdem erkennbar ist die bewegliche obere Trägerplatte der Driftkammern, die zu diesem Zeitpunkt ausgebaut sind.

ausgeführten Schritte geben. Auf diese Weise ist eine zusätzliche Wegmessung normalerweise nicht vonnöten. Allerdings kann es passieren, daß aufgrund der schweren zu bewegenden Last insbesondere in den Start- und Stopphasen einige Schritte nicht ausgeführt werden. Beim Fahren von Zyklen ist eine genaue Reproduzierbarkeit des Startpunktes auf $50 - 100 \mu\text{m}$ erforderlich. Wenn jedoch bei jedem Zyklus einige Schritte nicht gezählt werden, wird die von der Steuerung gemeldete Position nach und nach immer weniger mit der tatsächlichen übereinstimmen, so daß die Reproduziergenauigkeit auf Dauer nicht gewährleistet ist.

Die Lösung dieses Problems besteht nun darin, in jedem Zyklus einen Schalter anzufahren, dessen Position entsprechend genau bekannt ist. Für die Kenntnis der Zwischenpositionen genügt dann das Zählen der ausgeführten Schritte. Da die Position in jedem Zyklus neu definiert wird, können Fehlzählungen nicht akkumuliert werden.

Die Steuereinheit besitzt zwei Eingänge für anzufahrende Endschalter und zeigt diesen Zustand dem Steuerprogramm an. Dieses wiederum legt die Position jedesmal neu fest, wenn der Schalter angefahren wurde, und registriert zur Kontrolle die Anzahl fehlinterpretierter Schritte.

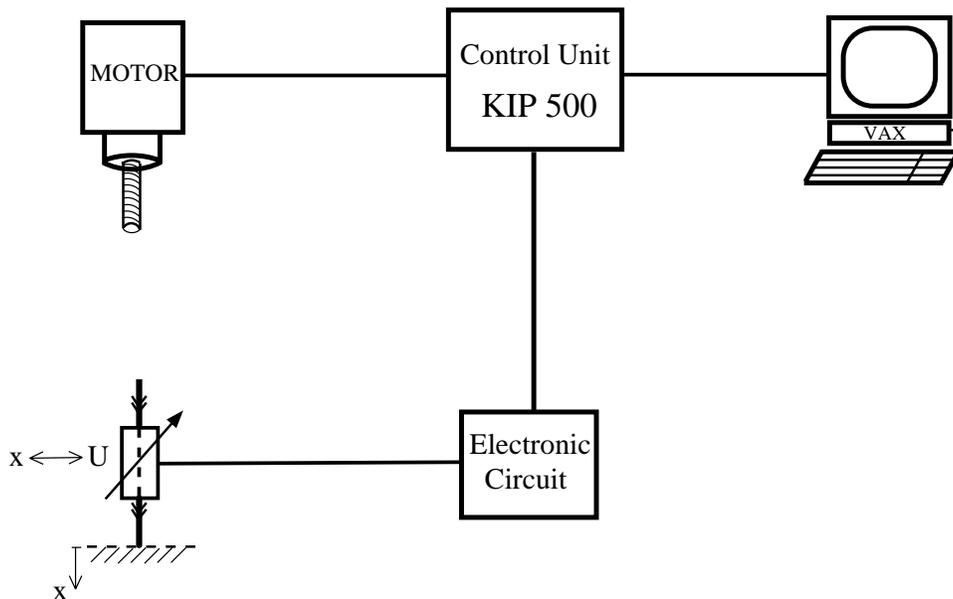


Abb. 3.2: Blockschaltbild der Schrittmotorsteuerung.

Wegen der gewünschten Reproduziergenauigkeit von $50 - 100 \mu\text{m}$ eignen sich mechanische Endschalter nur schlecht, da sie meist Schaltwege von $1 - 3 \text{ mm}$ haben und der Schalterpunkt nicht genau genug definiert ist. Eine alternative Möglichkeit besteht in einem optischen Schaltsystem, das jedoch aufwendig und teuer ist. Als Lösung wurde ein „Leitplastik-Wegtaster“ (Hersteller Fa. Burster) gewählt: Es ist ein mit einer gefederten Tastantenne ausgestattetes Potentiometer, das ein der Eintauchtiefe der Antenne proportionales Gleichspannungssignal erzeugt. Der Wegtaster mißt die Position auf $10 \mu\text{m}$ genau und besitzt die notwendige Langzeitstabilität. Der maximale Hubweg des Tasters beträgt 25 mm .

Um aus dem Tastersignal direkt die passenden Signale für die Endschaltereingänge der Motorsteuereinheit zu erzeugen, ist eine elektronische Schaltung erforderlich. Diese wurde von der hauseigenen Elektronikwerkstatt hergestellt und funktioniert auf folgende Weise:

Damit der Motor fahrbereit ist, müssen beide Endschaltereingänge der Motorsteuereinheit auf 24 Volt liegen. Die Schaltung vergleicht nun die vom Wegtaster gemeldete Spannung U_{tast} mit zwei manuell einstellbaren Referenzspannungen U_{min} und U_{max} . Liegt U_{tast} zwischen beiden Werten, werden die beiden Endschaltereingänge auf 24 Volt gesetzt, und der Motor bleibt fahrbereit. Wird die obere oder untere Grenzposition erreicht ($U_{tast} = U_{max}$ bzw. $U_{tast} = U_{min}$), so unterbricht die Schaltung die entsprechende Endschaltereingangsspannung, und der Motor bleibt stehen. Gleichzeitig wird dem Steuerprogramm der neue Zustand mitgeteilt.

Die Schaltung besitzt außerdem eine Digitalvoltmeteranzeige für die Tasterspannung, zwei Leuchtdioden für die Anzeige der Schaltzustände und einen Notstoppschalter. Die für die Schaltung verwendeten Bausteine ermöglichen eine Reproduziergenauigkeit der Positionsmessung von etwa $50 \mu\text{m}$. Für die vorherige Absolutbestimmung der Detektorposition dienen angefertigte Längennormale, die zwischen der Motorhalterungsplatte und der oberen Trägerplatte der Vieldrahtdriftkammern (siehe Abb. 3.1) eingesetzt werden können.

Dadurch, daß die Detektorposition direkt an die Steuerungseinheit übertragen wird und nicht gesondert ausgelesen werden muß, zeichnet sich die gewählte Lösung durch einen geringen technischen und finanziellen Aufwand aus.

3.3 Auswirkung im Meßbetrieb

Zur Überprüfung der Funktionsfähigkeit des Systems wurden mit inelastischer Elektronenstreuung an ^{12}C bei einer Einschubenergie von 81 MeV zwei Messungen von Anregungsspektren durchgeführt. Um zu zeigen, daß der Einsatz der Bewegungsmotorik die Spektren glättet und dabei die Ortsauflösung unverändert läßt, ist der Anregungsenergiebereich so gewählt, daß die Spektren sowohl den bekannten Zustand bei 15.11 MeV beinhalten, dessen Breite ein Maß für die Energieauflösung darstellt, als auch einen Bereich, in dem keine weiteren Anregungen erwartet werden.

Die erste Messung ist bei einer festen Position des Detektors erfolgt. Bei der zweiten Messung wurden die Spektren zunächst bei zehn Detektorpositionen im Abstand von $300 \mu\text{m}$ aufgenommen und anschließend unter Berücksichtigung der jeweiligen Verschiebung aufaddiert. Die aufgesammelte Statistik ist bei beiden Messungen von etwa gleicher Größe. Die Meßergebnisse sind zum Vergleich in Abb. 3.3 dargestellt. Die Energieauflösung der Messung beträgt bei einer Linienbreite von 78 keV etwa $\frac{\Delta E}{E} = 9.6 \cdot 10^{-4}$. Man erkennt deutlich, daß sich die Linienbreite in beiden Spektren nicht ändert. Dagegen ist der spektrale Bereich insbesondere zwischen 12 und 14 MeV Anregungsenergie wesentlich glatter geworden. Die Größe $\chi^2/\text{Freiheitsgrad}$ verringert sich in diesem Bereich nach einer Anpassung eines Polynoms dritten Grades von 1.82 auf 0.97. Die hier sichtbaren besonders starken Strukturen bei $E_x = 13 \text{ MeV}$ sind vor allem auf die zu diesem Zeitpunkt der Analyse noch nicht optimierte Korrektur des nichtlinearen Verlaufs der Driftzeiten (vgl. Kap. 2.2.1) zurückzuführen und werden im künftigen Routinebetrieb bereits numerisch korrigiert. Das Ergebnis zeigt jedoch, daß der Einsatz des Positioniersystems diese Strukturen glätten kann, mithin auch solche Strukturen, bei denen numerische Methoden nicht wirksam sind.

Das Positioniersystem wird somit künftig dazu beitragen, noch bessere Meßergebnisse mit den neuen Vieldrahtdriftkammern zu erzielen.

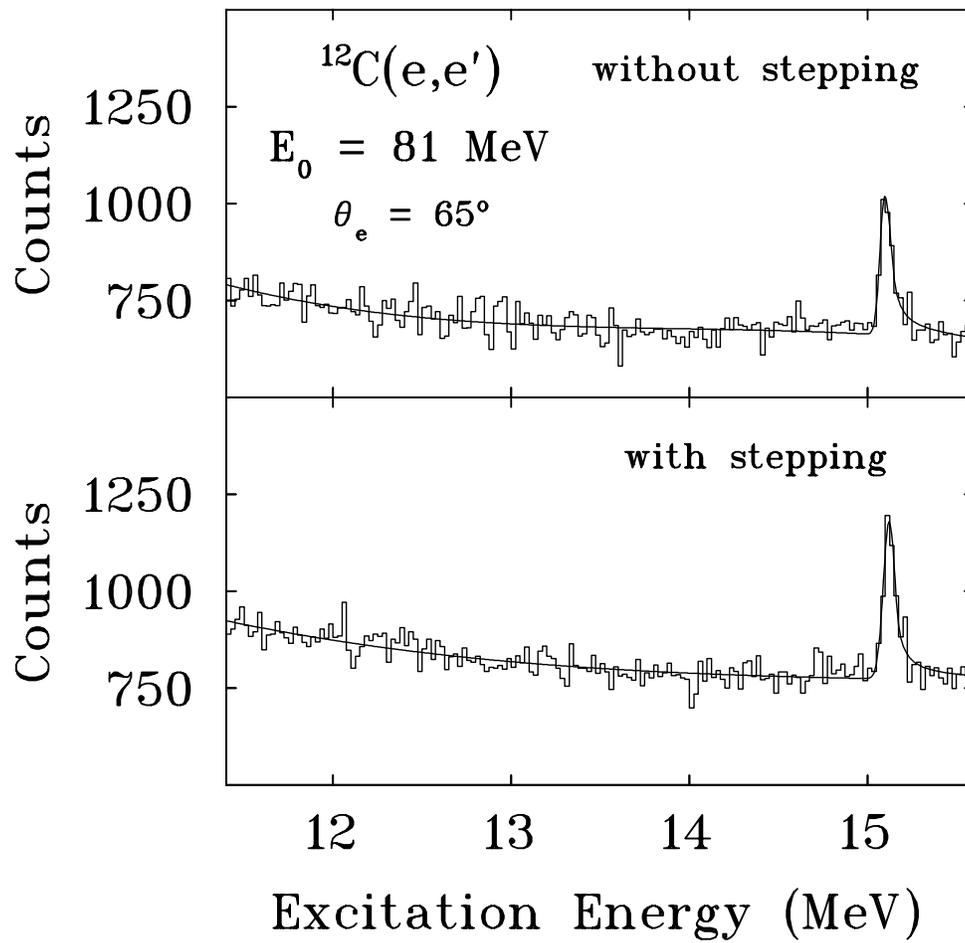


Abb. 3.3: Vergleich der Ergebnisse der beiden Messungen. Im oberen Diagramm ist das gemessene Spektrum bei einer festen Position, im unteren Diagramm das akkumulierte Spektrum bei zehn Detektorpositionen dargestellt. Die durchgezogenen Kurven sind Anpassungen mit dem Programm FIT [48].

4 Multipolanalyse der Reaktion $^{40}\text{Ca}(e,e'\alpha_1)$

4.1 Experiment und vorliegende Daten

Zur Untersuchung der Riesenresonanzen in ^{40}Ca wurden in den letzten Jahren $^{40}\text{Ca}(e,e'\alpha)$ -Koinzidenzexperimente am Mainzer Elektronenbeschleuniger MAMI und am Supraleitenden Darmstädter Linearbeschleuniger S-DALINAC durchgeführt [13, 14].

Neben den gestreuten Elektronen werden dabei als geladene Teilchen koinzident emittierte Protonen oder α -Teilchen (p, α) gemessen. Abb. 4.1 zeigt ein Feynman-Diagramm der Reaktion in Einphoton-Austauschnäherung. Es wird angenommen, daß sich der aus Anregung und Zerfall des ^{40}Ca -Kerns bestehende Dreikörperprozeß in zwei Zweikörperprozesse für die Anregung einer Resonanz und deren anschließenden Zerfall zerlegen läßt (*Resonance Approximation*).

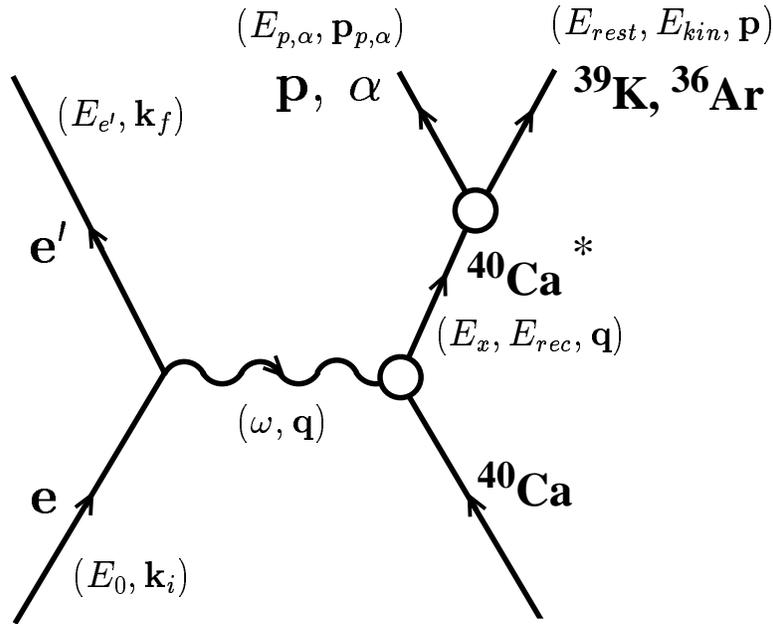


Abb. 4.1: Feynman-Darstellung der Reaktion $^{40}\text{Ca}(e,e'\alpha)$.

Ein einlaufendes Elektron e mit der Energie E_0 und dem Wellenvektor \vec{k}_i wird an einem ^{40}Ca -Kern inelastisch gestreut und anschließend mit der Energie $E_{e'}$ und dem Wellenvektor \vec{k}_f unter dem Winkel θ_e zur Einfugrichtung gemessen. Die Wechselwirkung läßt sich beschreiben durch den Austausch eines virtuellen Photons, das die Energie ω und den Impuls \vec{q} auf den ^{40}Ca -Kern überträgt. Der mit der Energie E_x angeregte Kern bewegt sich mit der Rückstoßenergie E_{rec} in Richtung

des Impulsübertragsvektors, ehe er unter Emission eines Protons oder α -Teilchens in ^{39}K oder ^{36}Ar zerfällt. Das emittierte geladene Teilchen mit der Energie $E_{p,\alpha}$ und dem Impuls $\vec{p}_{p,\alpha}$ wird dabei unter den Winkeln (θ_x, ϕ_x) bezüglich der Impulsübertragsrichtung koinzident zum gestreuten Elektron nachgewiesen.

Der Zerfall des angeregten $^{40}\text{Ca}^*$ erfolgt sowohl in den Grundzustand als auch in angeregte Zustände des Restkerns. Zur Auswertung in dieser Arbeit werden die Mainz gewonnenen Daten [15] für die α -Zerfallskanäle in den Grundzustand ($J^\pi = 0^+$) und den ersten angeregten Zustand ($J^\pi = 2^+$) von ^{36}Ar herangezogen. Diese beiden Zerfallskanäle werden auch kurz mit α_0 -Kanal und α_1 -Kanal bezeichnet. Die in Darmstadt gemessenen Daten bei dem kleinsten Impulsübertrag $q = 0.26 \text{ fm}^{-1}$ [16] liegen nur für den α_0 -Kanal mit einer ausreichenden Statistik vor. Durch das Abfallen des Formfaktors zu niedrigem Impulsübertrag hin sind die Wirkungsquerschnitte bereits sehr gering, so daß die Meßdaten im α_1 -Kanal hier nur für einzelne α -Emissionswinkel, bei denen die erwarteten Winkelverteilungen Maxima besitzen, genügend Statistik enthalten. Auf eine Winkelkorrelationsanalyse des α_1 -Kanals mit den in Darmstadt gewonnenen Daten wurde daher verzichtet. Abb. 4.2 zeigt ein vereinfachtes Schema der Energieverhältnisse bei Anregung und Zerfall.

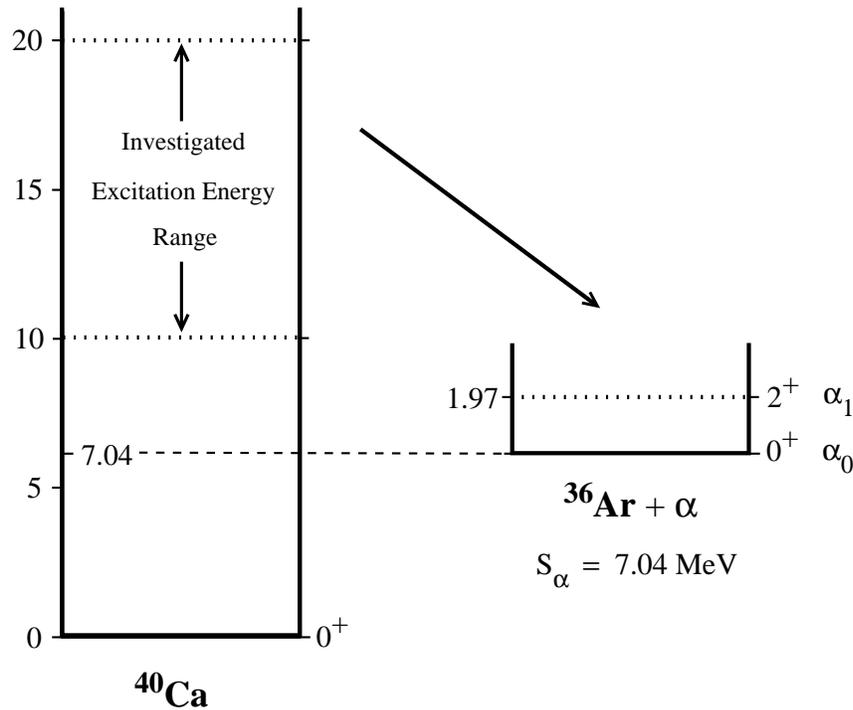


Abb. 4.2: Vereinfachtes Termschema der Reaktion $^{40}\text{Ca}(e, e'\alpha)$.

Die Anregungsenergie umfaßt etwa den Bereich $E_x = 10 - 20$ MeV. Die Daten stehen in Form von absolut normierten dreifach differentiellen Wirkungsquerschnitten $\frac{d^3\sigma}{d\Omega_e dE_x d\Omega_x}$ und der zugehörigen Zählrate als Funktion der Anregungsenergie E_x zur Verfügung. Die Energieauflösung der Anregungsenergiespektren beträgt etwa 120 keV. Die Spektren liegen mit einer Kanalbreite von 25 keV vor.

Während der azimutale α -Emissionswinkel ϕ_x mit 225° bei allen Messungen konstant gehalten wurde, liegen die Energiespektren jeweils für die in Tab. 4.1 aufgeführten Polarwinkel θ_x vor.

θ_e [Grad]	q [fm ⁻¹]	E_x [MeV]	Emissionswinkel θ_x [Grad]
22.0	0.35	6.0 - 20.0	15 - 125, 195 - 265 in 10°-Schritten
31.4	0.49	8.8 - 21.8	0 - 230 in 10°-Schritten
43.0	0.66	8.8 - 21.8	0 - 230 in 10°-Schritten

Tabelle 4.1: Vorliegende Daten für die α_0 - und α_1 -Zerfallskanäle.

Aus den Spektren für jeden Elektronenstreuwinkel werden nach Vorgabe eines jeweiligen Anregungsenergieintervalls Winkelverteilungen erzeugt, indem der Wirkungsquerschnitt für die entsprechenden Energiekanäle aufsummiert und als Funktion des Polarwinkels θ_x dargestellt wird. Die gewonnenen Winkelverteilungen werden anschließend ins Schwerpunktsystem transformiert, ehe die Multipolanalyse durchgeführt wird. Das Schwerpunktsystem definiert sich durch den gemeinsamen Impuls von virtuellem Photon und ^{40}Ca -Targetkern. Die Transformation ist in [16] beschrieben.

4.2 Grundlagen der koinzidenten Elektronenstreuung

Unter Verwendung der in Abb. 4.3 gezeigten Koordinatenfestlegung nach Klepinger und Walecka [49] läßt sich der dreifach differentielle koinzidente Wirkungsquerschnitt $\frac{d^3\sigma}{d\Omega_e dE_x d\Omega_x}$ für die Reaktion $A(e,e'x)B$ in Einphoton-Austauschnäherung wie folgt darstellen

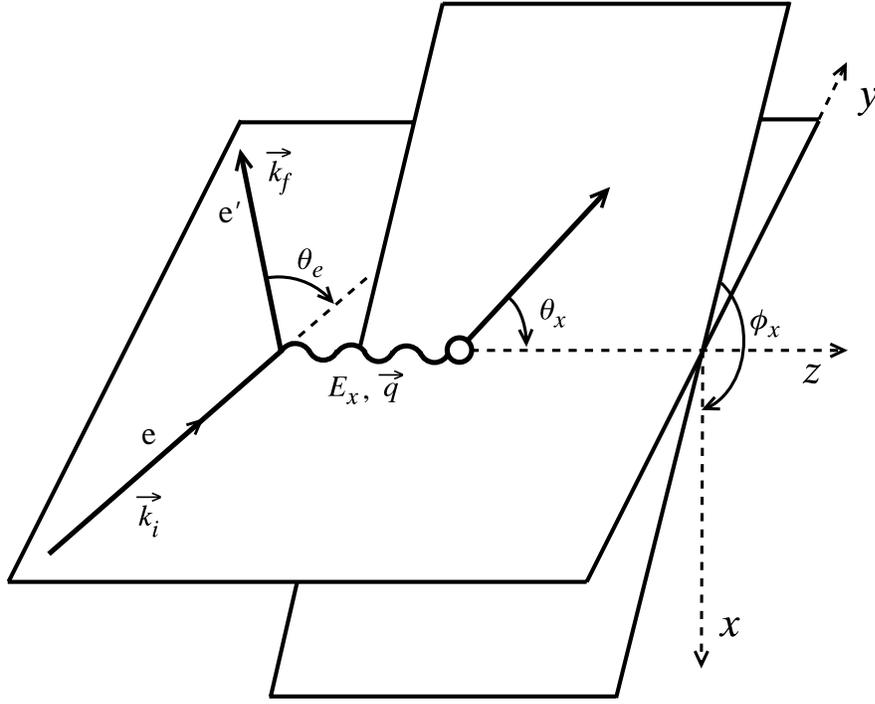


Abb. 4.3: Reaktionsebenen und Koordinatenwahl.

$$\begin{aligned}
 \frac{d^3\sigma}{d\Omega_e dE_x d\Omega_x} &= \frac{2\alpha^2 k_f}{q^4 k_i} \left(\frac{p_x^* W}{\pi M_A} \right) \\
 &\times \left[V_L \left(\frac{W}{M_A} \right)^2 |J_C|^2 \right. \\
 &+ V_T \left(|J^{+1}|^2 + |J^{-1}|^2 \right) \\
 &+ V_{CT} \left(\frac{W}{M_A} \right) \sqrt{2} \operatorname{Im} J_C^* (J^{+1} + J^{-1}) \\
 &\left. + V_{TT} 2 \operatorname{Re} (J^{+1})^* J^{-1} \right], \tag{4.1}
 \end{aligned}$$

wobei W die relativistische Gesamtenergie des Systems $B + x$ ist. Ferner ist p_x^* der Impuls des emittierten Teilchens, welches in das Raumwinkelement $d\Omega_x^*$ fällt, wobei p_x^* und $d\Omega_x^*$ Größen im Schwerpunktsystem sind.

Die Faktoren V_L , V_T , V_{CT} und V_{TT} hängen nur von der gewählten Kinematik der Elektronenstreuung im Laborsystem ab

$$\begin{aligned}
V_L &= \frac{\mathbf{q}^4}{q^4} (E_i E_f + k_i k_f \cos \theta_e + m_e^2) \\
V_T &= \left(\frac{k_i k_f \sin \theta_e}{q} \right)^2 - \frac{1}{2} \mathbf{q}^2 \\
V_{CT} &= -\frac{\mathbf{q}^2}{q^2} \left(\frac{k_i k_f \sin \theta_e}{q} \right) (E_i + E_f) \\
V_{TT} &= \left(\frac{k_i k_f \sin \theta_e}{q} \right)^2
\end{aligned} \tag{4.2}$$

mit $\mathbf{q} = (E_i - E_f, \vec{k}_i - \vec{k}_f)$.

Die vier auftretenden Kombinationen von Kernstrommatrixelementen lassen sich mit geeigneten Sätzen von Winkelkorrelationskoeffizienten A_l , B_l , C_l und D_l nach Legendre- bzw. assoziierten Legendre-Polynomen entwickeln.

$$\begin{aligned}
\overline{|J_C|^2} &= \frac{1}{4q^* p_x^*} \sum_l A_l P_l(\cos \theta_x^*) \\
\overline{(|J^{+1}|^2 + |J^{-1}|^2)} &= \frac{1}{4q^* p_x^*} \sum_l B_l P_l(\cos \theta_x^*) \\
Im \overline{J_C^* (J^{+1} + J^{-1})} &= \frac{1}{4q^* p_x^*} \sum_l C_l P_l^1(\cos \theta_x^*) \sin \phi_x^* \\
Re \overline{(J^{+1})^* J^{-1}} &= \frac{1}{4q^* p_x^*} \sum_l \eta D_l P_l^2(\cos \theta_x^*) \cos 2\phi_x^* ,
\end{aligned} \tag{4.3}$$

wobei η das Produkt der intrinsischen Paritäten des Anfangs- und Endkerns sowie des Emissionsteilchens ist.

4.3 Auswerteverfahren

Durch eine Multipolanalyse der gemessenen Winkelverteilungen werden die einzelnen Multipolbeiträge am Gesamtwirkungsquerschnitt bestimmt.

Im vorliegenden Experiment wurde der Azimutalwinkel ϕ_x zu 225° gewählt, so daß der TT -Interferenzterm verschwindet. Mit Hilfe des Siegert-Theorems [50] läßt sich abschätzen, daß der transversale Anteil am Wirkungsquerschnitt für die vorliegenden Kinematiken nur zwischen 2% und 5% beträgt. Der LT -Interferenzterm

äußert sich vor allem in einer Verschiebung der Winkelverteilung. Für die vorliegenden Daten beträgt diese Verschiebung jedoch weniger als 3° , so daß auch dieser Term vernachlässigt werden kann. In sehr guter Näherung ist daher der Wirkungsquerschnitt alleine durch den ersten, longitudinalen Term gegeben. Der dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt ist somit proportional zu einer Winkelverteilung, die durch die Winkelkorrelationskoeffizienten A_l festgelegt ist, und es gilt folgende Entwicklung:

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_e dE_x d\Omega_x^*} \propto W(\theta_x^*) = \sum_l A_l P_l(\cos \theta_x^*) \quad (4.4)$$

mit den Koeffizienten A_l , die in der sogenannten *Static Limit Resonance Approximation* für den Fall eines $J^\pi = 0^+$ -Targets [49] geschrieben werden können als

$$A_l = \sum_{\substack{LL',JJ' \\ S}} A'_l(S; LJ; L'J') (C_{LJ} e^{i\delta_{LJ}})^* (C_{L'J'} e^{i\delta_{L'J'}}) . \quad (4.5)$$

Dabei ist

$$\begin{aligned} A'_l(S; LJ; L'J') &= [l]^2 [J] [J'] [L] [L'] (-1)^S \\ &\times \left\{ \begin{matrix} J & J' & l \\ L' & L & S \end{matrix} \right\} \begin{pmatrix} L & L' & l \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J & J' & l \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\ &\times \frac{1}{2} \left(1 + (-1)^l \pi_J \pi_{J'} \right) \frac{1}{2} \left(1 + (-1)^{L+J} \right) \frac{1}{2} \left(1 + (-1)^{L+J'} \right) , \end{aligned} \quad (4.6)$$

wobei $[j] = \sqrt{2j+1}$.

Die Größe

$$C_{LJ} e^{i\delta_{LJ}} = (-i)^J \langle LS|J \rangle \frac{\left(\frac{\Gamma_J}{2\pi}\right)^{\frac{1}{2}}}{\omega - \omega_J + i\frac{\Gamma_J}{2}} \langle J||\hat{M}_J||0 \rangle \quad (4.7)$$

ist die Amplitude und Phase für das Produkt aus dem longitudinalen Übergangsmatrixelement und dem Überlapp zwischen der Resonanz J und dem Zerfallskanal (LS). J steht für den Drehimpuls der intermediären Resonanz; L und S sind der relative Bahndrehimpuls und der Gesamtspin des aus Emissionsteilchen und Restkern bestehenden Systems. Der Entwicklungsparameter l kann als derjenige Drehimpuls verstanden werden, zu dem zwei interferierende Resonanzen J , J' koppeln. Gleichung (4.4) ist somit die Entwicklung nach Eigenfunktionen zum Drehimpuls l . Die Symbole in den runden bzw. geschweiften Klammern sind

Wignersche $3j$ - bzw. $6j$ -Symbole. In den Koeffizienten A_l sind bereits die Paritätsauswahlregeln für elektrische Multipolübergänge eingefügt.

Da aufgrund des Formfaktorverlaufs und früherer Messungen nur ein geringer Anteil an E3-Stärke zu erwarten ist, genügt für eine Beschreibung der Winkelverteilung eine Entwicklung bis $l = 4$, d.h. es tragen nur die Resonanzen E0, E1 und E2 zum Wirkungsquerschnitt bei. Die Winkelkorrelationskoeffizienten A_l enthalten somit die vollständige Information über die Interferenzen der elektrischen Übergänge der Multipolaritäten $J = 0, 1, 2$.

In Tab. 4.2 sind sowohl für den α_0 -Kanal ($S = 0$) als auch für den α_1 -Kanal ($S = 2$) zu jeder Resonanz J die nach der Paritätsauswahlregel möglichen Werte für L aufgeführt.

$^{40}\text{Ca}(e, e'\alpha_0)$	L	J	$^{40}\text{Ca}(e, e'\alpha_1)$	L	J
$S = 0$	0	0	$S = 2$	2	0
	1	1		1, 3	1
	2	2		0, 2, 4	2

Tabelle 4.2: Mögliche Kombinationen von S , L und J für die Reaktionen $^{40}\text{Ca}(e, e'\alpha_0)$ und $^{40}\text{Ca}(e, e'\alpha_1)$.

Im α_0 -Zerfallskanal ($S = 0$) vereinfacht sich die Winkelverteilung weiter, da nur noch eine Partialwelle für jede Resonanz auftritt ($J = L$). Die Winkelverteilung ist dann einfach das Betragsquadrat einer Linearkombination von Einzelamplituden

$$W(\theta_x^*) = \left| \sum_{J=0}^2 [J] C_J e^{i\delta_J} P_J(\cos \theta_x^*) \right|^2 = \sum_{l=0}^4 A_l P_l(\cos \theta_x^*) . \quad (4.8)$$

Ziel der nun folgenden Multipolanalyse der gemessenen Winkelverteilungen ist es, für jedes Anregungsenergieintervall aus den durch Anpassung der Entwicklung (4.4) gewonnenen Winkelkorrelationskoeffizienten die einzelnen Anteile für E0-, E1- und E2-Stärke sowie die relativen Phasen zu extrahieren. Die sich für den α_0 - und α_1 -Kanal ergebenden Gleichungssysteme für die unbekanntenen Amplituden und Phasen sowie ihre Lösungen sind im Anhang A aufgeführt.

Im α_0 -Kanal läßt sich das Gleichungssystem mit der Wahl $e^{i\delta_0} = 1$ eindeutig nach den fünf Unbekannten C_0^2 , C_1^2 , C_2^2 , $\delta^{10} \equiv \delta_1 - \delta_0$ und $\delta^{20} \equiv \delta_2 - \delta_0$ auflösen. Wie im Anhang ersichtlich ist, wird C_2^2 eindeutig durch den Koeffizienten A_4 festgelegt, während sich für C_0^2 eine kubische Gleichung ergibt, so daß für C_0^2 , C_1^2 und

die beiden relativen Phasen in der Regel drei reelle, mathematisch gleichwertige Lösungen existieren. Von diesen ist jedoch eine Lösung unphysikalisch, da sie $C_1^2 < 0$ liefert [32, 33]. Die beiden anderen sind durch ein stark unterschiedliches E0/E1-Verhältnis gekennzeichnet, wobei nach der Argumentation in [15] diejenige Lösung vorzuziehen ist, bei der die E0-Stärke gegenüber dem E1-Anteil überwiegt.

Im α_1 -Kanal ist die Situation wesentlich komplizierter. Durch die verschiedenen möglichen L -Kanäle gibt es nach der Wahl einer Bezugsphase immer noch elf Unbekannte, d.h. sechs Amplituden und fünf relative Phasen. Für eine Bestimmung der Stärkeanteile sind daher zusätzliche Annahmen erforderlich, um die Zahl der Variablen auf fünf zu reduzieren.

Dazu wird angenommen, daß die Verzweungsverhältnisse beim Zerfall einer Resonanz J über verschiedene L -Kanäle durch die Transmissionskoeffizienten T_L für die Reaktion $^{40}\text{Ca} \rightleftharpoons ^{36}\text{Ar} + \alpha$ festgelegt sind, so daß

$$C_{LJ}^2 = \alpha_L C_J^2 \quad , \quad \text{mit} \quad \alpha_L = \frac{T_L}{\sum_{\text{erlaubte } L} T_L} . \quad (4.9)$$

Explizit lauten die verwendeten Parameter α_L :

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= \frac{T_0}{T_0 + T_2 + T_4} & \alpha_1 &= \frac{T_1}{T_1 + T_3} \\ \alpha_2 &= \frac{T_2}{T_0 + T_2 + T_4} & \alpha_3 &= \frac{T_3}{T_1 + T_3} \\ \alpha_4 &= \frac{T_4}{T_0 + T_2 + T_4} \end{aligned} \quad (4.10)$$

Die so reduzierten Amplituden C_J sind somit ein Maß für die gesamte EJ-Stärke, die sich über die möglichen L -Kanäle mit den Wichtungsfaktoren α_L verteilt. Die Transmissionskoeffizienten T_L werden mit dem Programm CASCADE [52] als Funktion der Anregungsenergie berechnet, wobei ein optisches Potential für das System $\alpha + ^{36}\text{Ar}$ nach [53] zugrundegelegt wird. Die Verwendung dieses Zerfallsmodells stellt noch keine einschränkende Annahme über den Reaktionsmechanismus hinsichtlich direkten oder statistischen Zerfalls dar, da in beiden Fällen Transmissionskoeffizienten in die Rechnung eingehen. Allerdings wären bei einem direkten Zerfallsmechanismus Modifikationen der einzelnen Kanäle durch Struktureffekte möglich.

Am Verlauf der α_L als Funktion der Anregungsenergie in Abb. 4.4 ist zu erkennen, daß auch die Beiträge mit $L = 3, 4$ schon bei relativ kleinen Anregungsenergien nicht mehr zu vernachlässigen sind. Ab etwa $E_x = 15$ MeV gehen die Transmissionskoeffizienten gegen eins, so daß die Wichtungsfaktoren α_L ihren Grenzwerten für hohe Energie bereits sehr nahekommen.

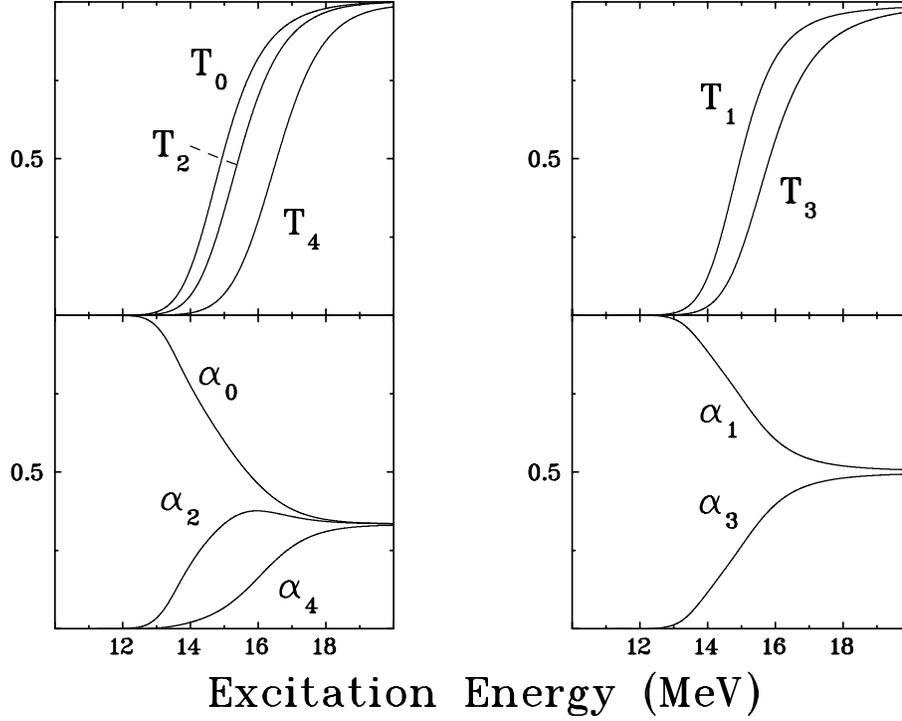


Abb. 4.4: Transmissionskoeffizienten T_L und Wichtigkeitsfaktoren α_L .

Die Zahl der unbekanntenen Amplituden ist somit um drei reduziert. Des weiteren muß die Zahl der unbekanntenen Phasen ebenfalls um drei reduziert werden. Leider gibt es hier zunächst keine Modelle, die man zur Festlegung von drei relativen Phasen heranziehen könnte. In einem ersten Versuch wurde angenommen, daß die gesamte Phaseninformation in dem Faktor steckt, der die Anregung beschreibt, so daß für eine betrachtete Resonanz J die Phasen für die möglichen L -Kanäle alle gleich sind, d.h. man setzt $\delta_{LJ} - \delta_{L'J} = 0^\circ$ bzw. $e^{i(\delta_{LJ} - \delta_{L'J})} = 1$. Es hat sich jedoch gezeigt, daß das resultierende Gleichungssystem ausschließlich unphysikalische Lösungen, d.h. negative Werte für C_0^2 und C_1^2 über den gesamten untersuchten Anregungsenergiebereich besitzt. Dies liegt rein numerisch betrachtet insbesondere daran, daß der resultierende Koeffizient vor C_2^2 in der letzten Bestimmungsgleichung des Systems (A.8) aufgrund der alternierenden Einzelbeiträge zu klein wird, weswegen die daraus bestimmte E2-Stärke so stark anwächst, daß nur negative Lösungen für C_0^2 und C_1^2 möglich sind. Ferner werden die Vorfaktoren in den Interferenzgleichungen für A_1 und A_3 ebenfalls wegen der alternierenden Vorzeichen so klein, daß es keine reellen Lösungen für die Phasendifferenzen δ^{10} und δ^{20} gibt. In einem zweiten Versuch einer Phasenfestlegung wurde daher versucht, die drei Phasendifferenzen $\delta_{LJ} - \delta_{L'J}$ so zu wählen, daß sich vorwiegend einheitliche Vorzeichen in den Einzelbeiträgen zu den resultierenden Koeffizienten

ergeben. Dies ist genau dann der Fall, wenn man die Wahl

$$e^{i(\delta_{LJ}-\delta_{L'J})} = i^{(L-L')} \quad (4.11)$$

trifft. Da für den Zerfall der Resonanz J in zwei benachbarte L -Kanäle $L - L' = 2$ gilt, ergibt sich somit jeweils eine Phasendifferenz von 180° , die den Zerfall kennzeichnet.

Nach dieser Festlegung werden die Phasen δ_{LJ} umbenannt in δ_J , die nun als $\delta_0 := \delta_{20}$, $\delta_1 := \delta_{11}$ und $\delta_2 := \delta_{02}$ definiert sind. Das Gleichungssystem (4.12) hat jetzt nur noch fünf Unbekannte C_0^2 , C_1^2 , C_2^2 , $\delta^{10} \equiv \delta_1 - \delta_0$ und $\delta^{20} \equiv \delta_2 - \delta_0$ und lautet

$$\begin{aligned}
A_0 &= C_0^2 + C_1^2 + C_2^2 \\
A_1 &= \left[-2\sqrt{\frac{6}{5}}\sqrt{\alpha_1} - \frac{6}{5}\sqrt{5}\sqrt{\alpha_3} \right] C_0 C_1 \cos \delta^{10} \\
&\quad + \left[-2\sqrt{\frac{6}{5}}\sqrt{\alpha_0\alpha_1} - \frac{6}{5}\sqrt{\frac{7}{3}}\sqrt{\alpha_1\alpha_2} \right. \\
&\quad \quad \left. - \frac{6}{5}\sqrt{\frac{2}{7}}\sqrt{\alpha_2\alpha_3} - \frac{12}{5}\sqrt{\frac{10}{7}}\sqrt{\alpha_3\alpha_4} \right] C_1 C_2 \cos (\delta^{20} - \delta^{10}) \\
A_2 &= \left[\frac{1}{5}\alpha_1 + \frac{6}{5}\sqrt{6}\sqrt{\alpha_1\alpha_3} + \frac{4}{5}\alpha_3 \right] C_1^2 \\
&\quad + \left[2\sqrt{\frac{10}{7}}\sqrt{\alpha_0\alpha_2} - \frac{15}{49}\alpha_2 + \frac{24}{49}\sqrt{\alpha_2\alpha_4} + \frac{50}{49}\alpha_4 \right] C_2^2 \\
&\quad + \left[2\sqrt{\alpha_0} + 2\sqrt{\frac{10}{7}}\sqrt{\alpha_2} + 6\sqrt{\frac{2}{7}}\sqrt{\alpha_4} \right] C_0 C_2 \cos \delta^{20} \\
A_3 &= \left[-\frac{6}{5}\sqrt{\frac{3}{7}}\sqrt{\alpha_1\alpha_2} - \frac{12}{5}\sqrt{\frac{15}{7}}\sqrt{\alpha_1\alpha_4} - \frac{6}{5}\sqrt{5}\sqrt{\alpha_0\alpha_3} \right. \\
&\quad \quad \left. - \frac{24}{5}\sqrt{\frac{2}{7}}\sqrt{\alpha_2\alpha_3} - \frac{6}{5}\sqrt{\frac{10}{7}}\sqrt{\alpha_3\alpha_4} \right] C_1 C_2 \cos (\delta^{20} - \delta^{10}) \\
A_4 &= \left[6\sqrt{\frac{2}{7}}\sqrt{\alpha_0\alpha_4} + \frac{36}{49}\alpha_2 + \frac{60}{49}\sqrt{5}\sqrt{\alpha_2\alpha_4} + \frac{27}{7}\alpha_4 \right] C_2^2
\end{aligned} \quad (4.12)$$

Die Gleichungen haben für den α_1 -Kanal die gleiche Struktur wie im α_0 -Kanal [siehe Gl. (A.1, A.2)], nur die Koeffizienten der einzelnen Terme unterscheiden

sich. Bemerkenswert ist, daß alle Vorfaktoren in den Termen für die Winkelkorrelationskoeffizienten A_1 und A_3 im α_0 -Kanal positiv und im α_1 -Kanal negativ sind. Die beiden Winkelkorrelationskoeffizienten A_1 und A_3 sind gerade ein Maß für die Interferenzen $E0/E1$ und $E1/E2$ und äußern sich in der Asymmetrie der Winkelverteilung um $\theta_x^* = 90^\circ$. Dies verdeutlicht ein Beispiel in Abb. 4.5 für den angegebenen Streuwinkel und Anregungsenergiebereich, wo im α_0 -Kanal das Maximum der Winkelverteilung bei $\theta_x^* = 0^\circ$ größer ist als bei $\theta_x^* = 180^\circ$, während die Situation im α_1 -Kanal bei denselben Werten für Streuwinkel und Anregungsenergiebereich genau umgekehrt ist. Vergleicht man alle Winkelverteilungen für

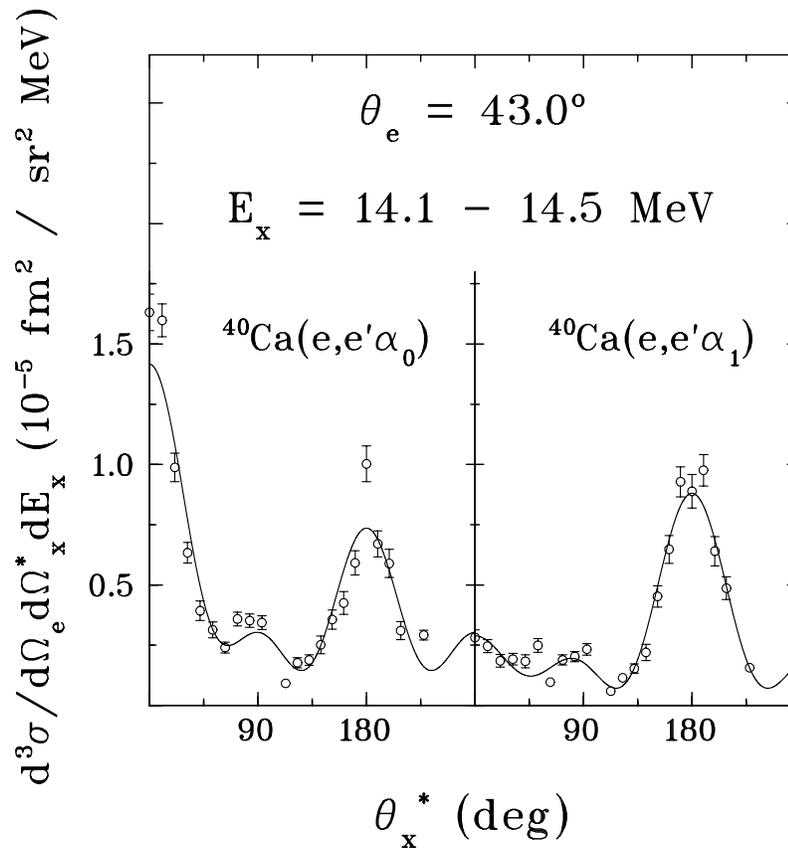


Abb. 4.5: Vergleich zweier Winkelverteilungen für $^{40}\text{Ca}(e,e'\alpha_0)$ und $^{40}\text{Ca}(e,e'\alpha_1)$ im gleichen Anregungsenergieintervall. Es ist jeweils ein Legendre-Polynom nach Gleichung (4.4) bis zur vierten Ordnung an die Daten angepaßt.

den α_0 - und α_1 -Kanal (siehe Abb. B.1 – B.6), so ist der Vorzeichenwechsel in den Interferenztermen systematisch über den gesamten Anregungsenergiebereich erkennbar. Der Ansatz (4.11) erfährt somit eine empirische Unterstützung durch den Verlauf der Daten.

4.4 Ergebnisse

Mit den getroffenen Annahmen für die Verzweigungsverhältnisse beim Zerfall der Resonanzen und mit den Phasenfestlegungen konnten die Winkelverteilungen der Reaktion $^{40}\text{Ca}(e,e'\alpha_1)$ in einem Anregungsenergiebereich von 12.5 – 19 MeV für $\theta_e = 22.0^\circ$ und von 12.5 – 21 MeV für $\theta_e = 31.4^\circ, 43.0^\circ$ für eine Kanalbreite von 100 keV konsistent ausgewertet werden. Außerhalb dieses Energiebereiches war entweder die Statistik zu gering, oder es trat der Fall ein, daß das Gleichungssystem (4.12) keine sinnvollen physikalischen Lösungen hatte. Diejenigen Energiekanäle, bei denen die Entfaltung keine Lösungen hatte, wurden von der Darstellung ausgeschlossen. Insbesondere im unteren Anregungsenergiebereich bis 14 MeV für $\theta_e = 31.4^\circ$ sowie bis 14.5 MeV für $\theta_e = 22.0^\circ, 43.0^\circ$ ergibt das Entfaltungsverfahren numerisch zu große Werte für den E2-Anteil, so daß negative Werte für die E0- und E1-Anteile des Wirkungsquerschnitts resultieren. Betrachtet man den Verlauf der Transmissionskoeffizienten in diesem Bereich (s. Abb. 4.4), so wird erkennbar, daß dort im wesentlichen nur der Koeffizient T_0 von null verschieden ist, d.h. nur ein Zerfall mit $L = 0$ ist hier möglich. Im α_1 -Kanal kann aber nur die Quadrupolresonanz mit $L = 0$ zerfallen, so daß der gesamte Wirkungsquerschnitt im niederenergetischen Bereich bis 14 bzw. 14.5 MeV dem E2-Anteil zugeordnet werden kann.

Bei der Auflösung des Gleichungssystems (4.12) wird C_2^2 wiederum durch den Koeffizienten A_4 festgelegt. Für C_0^2 ergibt sich abermals eine kubische Gleichung, die qualitativ das gleiche Lösungsverhalten wie im α_0 -Kanal zeigt. Im untersuchten Anregungsenergiebereich gibt es jeweils drei reelle Lösungen für C_0^2 , von denen eine zu einem unphysikalischen, negativen C_1^2 führt. Die beiden anderen Lösungen zeigen wie im α_0 -Kanal ein unterschiedliches E0/E1-Verhältnis. In Abb. 4.6 wird deutlich, daß für die erste Lösung ein kleines E0/E1-Verhältnis vorliegt, während in der zweiten Lösung der E0-Anteil gegenüber dem E1-Anteil am Wirkungsquerschnitt überwiegt. Für die Entscheidung, welche der beiden Lösungen zu bevorzugen ist, gelten ähnliche Argumente wie für den α_0 -Kanal.

Der Zerfall der (isovektoriellen) Dipolriesenresonanz ($DRR, J^\pi = 1^-, T = 1$) in den ersten angeregten Zustand von $^{36}\text{Ar}^*$ ($J^\pi = 2^+, T = 0$) unter Emission eines α -Teilchens ($T = 0$) ist aufgrund der Erhaltung des Isospins verboten. Es kommt für den beobachteten E1-Anteil daher nur der Zerfall von ($1^-, T = 0$)-Zuständen in Betracht, die bei Elektronenstreuung mit kleinen Impulsüberträgen jedoch nur schwach angeregt werden. Aufgrund der Isospinerhaltung sollte somit nur wenig Dipolanteil am Gesamtwirkungsquerschnitt im Vergleich zum Monopolanteil erwartet werden. Die zweite Lösung ist daher als die physikalisch richtige vorzuziehen.

In den Abbildungen 4.7 – 4.9 sind die Ergebnisse der Entfaltungen im α_1 -Kanal für die drei Elektronenstreuwinkel $\theta_e = 22.0^\circ, 31.4^\circ$ und 43.0° dargestellt. In den 4π -integrierten Spektren zeigt sich eine Überhöhung zwischen 14 und 15 MeV, am

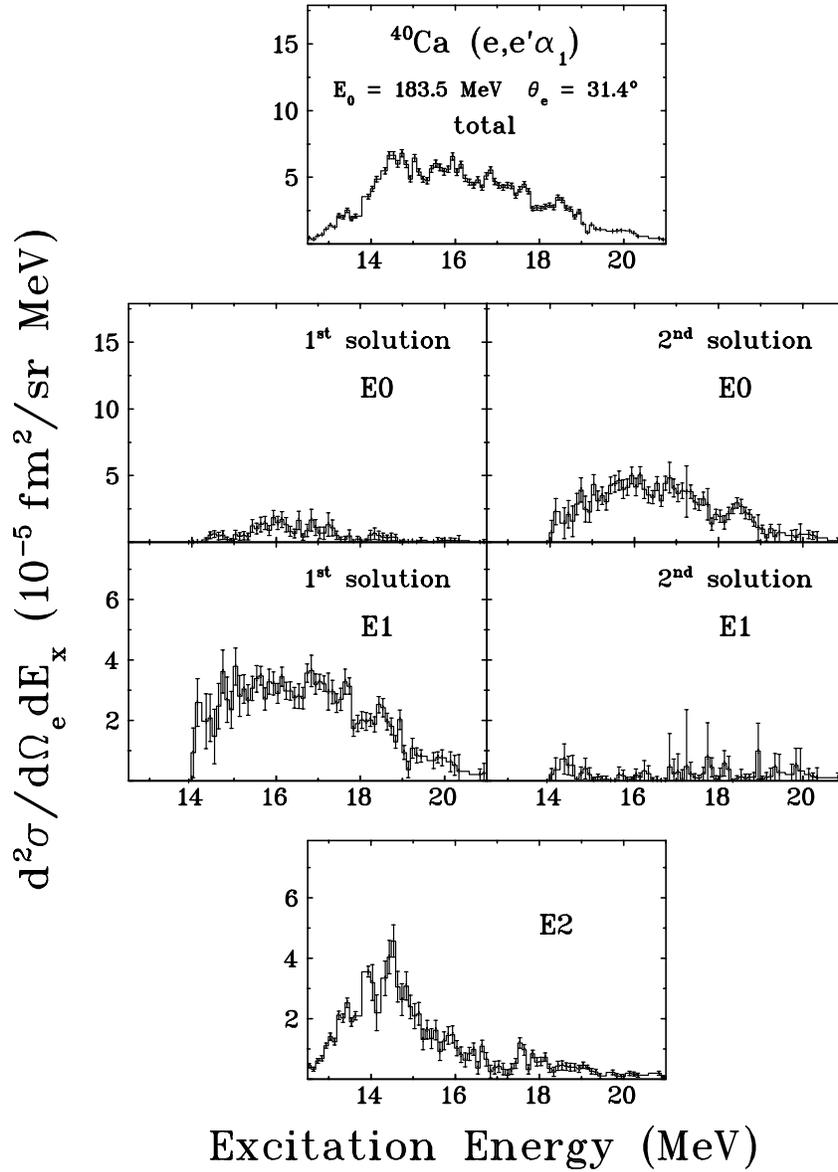


Abb. 4.6: Vergleich der beiden möglichen Lösungen für die Multipolentfaltung bei $\theta_e = 31.4^\circ$.

deutlichsten sichtbar für $\theta_e = 43.0^\circ$. Es findet sich ein großer E0-Anteil vor allem um 16 MeV. Dagegen wird der E2-Anteil am Wirkungsquerschnitt in einem breiten Maximum um 14 MeV lokalisiert. Im unteren Anregungsenergiebereich überwiegt der E2-Anteil, ab etwa 15 - 16 MeV jedoch dominiert der E0-Anteil deutlich über den E2-Anteil. Weiter verteilt sich ein geringer E1-Anteil des Wirkungsquer-

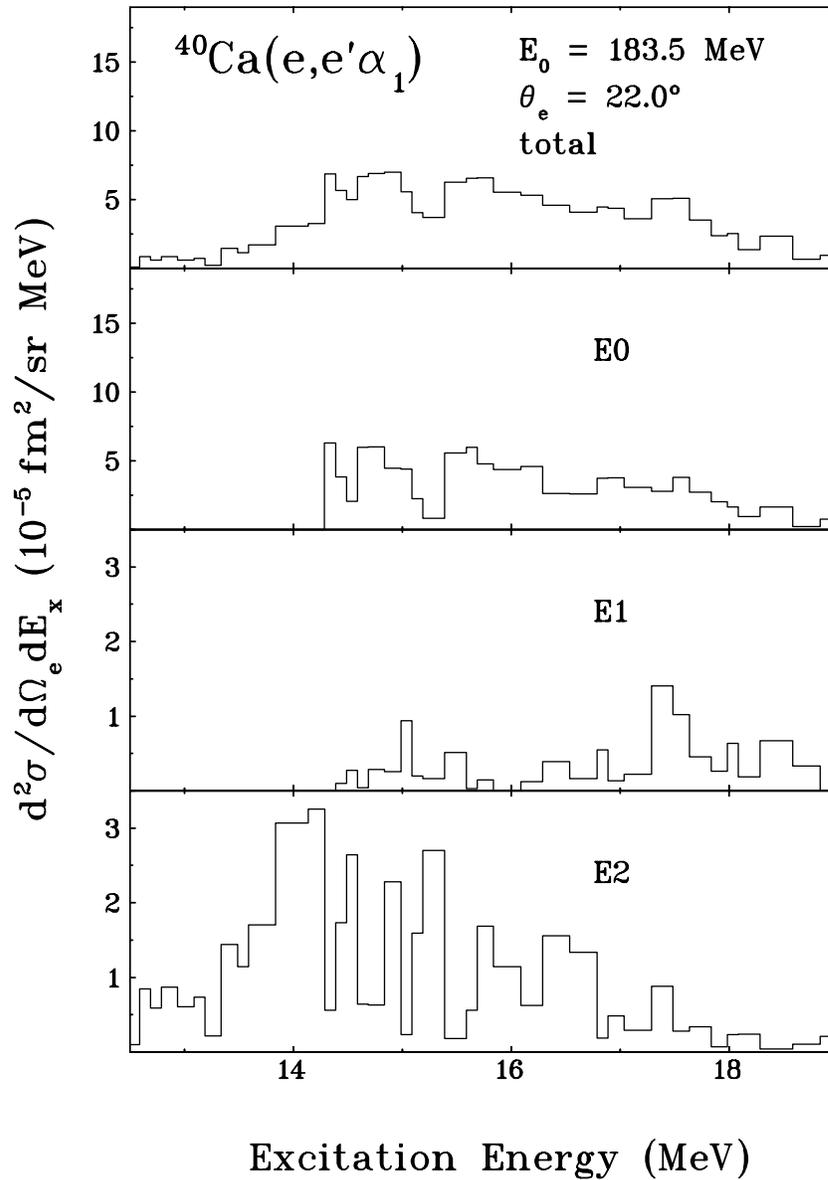


Abb. 4.7: Entfaltung für $\theta_e = 22.0^\circ$.

schnitts über den gesamten Anregungsenergiebereich; die Spektren haben generell große statistische Fehler.

Aufgrund der restriktiven Voraussetzungen – es wurden von elf Unbekannten sechs durch Modellannahmen festgelegt – ist die absolute Höhe des Quadrupolanteils stark modellabhängig. Die Lösung für C_2^2 hängt im unteren Energiebereich emp-

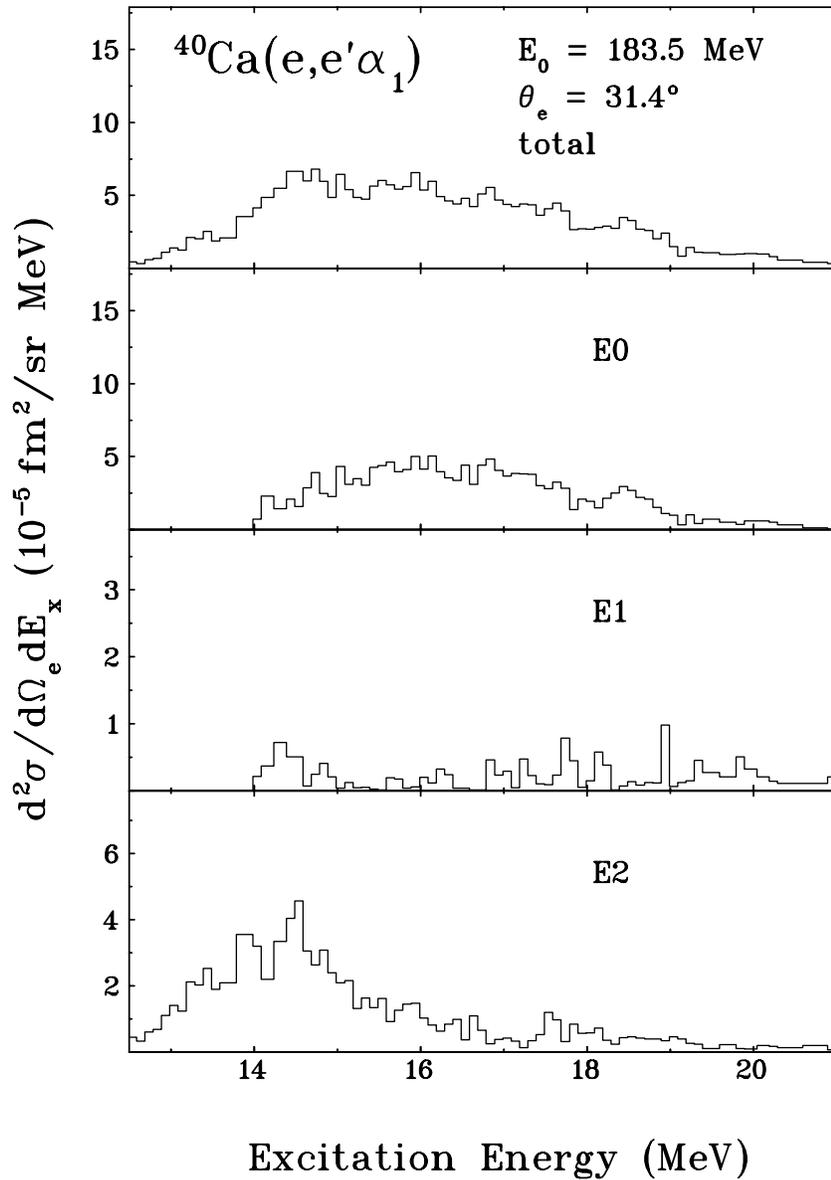


Abb. 4.8: Entfaltung für $\theta_e = 31.4^\circ$.

findlich vom Verlauf der Wichtungsfaktoren α_L ab, solange die Transmissionskoeffizienten noch nicht gegen eins gehen. Der Einfluß der getroffenen Phasenwahl (Gl. 4.11) auf die Höhe des E2-Anteils ist eher gering, dagegen hängt bereits die Existenz von Lösungen für C_0^2 , C_1^2 , δ^{10} und δ^{20} empfindlich von der Phasenfestlegung ab.

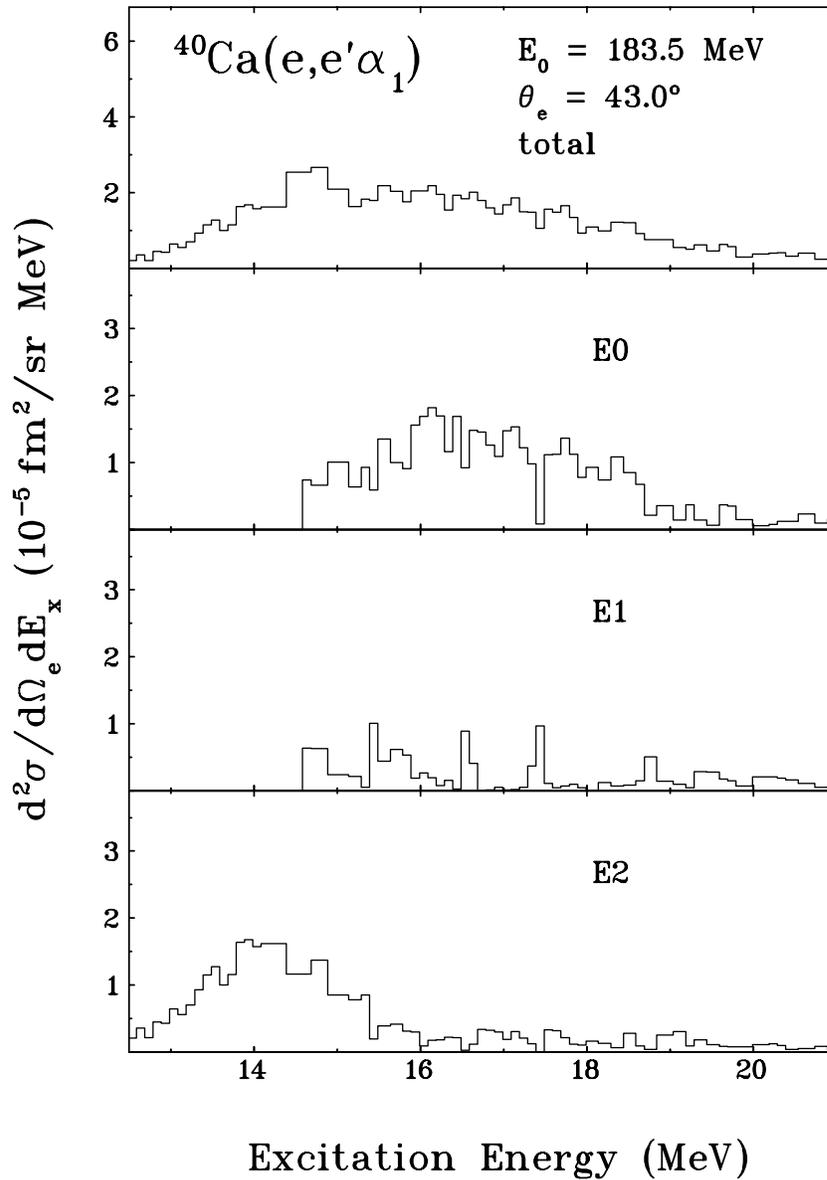


Abb. 4.9: Entfaltung für $\theta_e = 43.0^\circ$.

Neben der Entfaltung der einzelnen Multipolanteile liefert das Auswerteverfahren noch die Information über die beiden Phasendifferenzen δ^{10} und δ^{20} . Mit δ^{10} ist die relative Phase zwischen E1- und E0-Übergängen bezeichnet, δ^{20} ist die relative Phase zwischen E2 und E0. Während Phasendifferenzen von 0° bzw. 180° auf maximale Interferenz zwischen den Multipolaritäten hinweisen, bedeutet eine Phasendifferenz von 90° eine inkohärente Überlagerung der Zustände. Die

Ergebnisse für δ^{10} und δ^{20} sind für die drei Elektronenstreuwinkel in Abb. 4.10 aufgeführt. Abgesehen von den stark fehlerbehafteten Ergebnissen bei $\theta_e = 22.0^\circ$ ist bei den beiden anderen Winkeln eine Tendenz zu erkennen. So liegt δ^{10} zwischen 15 und 17 MeV deutlich über 90° , ist außerhalb dieses Intervalls jedoch im Rahmen der großen Fehler mit 90° verträglich. Die Werte für δ^{20} streuen bis etwa 16 MeV um 90° , ehe sie anschließend signifikant unter 90° absinken. Offenbar führt die im höherenergetischen Teil der Spektren steigende Zustandsdichte

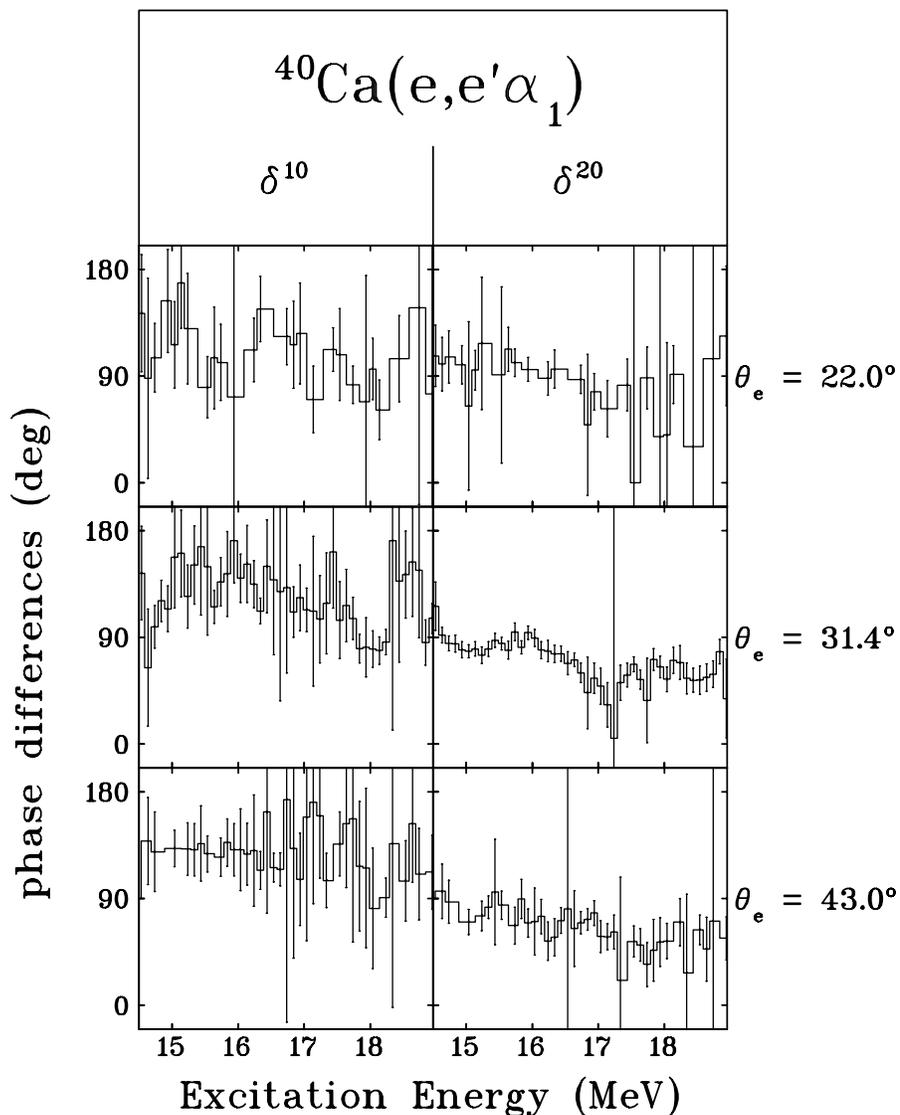


Abb. 4.10: Phasendifferenzen zwischen E1 und E0 (links) sowie zwischen E2 und E0 (rechts) bei den drei Elektronenstreuwinkeln.

zu einer zunehmenden Interferenz der 0^+ - und 2^+ -Zustände der entsprechenden Resonanzen.

Durch Integration der entfalteten Spektren in einem Energiebereich von 12.5 - 19 MeV und Normierung auf den Mott-Wirkungsquerschnitt erhält man die experimentellen Formfaktoren für die drei Multipolaritäten:

$$|F_{EJ}(q)|^2 = \frac{1}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_e}\right)_{\text{Mott}}(q)} \int_{12.5 \text{ MeV}}^{19 \text{ MeV}} \frac{d^2\sigma}{d\Omega_e dE_x}(q, E_x) dE_x \quad (4.13)$$

Abb. 4.11 zeigt die Höhenanpassung eines von Kamerdzhiev et al. berechneten DWBA-E2(E0)-Formfaktors [57] an die experimentellen Meßpunkte für E0 und

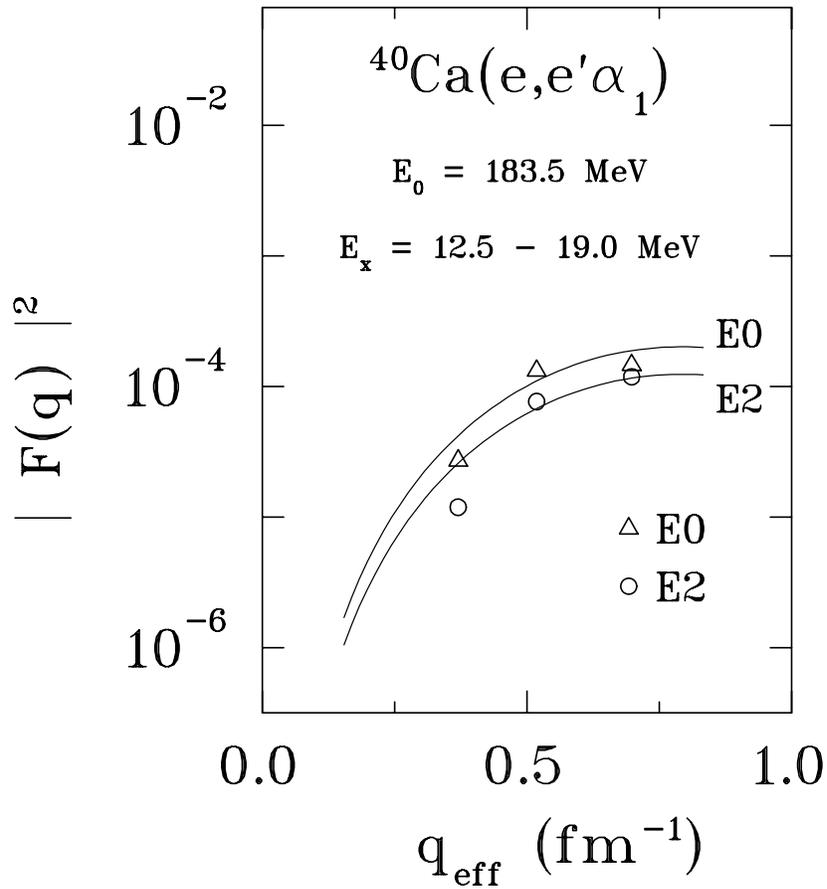


Abb. 4.11: Anpassung eines von Kamerdzhiev berechneten E2(E0)-Formfaktors an die Meßpunkte für E0 und E2.

E2. Dabei zeigt sich, daß der E0-Beitrag zum Wirkungsquerschnitt über den E2-Anteil insgesamt dominiert. Dagegen sind im α_0 -Kanal beide Beiträge von gleicher Größenordnung [15, 16]. Ein weiteres Ergebnis ist der offenbar steilere Verlauf des experimentellen E2-Formfaktors gegenüber dem E0-Formfaktor bei kleinen Impulsüberträgen. Diese Tendenz wurde bereits in [15, 16] für den α_0 -Kanal beobachtet.

In Abb. 4.12 ist die Anpassung eines ($\Delta T = 0$)- und eines ($\Delta T = 1$)-E1-Formfaktors nach [54] an die Meßpunkte dargestellt. Der Formfaktor für $\Delta T = 1$ stimmt nur schlecht mit dem Verlauf der Meßpunkte überein, die als Funktion von q_{eff} wesentlich steiler ansteigen. Dagegen beschreibt der ($\Delta T = 0$)-Formfaktor den Verlauf der Daten sehr gut. Der beobachtete E1-Anteil am Wirkungsquerschnitt stammt somit vorwiegend von ($1^-, T = 0$)-Zuständen.

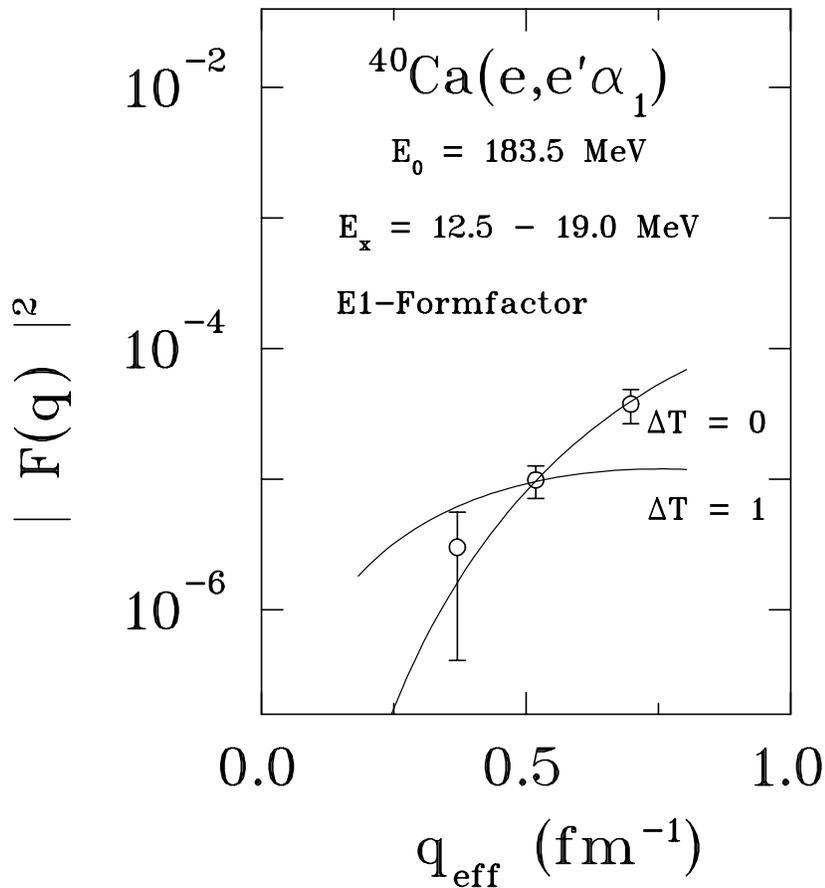


Abb. 4.12: Anpassung eines ($\Delta T = 0$)- und eines ($\Delta T = 1$)-E1-Formfaktors an die Meßpunkte. Der hier beobachtete E1-Wirkungsquerschnitt stammt nicht von isovektoriellen ($\Delta T = 1$), sondern von isoskalaren ($\Delta T = 0$)-Übergängen.

Durch Extrapolation des Formfaktors zum Photonenpunkt ($q = k$) erhält man die reduzierte Übergangsstärke

$$B(EJ) = \frac{((2J+1)!!)^2}{k^{2J}} \frac{Z^2}{4\pi} |F_{EJ}(q=k)|^2 \quad (4.14)$$

für den Übergang der Multipolarität J [51].

Mit den ermittelten reduzierten Übergangsstärken und Formfaktoren lassen sich die Spektren für jede Multipolarität neu skalieren, und man erhält die $B(EJ)$ -Stärkeverteilung als Funktion der Anregungsenergie

$$\frac{dB(EJ)}{dE_x}(E_x) = \frac{B(EJ)}{|F_{EJ}(q)|^2} \frac{1}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_e}\right)_{\text{Mott}}(q)} \frac{d^2\sigma}{d\Omega_e dE_x}(q, E_x) \quad (4.15)$$

für jeden der drei Elektronenstreuwinkel. Die Verteilungen sind nun nicht mehr von q abhängig und lassen sich daher für jede Multipolarität fehlergewichtet zusammenfassen. Abb. 4.13 zeigt die so erhaltenen Stärkeverteilungen für $J = 0, 1, 2$. Im dritten Diagramm der Abb. 4.13 ist die entfaltete E2-Stärkeverteilung sowohl für die Phasenwahl $\delta_{LJ} - \delta_{L'J} = 0^\circ$ (oberes, schraffiertes Histogramm) als auch für $\delta_{LJ} - \delta_{L'J} = 180^\circ$ (unteres Histogramm) zur Verdeutlichung der beiden Extremfälle dargestellt. Bei der Phasendifferenz 0° interferieren benachbarte L -Kanäle konstruktiv, bei 180° destruktiv. Wie bereits oben erwähnt, verhindert eine rein konstruktive Interferenz der L -Kanäle beim Zerfall der Quadrupolresonanz jedoch die Existenz der übrigen Lösungen und gibt hier nur eine obere Grenze der möglichen E2-Stärke. Aus der Maximalabschätzung für die E2-Stärkeverteilung läßt sich eine untere Grenze für die E0-Stärkeverteilung gewinnen, indem man – unter Vernachlässigung des E1-Anteils – von den 4π -integrierten Spektren den maximalen E2-Anteil am Wirkungsquerschnitt abzieht. Im ersten Diagramm der Abb. 4.13 ist die auf diese Weise ermittelte Minimalabschätzung der E0-Stärkeverteilung für die Phasenwahl $\delta_{LJ} - \delta_{L'J} = 0^\circ$ (unteres, schraffiertes Histogramm) mit dargestellt.

Die Multipolanalyse hat ergeben, daß im α_1 -Kanal die Monopolstärke dominiert. Die Entfaltung für den α_0 -Kanal ergibt eine E0-Stärke von der gleichen Größenordnung. Die im α_1 -Kanal ermittelte Quadrupolstärke ist allerdings geringer als im α_0 -Kanal. Mit den vorliegenden Verteilungen ist der Vergleich mit RPA-Rechnungen für die isoskalaren E0- und E2-Stärkeverteilungen von Kamerzhiev et al. möglich. Dieser mikroskopische Ansatz berücksichtigt die Kopplung an das Kontinuum und an tiefliegende Oberflächenvibrationen in selbstkonsistenter Weise. Darüberhinaus wird der Einfluß von Grundzustandskorrelationen in die Rechnung eingeschlossen, was für eine Erklärung der tiefliegenden E2- bzw. E0-Stärke von entscheidender Bedeutung ist [57]. Danach ist die Fermikante

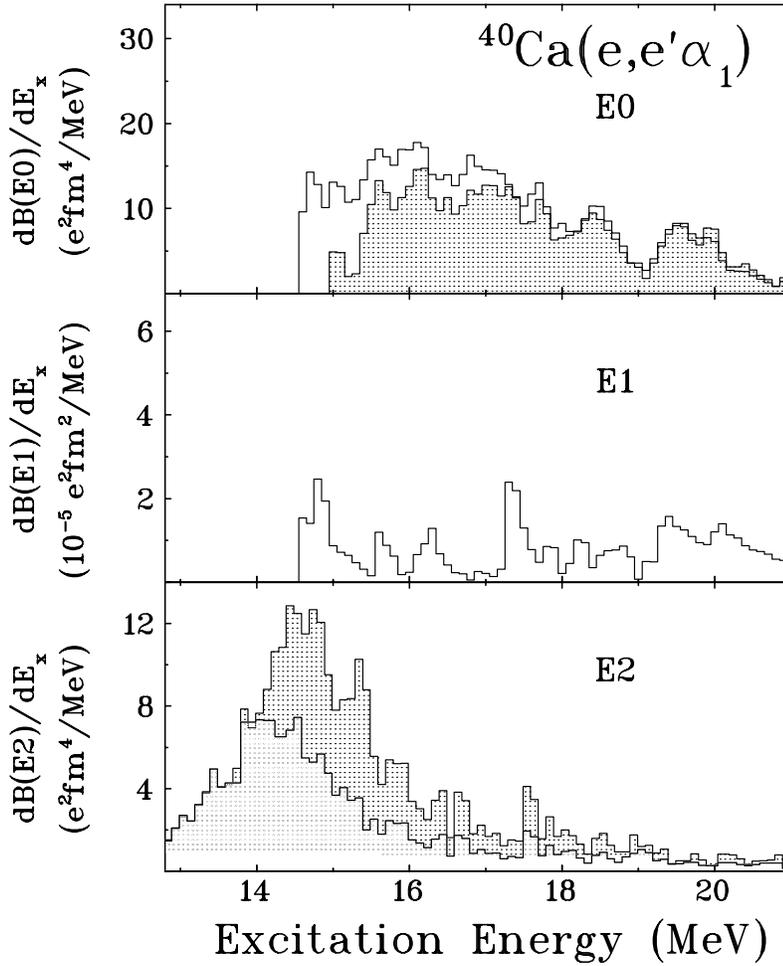


Abb. 4.13: Verteilungen der Stärken $B(EJ)$ für $J = 0, 1, 2$. Die schraffierten E0- und E2-Stärkeverteilungen sind Abschätzungen mit der Phasenwahl $\delta_{LJ} - \delta_{L'J} = 0^\circ$.

des doppelt magischen Kerns aufgeweicht, so daß Teilchen-Loch-Anregungen mit $J^\pi = 0^+$ und 2^+ bereits bei relativ niedriger Anregungsenergie stattfinden können. Um die Rechnungen mit den Ergebnissen für die beiden α -Kanäle vergleichen zu können, werden die theoretischen Stärkeverteilungen – unter der Annahme statistischen Zerfalls der Riesenresonanzen in ^{40}Ca – mit den jeweiligen Verzweungsverhältnissen für den Zerfall in die entsprechenden α -Kanäle multipliziert. Die Verzweungsverhältnisse bei statistischem Zerfall werden mit dem Programm CASCADE [52] als Funktion der Anregungsenergie berechnet. In Abb. 4.14 ist dargestellt, wie sich die theoretischen E0- und E2-Anregungsstärkeverteilungen (durchgezogene Kurven) ändern, wenn sie mit den nach dem statistischen Modell bestimmten Verzweungsverhältnissen für den Zerfall in den α_0 - (gestrichelte Kurven) und den α_1 -Kanal (punktierte Kurven) gewichtet werden. In Abb. 4.15 ist der Vergleich der experimentellen Verteilungen der Stärken $B(E0)$, $B(E2)$ so-

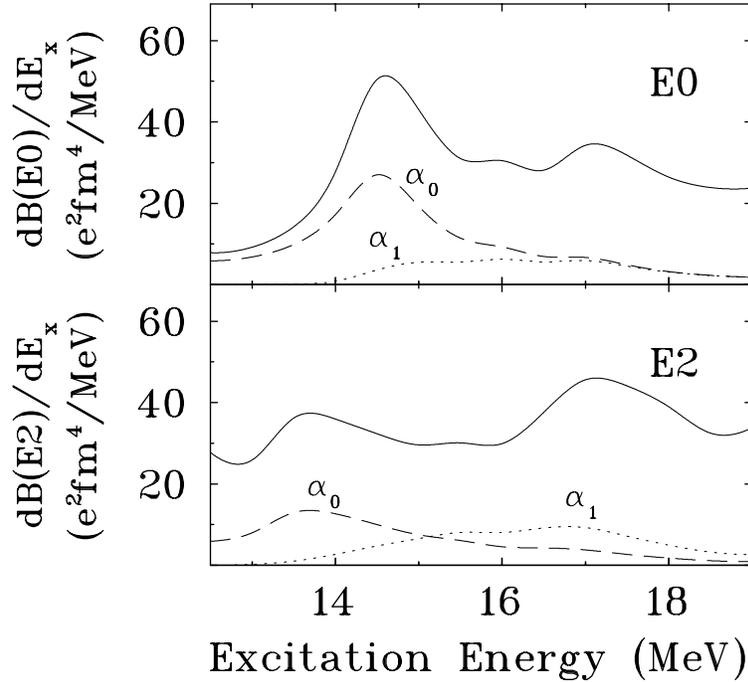


Abb. 4.14: Theoretische Verteilungen der Monopol- und Quadrupolstärke nach Kamerdzhiev et al. [57] (durchgezogene Kurven) sowie nach Multiplikation mit den Verzweigungsverhältnissen für den Zerfall in den α_0 - (gestrichelte Kurven) und den α_1 -Kanal (punktierter Kurven).

wie $B(E2) + \frac{25}{16\pi}B(E0)$ mit dem jeweiligen modifizierten theoretischen Verlauf dargestellt. Dabei sind in den beiden ersten Spalten die α -Kanäle getrennt und in der dritten Spalte zusammengefaßt aufgeführt. Während die experimentellen und theoretischen Verteilungen im α_0 -Kanal sehr gut übereinstimmen, ist dies im α_1 -Kanal nur noch für die zusammengefaßte E2(E0)-Verteilung der Fall. Es wird dagegen wesentlich mehr Monopolstärke beobachtet als die Theorie vorhersagt, während umgekehrt experimentell deutlich weniger Quadrupolstärke ermittelt wird als theoretisch berechnet. Die Abweichungen treten vor allem in den oberen Teilen der Spektren zwischen 15 und 19 MeV auf. Mögliche Ansätze für eine Erklärung der Diskrepanz liefern die folgenden Betrachtungen: Selbst bei einer rein konstruktiven Interferenz der über $L = 0, 2, 4$ zerfallenden 2^+ -Zustände kann der theoretische Verlauf der E0- und E2-Stärkeverteilungen nicht reproduziert werden (vgl. Abb. 4.13). Dagegen wäre aus numerischer Sicht zwischen 15 und 19 MeV mehr E2-Stärke beobachtbar, wenn die Transmissionskoeffizienten langsamer gegen eins gingen. Allerdings ist auch dann kein wesentlicher Unterschied im Verlauf der experimentellen E2-Stärke feststellbar, wenn man bei der Berechnung der

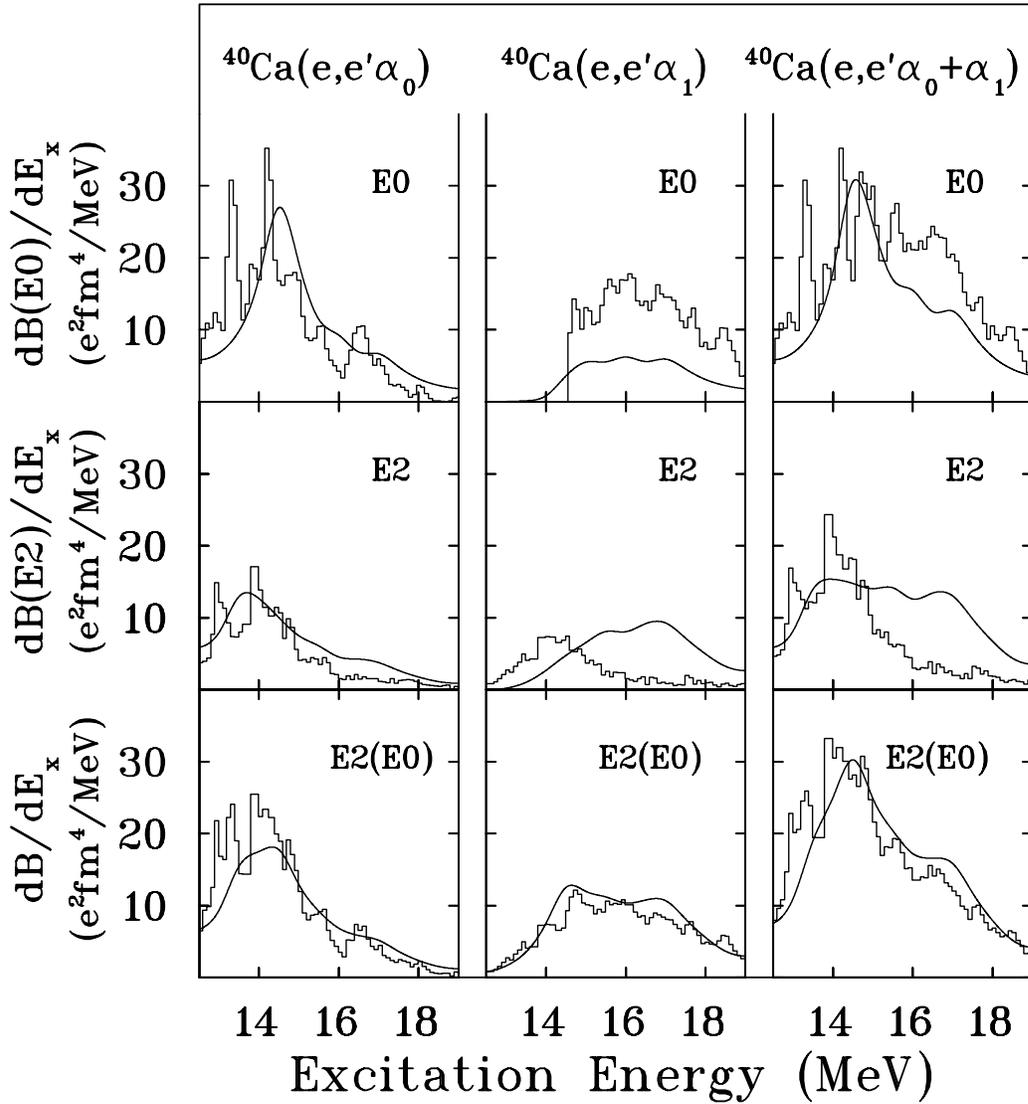


Abb. 4.15: Vergleich der für den α_0 - und α_1 -Kanal ermittelten Stärkeverteilungen mit RPA-Rechnungen von Kamerdzhev et al. [57].

1. Spalte: α_0 -Kanal, 2. Spalte: α_1 -Kanal,
3. Spalte: Summe beider α -Kanäle,
1. Reihe: E0-Stärkeverteilungen, 2. Reihe: E2-Stärkeverteilungen,
3. Reihe: zusammengefaßte E2(E0)-Stärkeverteilungen.

Transmissionskoeffizienten andere optische Potentiale nach [55, 56] verwendet. Da die theoretische Beschreibung der Stärkeverteilungen im α_0 -Kanal und des Summenspektrums E2(E0) im α_1 -Kanal beeindruckend präzise ist, kann die Gültigkeit der mikroskopischen Annahmen nur schwerlich in Zweifel gezogen werden. Die ein-

zige zusätzliche Annahme, die bei der Darstellung in Abb. 4.15 getroffen wurde, besteht darin, daß der Zerfall der Resonanzen in den α_1 -Kanal statistischer Natur sei und man deshalb Verzweungsverhältnisse nach dem statistischen Modell verwenden könne. Möglicherweise besitzt der Zerfallsmechanismus in den ersten angeregten Zustand von ^{36}Ar eine direkte Komponente, die den Zerfall der Monopolresonanz bevorzugt und den der Quadrupolresonanz unterdrückt. Diese Frage kann jedoch mit den vorliegenden Daten nicht abschließend beantwortet werden, vielmehr wären noch genauere Untersuchungen zum Reaktionsmechanismus beim Zerfall der Resonanzen in den α_1 -Kanal erforderlich.

Die energiegewichtete Summenstärke läßt sich bestimmen nach

$$S(EJ)_{exp} = \int_{12.5 \text{ MeV}}^{19 \text{ MeV}} E_x \frac{dB(EJ)}{dE_x}(E_x) dE_x . \quad (4.16)$$

Damit lassen sich die Ausschöpfungen der energiegewichteten Summenregeln (EWSR) angeben, die eine obere Grenze für die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten in einem Kern bei kollektiver Anregung aller Nukleonen darstellen [25]. Tab. 4.3 faßt die ermittelten reduzierten Übergangsstärken $B(EJ)$ und energiegewichteten Summenstärken $S(EJ)$ im α_1 -Kanal für die drei untersuchten Multipolaritäten zusammen.

J	$B(EJ)$	$S(EJ)$	% EWSR
0	57.0 e ² fm ⁴	934.0 e ² fm ⁴ MeV	9.6 %
1	7.5 · 10 ⁻⁵ e ² fm ²	1.2 · 10 ⁻³ e ² fm ² MeV	8.3 · 10 ⁻⁴ %
2	17.1 e ² fm ⁴	253.3 e ² fm ⁴ MeV	2.6 %

Tabelle 4.3: Für das Anregungsenergieintervall 12.5 - 19 MeV ermittelte reduzierte Übergangsstärken $B(EJ)$, energiegewichtete Summenstärken $S(EJ)$ und Ausschöpfungen der Summenregeln für isoskalare Übergänge. Der isoskalare Dipolanteil ist auf die Summenregel für die isovektorielle Dipolresonanz bezogen.

Im α_0 -Kanal werden 10.4 % der energiegewichteten Monopol-Summenstärke ausgeschöpft, so daß sich für die beiden α -Kanäle eine Gesamtausschöpfung von 20.0 % ergibt.

In einem inklusiven $^{40}\text{Ca}(\alpha, \alpha')$ -Experiment [58] wurde im Intervall von 10.5 bis 15.7 MeV eine E0-Ausschöpfung von 23.5 % gemessen. Ein Vergleich dieser Mes-

sung mit dem zusammengefaßten Resultat für die beiden α -Kanäle ist in Abb. 4.16 dargestellt. Die beiden auf völlig verschiedenen Wegen erhaltenen Spektren stimmen sehr gut überein. In beiden Spektren sind die gleichen Strukturen zu erkennen. Auch die Ausschöpfungen der energiegewichteten E0-Summenregel sind in den beiden zusammengefaßten α -Kanälen und dem (α, α') -Experiment von vergleichbarer Größe.

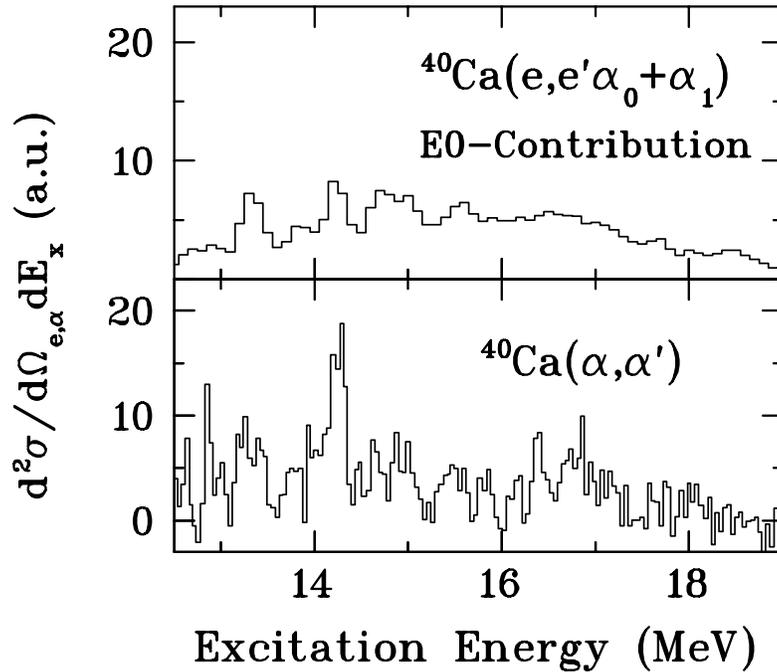


Abb. 4.16: Vergleich der für den α_0 - und α_1 -Kanal zusammengefaßten E0-Stärkeverteilung mit dem Ergebnis eines Inklusivexperiments $^{40}\text{Ca}(\alpha, \alpha')$ [58].

Ebenso stimmt der Verlauf der E0- und E2-Stärkeverteilungen für die Reaktionen $^{40}\text{Ca}(e,e'\alpha_0)$ und $^{40}\text{Ca}(\alpha, \alpha'\alpha_0)$ gut überein [14], jedoch sind die Ausschöpfungen der Summenregeln bei dem Alpha-Koinzidenzexperiment jeweils etwa um einen Faktor Zwei größer [14, 58, 59], insbesondere reicht die bei der koinzidenten Alphastreuung ermittelte E0-Summenstärke im α_0 -Kanal bereits sehr nahe an den Wert des (α, α') -Inklusivexperiments heran. Das Ergebnis, daß erst die E0-Ausschöpfung durch die zusammengefaßte Reaktion $^{40}\text{Ca}(e,e'\alpha_0 + \alpha_1)$ dem Ergebnis des Inklusivexperiments nahekommt, kann als Indiz für eine mögliche Überschätzung der E0- und E2-Stärke im α_0 -Kanal durch das Alpha-Koinzidenzexperiment gewertet werden.

4.5 Fehlerbetrachtung

In die gesamte vorstehende Analyse wurde bisher nur der statistische Fehler aufgenommen, der zunächst aus den für jeden Anregungsenergiekanal vorliegenden Zählraten bestimmt und in allen Auswertungsschritten fortgepflanzt wurde. Während dieser Fehler in den Spektren, insbesondere bei $\theta_e = 22.0^\circ$, für die E1-Stärkeverteilungen und bei den Lösungen für die relativen Phasen recht groß wird, spielt er in den ermittelten Summenstärken $B(EJ)$ und $S(EJ)$ eine nur geringe Rolle.

Nach Angaben in [15, 16] kommt dem Experiment allerdings noch ein systematischer Fehler zu, der zu 20% abgeschätzt werden kann.

Ein weiterer, schwer quantifizierbarer Fehler liegt in der Modellabhängigkeit bei der Analyse des α_1 -Kanals, wo die Zahl der Unbekannten stark eingeschränkt werden mußte. Dagegen ist das Auswerteverfahren für den α_0 -Kanal modellunabhängig, da es bereits ohne Zusatzannahmen eine eindeutige Beziehung zwischen den Winkelkorrelationskoeffizienten A_l und den Amplituden und Phasen C_0^2 , C_1^2 , C_2^2 , δ^{10} und δ^{20} liefert.

5 Schlußbemerkung

Mit den neuen Vieldrahtdriftkammern und dem Einsatz des Positioniersystems steht künftig ein leistungsfähiges Meßsystem zur Verfügung, wodurch die Voraussetzung für eine erfolgreiche Durchführung der kommenden geplanten Experimente mit dem 180° -System [10, 11] und ein erstmaliges $(e, e'n)$ -Koinzidenzexperiment [19, 20] gegeben ist. Die reibungslose Funktionsfähigkeit der neuen Vieldrahtdriftkammern wurde vor kurzem in einer Teststrahlzeit bestätigt [38].

Das Multipolanalyseverfahren hat trotz der Modellabhängigkeiten im α_1 -Kanal interessante Ergebnisse hervorgebracht. Es zeigt, welche Informationen die Winkelverteilungen wirklich enthalten und liefert mithin eine Begründung für die entgegengesetzte Asymmetrie der Winkelverteilungen zwischen dem α_0 - und α_1 -Kanal. Es ist mit dem Verfahren gelungen, nun auch für den α_1 -Zerfallskanal die E0- und E2-Stärkeverteilungen voneinander zu trennen, was durch eine Analyse der zu ähnlichen Formfaktorverläufe nicht möglich ist. Als offene Fragestellung verbleibt jedoch die noch zu klärende Diskrepanz zwischen den theoretischen und den durch das Verfahren gewonnenen experimentellen E0- und E2-Stärkeverteilungen.

A Bestimmung der E0-, E1- und E2-Stärken und der relativen Phasen aus den Winkelkorrelationskoeffizienten

Bei der Definition der Amplituden C_J bzw. $C_{J'}$ in Gl. (4.7) sei angemerkt, daß diese gegenüber denjenigen nach Kleppinger und Walecka [49] mit dem Faktor $[J] = \sqrt{2J+1}$ multipliziert sind. Entsprechend sind die in Gl. (4.6) definierten Vorfaktoren $A'_l(S; LJ; L'J')$ durch den Faktor $[J][J']$ dividiert.

A.1 α_0 -Kanal

Nach Gleichungen (4.4) - (4.8) gilt

$$\begin{aligned}
 A_0 &= C_0^2 + C_1^2 + C_2^2 \\
 A_1 &= \kappa_1 C_0 C_1 \cos \delta^{10} + \kappa_2 C_1 C_2 \cos (\delta^{20} - \delta^{10}) \\
 A_2 &= \kappa_3 C_1^2 + \kappa_4 C_2^2 + \kappa_5 C_0 C_2 \cos \delta^{20} \\
 A_3 &= \kappa_6 C_1 C_2 \cos (\delta^{20} - \delta^{10}) \\
 A_4 &= \kappa_7 C_2^2 ,
 \end{aligned} \tag{A.1}$$

wobei $\delta^{10} \equiv \delta_1 - \delta_0$, $\delta^{20} \equiv \delta_2 - \delta_0$ und

$$\begin{aligned}
 \kappa_1 &= 2\sqrt{3} \\
 \kappa_2 &= \frac{4}{5}\sqrt{15} \\
 \kappa_3 &= 2 \\
 \kappa_4 &= \frac{10}{7} \\
 \kappa_5 &= 2\sqrt{5} \\
 \kappa_6 &= \frac{6}{5}\sqrt{5} \\
 \kappa_7 &= \frac{18}{7} .
 \end{aligned} \tag{A.2}$$

Mit den Abkürzungen

$$\begin{aligned}
B_0 &= A_0 - \frac{1}{\kappa_7} A_4 &= C_0^2 + C_1^2 \\
B_1 &= \frac{1}{\kappa_1} A_1 - \frac{\kappa_2}{\kappa_1 \kappa_6} A_3 &= C_0 C_1 \cos \delta^{10} \\
B_2 &= \frac{1}{\kappa_3} A_2 - \frac{\kappa_4}{\kappa_3 \kappa_7} A_4 &= C_1^2 + \frac{\kappa_5}{\kappa_3} C_0 C_2 \cos \delta^{20} \\
B_3 &= \frac{1}{\kappa_6} A_3 &= C_1 C_2 \cos (\delta^{20} - \delta^{10}) \\
B_4 &= \frac{1}{\kappa_7} A_4 &= C_2^2
\end{aligned} \tag{A.3}$$

und

$$\begin{aligned}
k_1 &= -3B_0 + 2B_2 - \gamma^2 B_4 \\
k_2 &= 3B_0^2 - 4B_0 B_2 + B_2^2 + \gamma^2 B_0 B_4 + 2\gamma B_1 B_3 - \gamma^2 B_3^2 \\
k_3 &= -B_0^3 + 2B_0^2 B_2 - B_0 B_2^2 - \gamma^2 B_1^2 B_4 + 2\gamma B_1 B_2 B_3 - 2\gamma B_0 B_1 B_3 ,
\end{aligned} \tag{A.4}$$

wobei $\gamma \equiv \frac{\kappa_5}{\kappa_3}$,

ergibt sich C_0^2 als Lösung aus

$$C_0^6 + k_1 C_0^4 + k_2 C_0^2 + k_3 = 0 . \tag{A.5}$$

Die restlichen Unbekannten sind durch

$$\begin{aligned}
C_1^2 &= B_0 - C_0^2 \\
C_2^2 &= B_4 \\
\delta^{10} &= \arccos \frac{B_1}{C_0 C_1} \\
\delta^{20} &= \arccos \frac{B_2 - C_1^2}{\gamma C_0 C_2}
\end{aligned} \tag{A.6}$$

festgelegt.

A.2 α_1 -Kanal

Aus Gleichung (4.4) ergibt sich zunächst das primäre Gleichungssystem

$$\begin{aligned}
A_0 &= C_{20}^2 + C_{11}^2 + C_{13}^2 + C_{02}^2 + C_{22}^2 + C_{42}^2 \\
A_1 &= -2\sqrt{\frac{6}{5}}C_{20}C_{11}\cos(\delta_{11} - \delta_{20}) + \frac{6}{5}\sqrt{5}C_{20}C_{31}\cos(\delta_{31} - \delta_{20}) \\
&\quad - 2\sqrt{\frac{6}{5}}C_{11}C_{02}\cos(\delta_{02} - \delta_{11}) + \frac{6}{5}\sqrt{\frac{7}{3}}C_{11}C_{22}\cos(\delta_{22} - \delta_{11}) \\
&\quad - \frac{6}{5}\sqrt{\frac{2}{7}}C_{31}C_{22}\cos(\delta_{22} - \delta_{31}) + 12\sqrt{\frac{2}{35}}C_{31}C_{42}\cos(\delta_{42} - \delta_{31}) \\
A_2 &= \frac{1}{5}C_{11}^2 - \frac{6}{5}\sqrt{6}C_{11}C_{31}\cos(\delta_{31} - \delta_{11}) + \frac{4}{5}C_{31}^2 \\
&\quad - 2\sqrt{\frac{10}{7}}C_{02}C_{22}\cos(\delta_{22} - \delta_{02}) - \frac{15}{49}C_{22}^2 - \frac{24}{49}C_{22}C_{42}\cos(\delta_{42} - \delta_{22}) \\
&\quad + \frac{50}{49}C_{42}^2 + 2C_{20}C_{02}\cos(\delta_{02} - \delta_{20}) \\
&\quad - 2\sqrt{\frac{10}{7}}C_{20}C_{22}\cos(\delta_{22} - \delta_{20}) + 6\sqrt{\frac{2}{7}}C_{20}C_{42}\cos(\delta_{42} - \delta_{20}) \\
A_3 &= \frac{6}{5}\sqrt{\frac{3}{7}}C_{11}C_{22}\cos(\delta_{22} - \delta_{11}) - 12\sqrt{\frac{3}{35}}C_{11}C_{42}\cos(\delta_{42} - \delta_{11}) \\
&\quad + \frac{6}{5}\sqrt{5}C_{31}C_{02}\cos(\delta_{02} - \delta_{31}) - \frac{24}{5}\sqrt{\frac{2}{7}}C_{31}C_{22}\cos(\delta_{22} - \delta_{31}) \\
&\quad + 6\sqrt{\frac{2}{35}}C_{31}C_{42}\cos(\delta_{42} - \delta_{31}) \\
A_4 &= 6\sqrt{\frac{2}{7}}C_{02}C_{42}\cos(\delta_{42} - \delta_{02}) + \frac{36}{49}C_{22}^2 \\
&\quad - \frac{60}{49}\sqrt{5}C_{22}C_{42}\cos(\delta_{42} - \delta_{22}) + \frac{27}{7}C_{42}^2.
\end{aligned} \tag{A.7}$$

Mit der Annahme, daß der Zerfall der Riesenresonanzen rein statistisch verläuft und sich damit nach Wichtung mit den Transmissionskoeffizienten T_L über die möglichen L -Kanäle verzweigt, d.h. mit $C_{LJ}^2 = \alpha_L C_J^2$ erhält man ein um drei Unbekannte reduziertes Gleichungssystem

$$\begin{aligned}
A_0 &= C_0^2 + C_1^2 + C_2^2 \\
A_1 &= \left[-2\sqrt{\frac{6}{5}}\sqrt{\alpha_1}\cos(\delta_{11} - \delta_{20}) + \frac{6}{5}\sqrt{5}\sqrt{\alpha_3}\cos(\delta_{31} - \delta_{20}) \right] C_0 C_1 \\
&+ \left[-2\sqrt{\frac{6}{5}}\sqrt{\alpha_0\alpha_1}\cos(\delta_{02} - \delta_{11}) + \frac{6}{5}\sqrt{\frac{7}{3}}\sqrt{\alpha_1\alpha_2}\cos(\delta_{22} - \delta_{11}) \right. \\
&\quad \left. - \frac{6}{5}\sqrt{\frac{2}{7}}\sqrt{\alpha_2\alpha_3}\cos(\delta_{22} - \delta_{31}) + \frac{12}{5}\sqrt{\frac{10}{7}}\sqrt{\alpha_3\alpha_4}\cos(\delta_{42} - \delta_{31}) \right] C_1 C_2 \\
A_2 &= \left[\frac{1}{5}\alpha_1 - \frac{6}{5}\sqrt{6}\sqrt{\alpha_1\alpha_3}\cos(\delta_{31} - \delta_{11}) + \frac{4}{5}\alpha_3 \right] C_1^2 \\
&+ \left[-2\sqrt{\frac{10}{7}}\sqrt{\alpha_0\alpha_2}\cos(\delta_{22} - \delta_{02}) - \frac{24}{49}\sqrt{\alpha_2\alpha_4}\cos(\delta_{42} - \delta_{22}) \right. \\
&\quad \left. - \frac{15}{49}\alpha_2 + \frac{50}{49}\alpha_4 \right] C_2^2 + \left[2\sqrt{\alpha_0}\cos(\delta_{02} - \delta_{20}) \right. \\
&\quad \left. - 2\sqrt{\frac{10}{7}}\sqrt{\alpha_2}\cos(\delta_{22} - \delta_{20}) + 6\sqrt{\frac{2}{7}}\sqrt{\alpha_4}\cos(\delta_{42} - \delta_{20}) \right] C_0 C_2 \\
A_3 &= \left[\frac{6}{5}\sqrt{\frac{3}{7}}\sqrt{\alpha_1\alpha_2}\cos(\delta_{22} - \delta_{11}) - \frac{12}{5}\sqrt{\frac{15}{7}}\sqrt{\alpha_1\alpha_4}\cos(\delta_{42} - \delta_{11}) \right. \\
&\quad + \frac{6}{5}\sqrt{5}\sqrt{\alpha_0\alpha_3}\cos(\delta_{02} - \delta_{31}) - \frac{24}{5}\sqrt{\frac{2}{7}}\sqrt{\alpha_2\alpha_3}\cos(\delta_{22} - \delta_{31}) \\
&\quad \left. + \frac{6}{5}\sqrt{\frac{10}{7}}\sqrt{\alpha_3\alpha_4}\cos(\delta_{42} - \delta_{31}) \right] C_1 C_2 \\
A_4 &= \left[6\sqrt{\frac{2}{7}}\sqrt{\alpha_0\alpha_4}\cos(\delta_{42} - \delta_{02}) + \frac{36}{49}\alpha_2 \right. \\
&\quad \left. - \frac{60}{49}\sqrt{5}\sqrt{\alpha_2\alpha_4}\cos(\delta_{42} - \delta_{22}) + \frac{27}{7}\alpha_4 \right] C_2^2 .
\end{aligned} \tag{A.8}$$

Wählt man $e^{i(\delta_{LJ} - \delta_{L'J})} = 1$, so ist zu erkennen, daß die Vorzeichen der Einzelbeiträge zu den resultierenden Koeffizienten alternieren, weswegen diese sehr klein werden. Unter dieser Annahme gibt es keine physikalisch möglichen Lösungen, d.h. es wird mindestens eines der C_j^2 negativ.

Mit der Wahl von drei relativen Phasen zu $e^{i(\delta_{LJ} - \delta_{L'J})} = i^{(L-L')}$ und den neuen Bezeichnungen $\delta_0 \equiv \delta_{20}$, $\delta_1 \equiv \delta_{11}$, $\delta_2 \equiv \delta_{02}$ ergibt sich schließlich

$$\begin{aligned}
A_0 &= C_0^2 + C_1^2 + C_2^2 \\
A_1 &= \left[-2\sqrt{\frac{6}{5}}\sqrt{\alpha_1} - \frac{6}{5}\sqrt{5}\sqrt{\alpha_3} \right] C_0 C_1 \cos \delta^{10} \\
&\quad + \left[-2\sqrt{\frac{6}{5}}\sqrt{\alpha_0\alpha_1} - \frac{6}{5}\sqrt{\frac{7}{3}}\sqrt{\alpha_1\alpha_2} \right. \\
&\quad \quad \left. - \frac{6}{5}\sqrt{\frac{2}{7}}\sqrt{\alpha_2\alpha_3} - \frac{12}{5}\sqrt{\frac{10}{7}}\sqrt{\alpha_3\alpha_4} \right] C_1 C_2 \cos (\delta^{20} - \delta^{10}) \\
A_2 &= \left[\frac{1}{5}\alpha_1 + \frac{6}{5}\sqrt{6}\sqrt{\alpha_1\alpha_3} + \frac{4}{5}\alpha_3 \right] C_1^2 \\
&\quad + \left[2\sqrt{\frac{10}{7}}\sqrt{\alpha_0\alpha_2} - \frac{15}{49}\alpha_2 + \frac{24}{49}\sqrt{\alpha_2\alpha_4} + \frac{50}{49}\alpha_4 \right] C_2^2 \\
&\quad + \left[2\sqrt{\alpha_0} + 2\sqrt{\frac{10}{7}}\sqrt{\alpha_2} + 6\sqrt{\frac{2}{7}}\sqrt{\alpha_4} \right] C_0 C_2 \cos \delta^{20} \\
A_3 &= \left[-\frac{6}{5}\sqrt{\frac{3}{7}}\sqrt{\alpha_1\alpha_2} - \frac{12}{5}\sqrt{\frac{15}{7}}\sqrt{\alpha_1\alpha_4} - \frac{6}{5}\sqrt{5}\sqrt{\alpha_0\alpha_3} \right. \\
&\quad \quad \left. - \frac{24}{5}\sqrt{\frac{2}{7}}\sqrt{\alpha_2\alpha_3} - \frac{6}{5}\sqrt{\frac{10}{7}}\sqrt{\alpha_3\alpha_4} \right] C_1 C_2 \cos (\delta^{20} - \delta^{10}) \\
A_4 &= \left[6\sqrt{\frac{2}{7}}\sqrt{\alpha_0\alpha_4} + \frac{36}{49}\alpha_2 + \frac{60}{49}\sqrt{5}\sqrt{\alpha_2\alpha_4} + \frac{27}{7}\alpha_4 \right] C_2^2,
\end{aligned} \tag{A.9}$$

wobei $\delta^{10} \equiv \delta_1 - \delta_0$, $\delta^{20} \equiv \delta_2 - \delta_0$.

Die Einzelbeiträge in den resultierenden Koeffizienten haben nun fast ausnahmslos einheitliche Vorzeichen. Die Vorfaktoren werden daher betragsmäßig größer und sichern dadurch das Zustandekommen physikalisch sinnvoller Lösungen.

Mit den Zahlenfaktoren

$$\begin{aligned}
\kappa_1 &= -2\sqrt{\frac{6}{5}}\sqrt{\alpha_1} - \frac{6}{5}\sqrt{5}\sqrt{\alpha_3} \\
\kappa_2 &= -2\sqrt{\frac{6}{5}}\sqrt{\alpha_0\alpha_1} - \frac{6}{5}\sqrt{\frac{7}{3}}\sqrt{\alpha_1\alpha_2} - \frac{6}{5}\sqrt{\frac{2}{7}}\sqrt{\alpha_2\alpha_3} - 12\sqrt{\frac{2}{35}}\sqrt{\alpha_3\alpha_4} \\
\kappa_3 &= \frac{1}{5}\alpha_1 + \frac{6}{5}\sqrt{6}\sqrt{\alpha_1\alpha_3} + \frac{4}{5}\alpha_3 \\
\kappa_4 &= 2\sqrt{\frac{10}{7}}\sqrt{\alpha_0\alpha_2} - \frac{15}{49}\alpha_2 + \frac{24}{49}\sqrt{\alpha_2\alpha_4} + \frac{50}{49}\alpha_4 \\
\kappa_5 &= 2\sqrt{\alpha_0} + 2\sqrt{\frac{10}{7}}\sqrt{\alpha_2} + 6\sqrt{\frac{2}{7}}\sqrt{\alpha_4} \\
\kappa_6 &= -\frac{6}{5}\sqrt{\frac{3}{7}}\sqrt{\alpha_1\alpha_2} - 12\sqrt{\frac{3}{35}}\sqrt{\alpha_1\alpha_4} - \frac{6}{5}\sqrt{5}\sqrt{\alpha_0\alpha_3} \\
&\quad - \frac{24}{5}\sqrt{\frac{2}{7}}\sqrt{\alpha_2\alpha_3} - 6\sqrt{\frac{2}{35}}\sqrt{\alpha_3\alpha_4} \\
\kappa_7 &= 6\sqrt{\frac{2}{7}}\sqrt{\alpha_0\alpha_4} + \frac{36}{49}\alpha_2 + \frac{60}{49}\sqrt{5}\sqrt{\alpha_2\alpha_4} + \frac{27}{7}\alpha_4
\end{aligned} \tag{A.10}$$

und den Abkürzungen (A.3), (A.4) erhält man wiederum mit Gleichung (A.5) die Lösungen für C_0^2 und mit Gleichungen (A.6) die übrigen Lösungen C_1^2 , C_2^2 , δ^{10} und δ^{20} .

B Spektren

In diesem Abschnitt sind alle bisher nicht gezeigten Winkelverteilungen, entfaltete Spektren und Lösungen für relative Phasen, sowohl für den α_0 -Kanal als auch für den α_1 -Kanal aufgeführt.

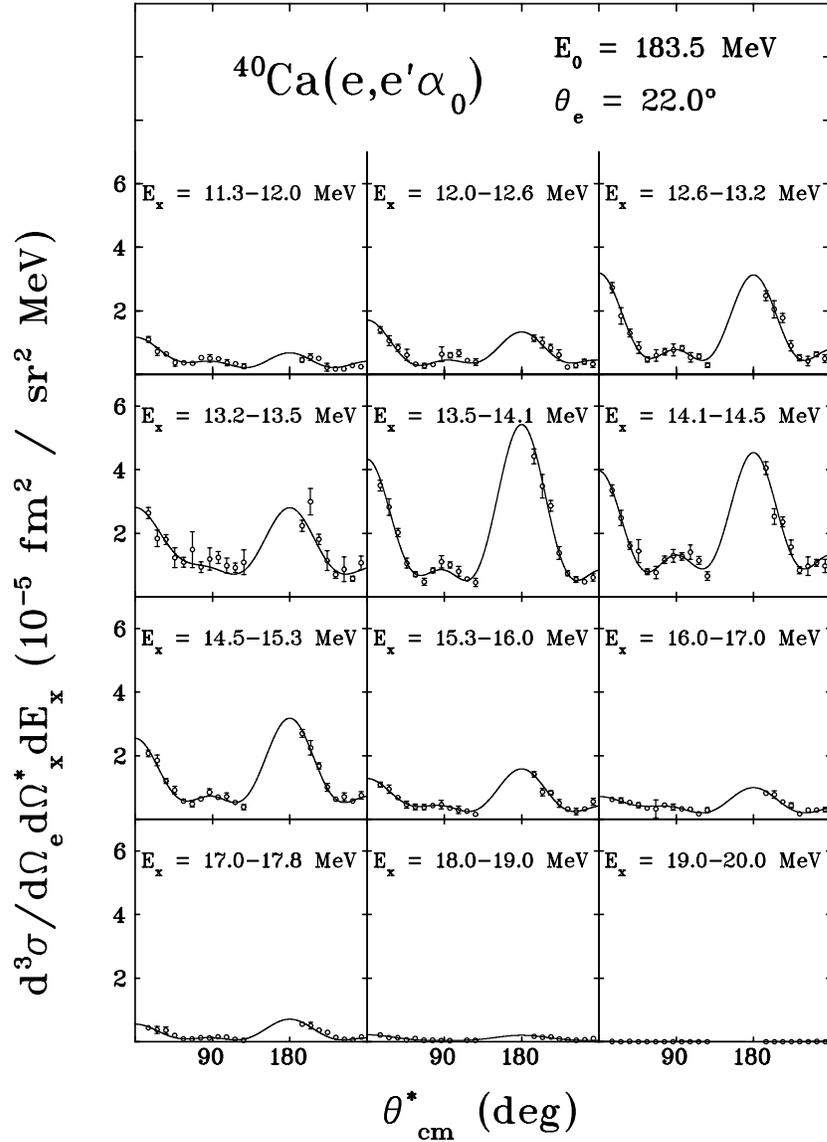


Abb. B.1: Winkelverteilungen im α_0 -Kanal für $\theta_e = 22.0^\circ$. Durchgezogen ist eine Anpassung von Legendre-Polynomen bis zur vierten Ordnung.

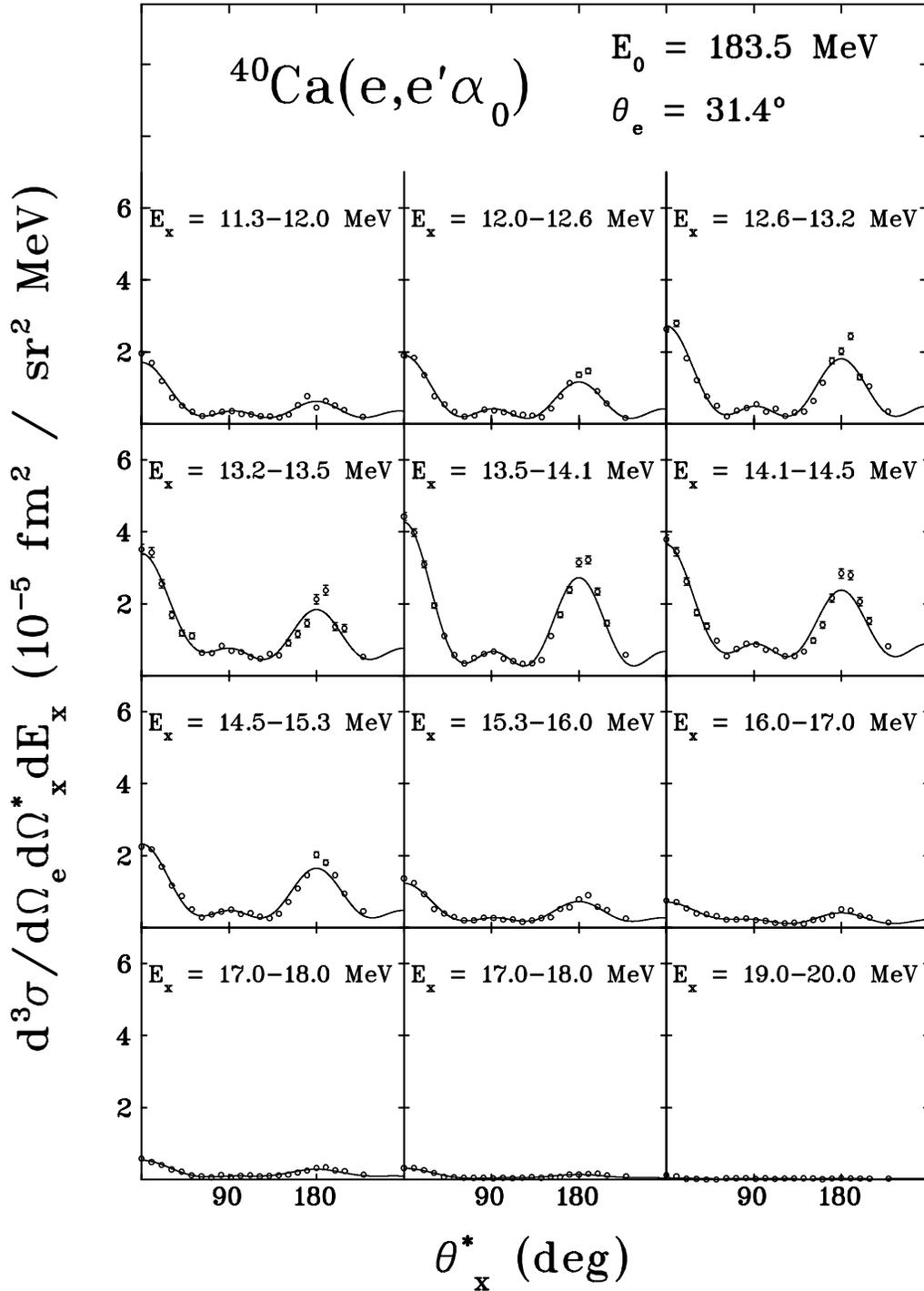


Abb. B.2: Winkelverteilungen im α_0 -Kanal für $\theta_e = 31.4^\circ$. Durchgezogen ist eine Anpassung von Legendre-Polynomen bis zur vierten Ordnung.

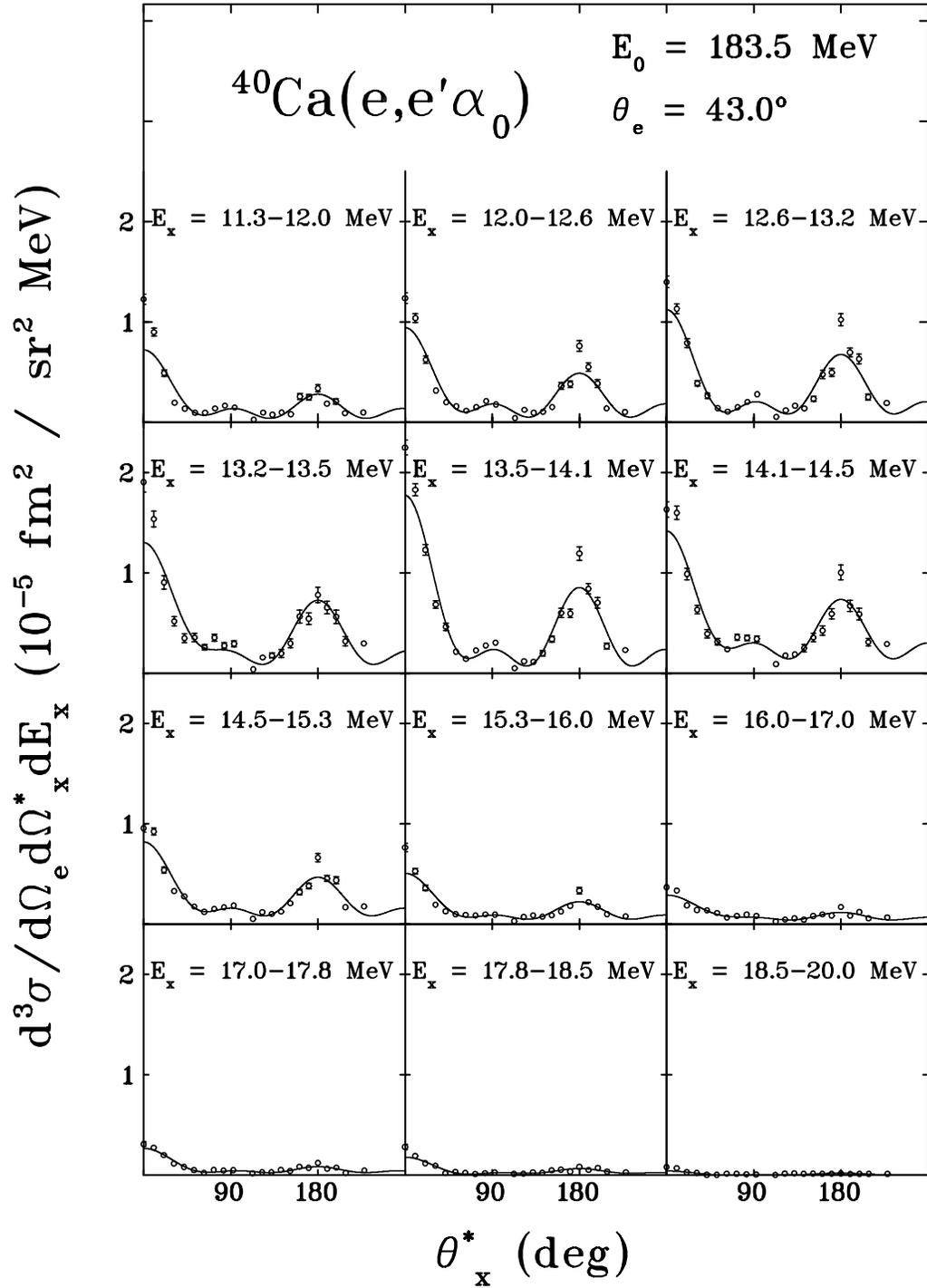


Abb. B.3: Winkelverteilungen im α_0 -Kanal für $\theta_e = 43.0^\circ$. Durchgezogen ist eine Anpassung von Legendre-Polynomen bis zur vierten Ordnung.

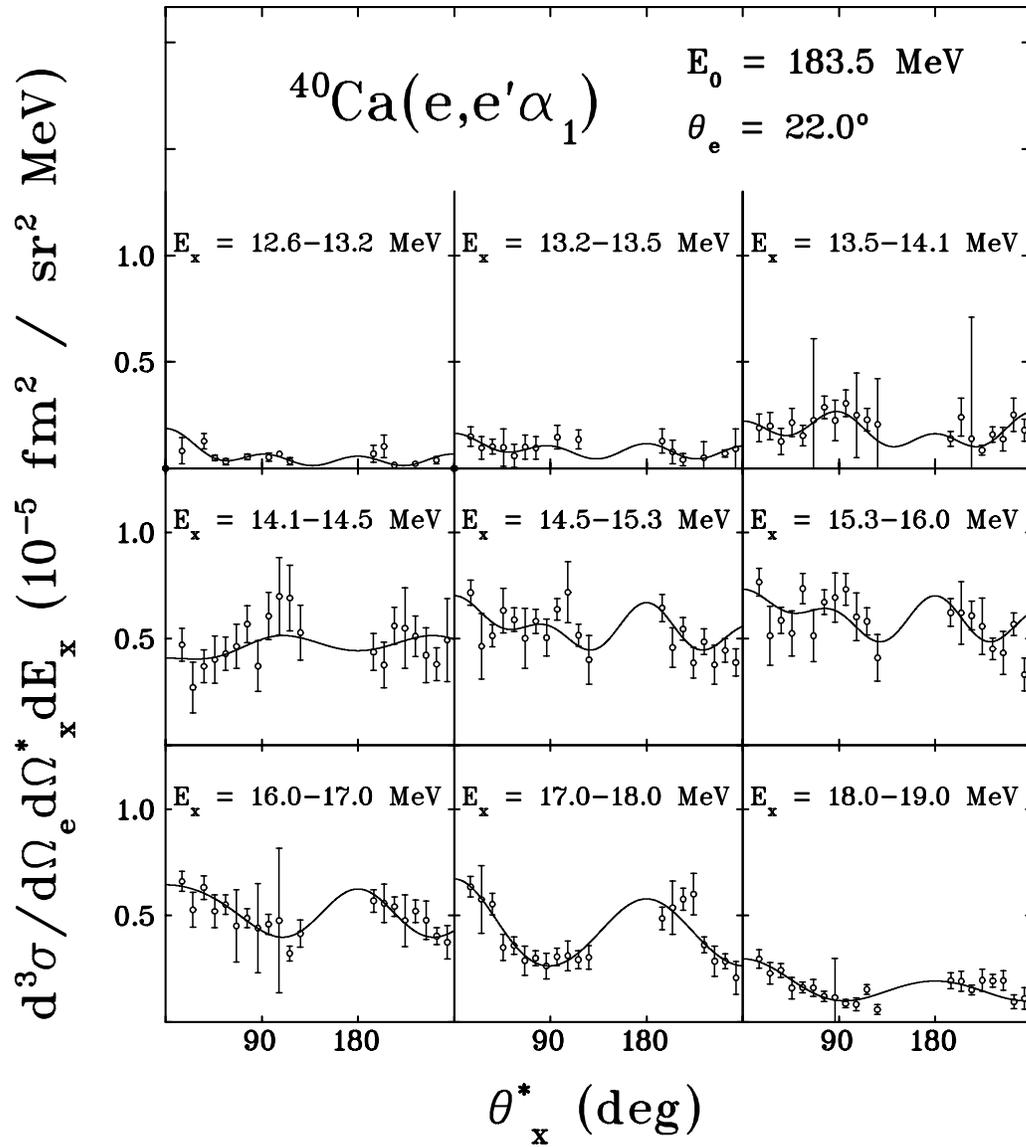


Abb. B.4: Winkelverteilungen im α_1 -Kanal für $\theta_e = 22.0^\circ$. Durchgezogen ist eine Anpassung von Legendre-Polynomen bis zur vierten Ordnung.

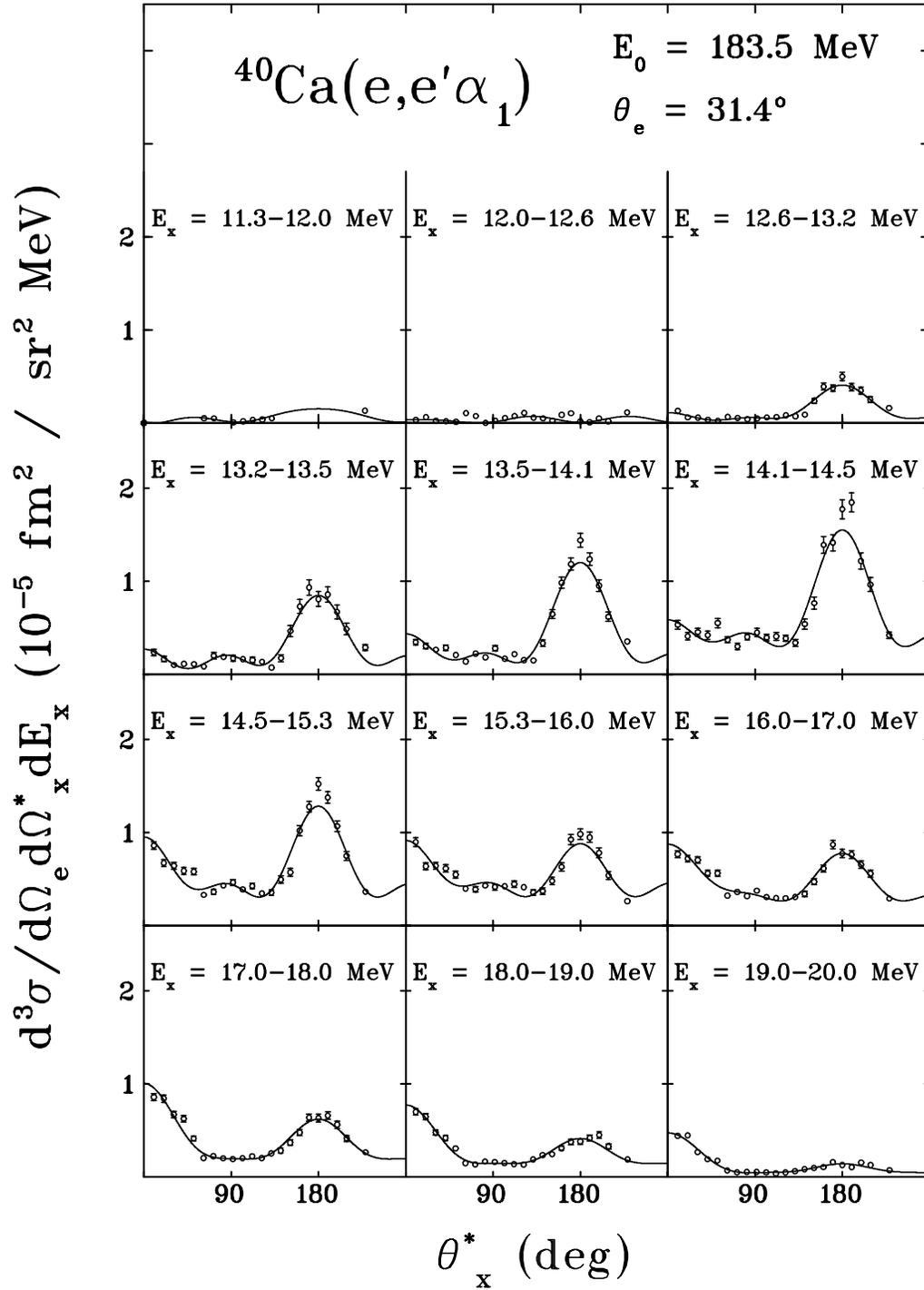


Abb. B.5: Winkelverteilungen im α_1 -Kanal für $\theta_e = 31.4^\circ$. Durchgezogen ist eine Anpassung von Legendre-Polynomen bis zur vierten Ordnung.

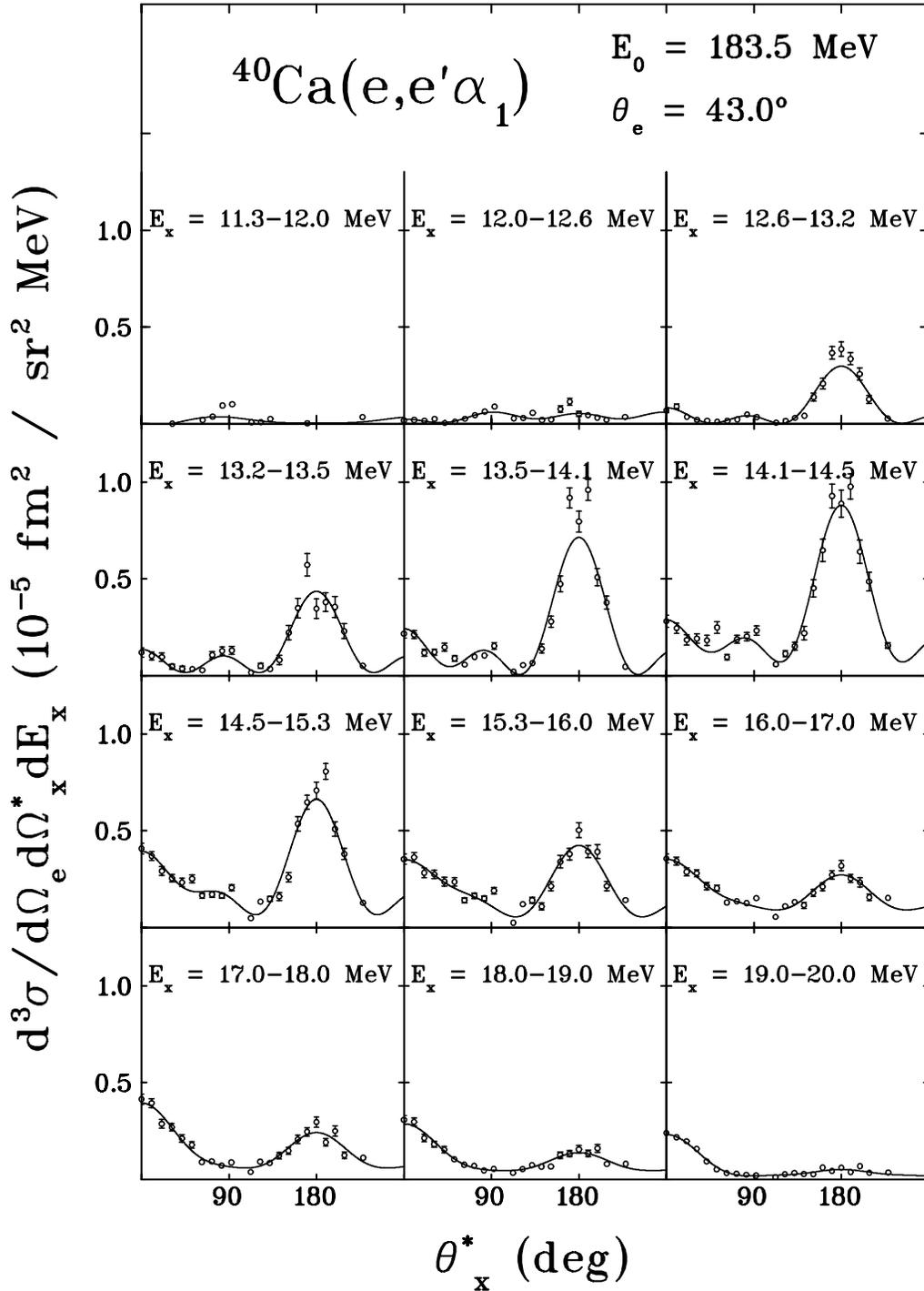


Abb. B.6: Winkelverteilungen im α_1 -Kanal für $\theta_e = 43.0^\circ$. Durchgezogen ist eine Anpassung von Legendre-Polynomen bis zur vierten Ordnung.

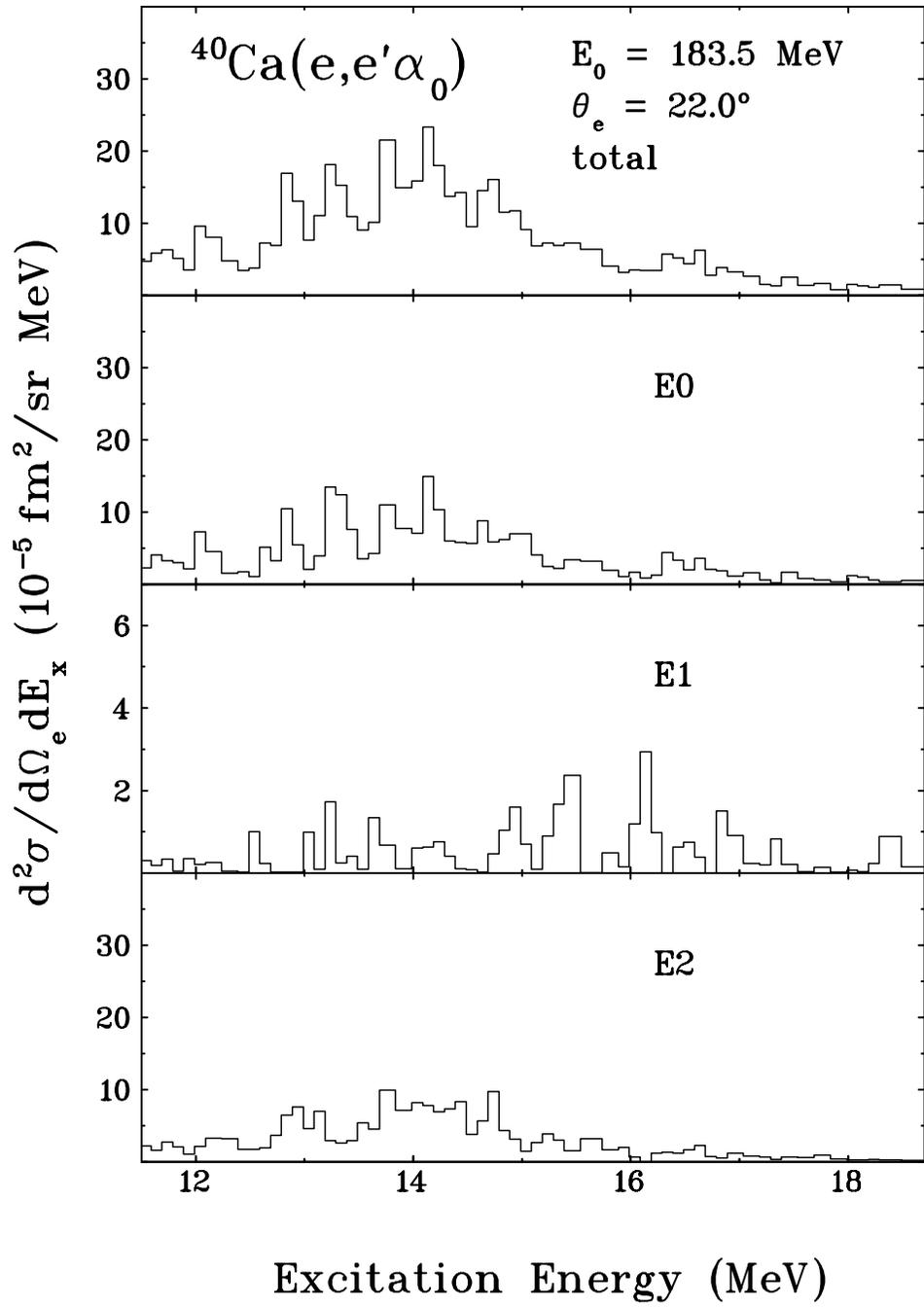


Abb. B.7: $^{40}\text{Ca}(e,e'\alpha_0)$: Entfaltung für $\theta_e = 22.0^\circ$.

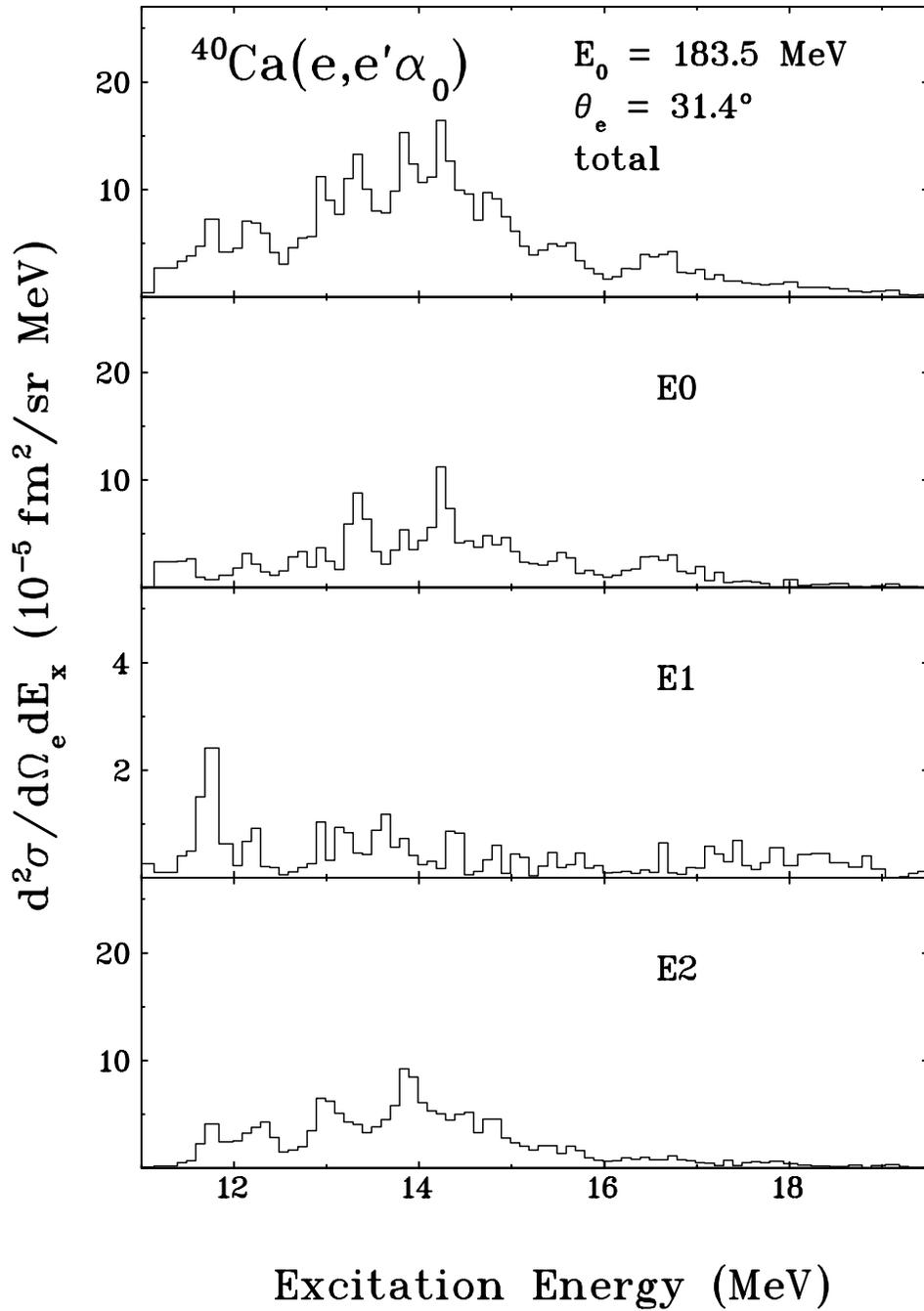


Abb. B.8: $^{40}\text{Ca}(e,e'\alpha_0)$: Entfaltung für $\theta_e = 31.4^\circ$.

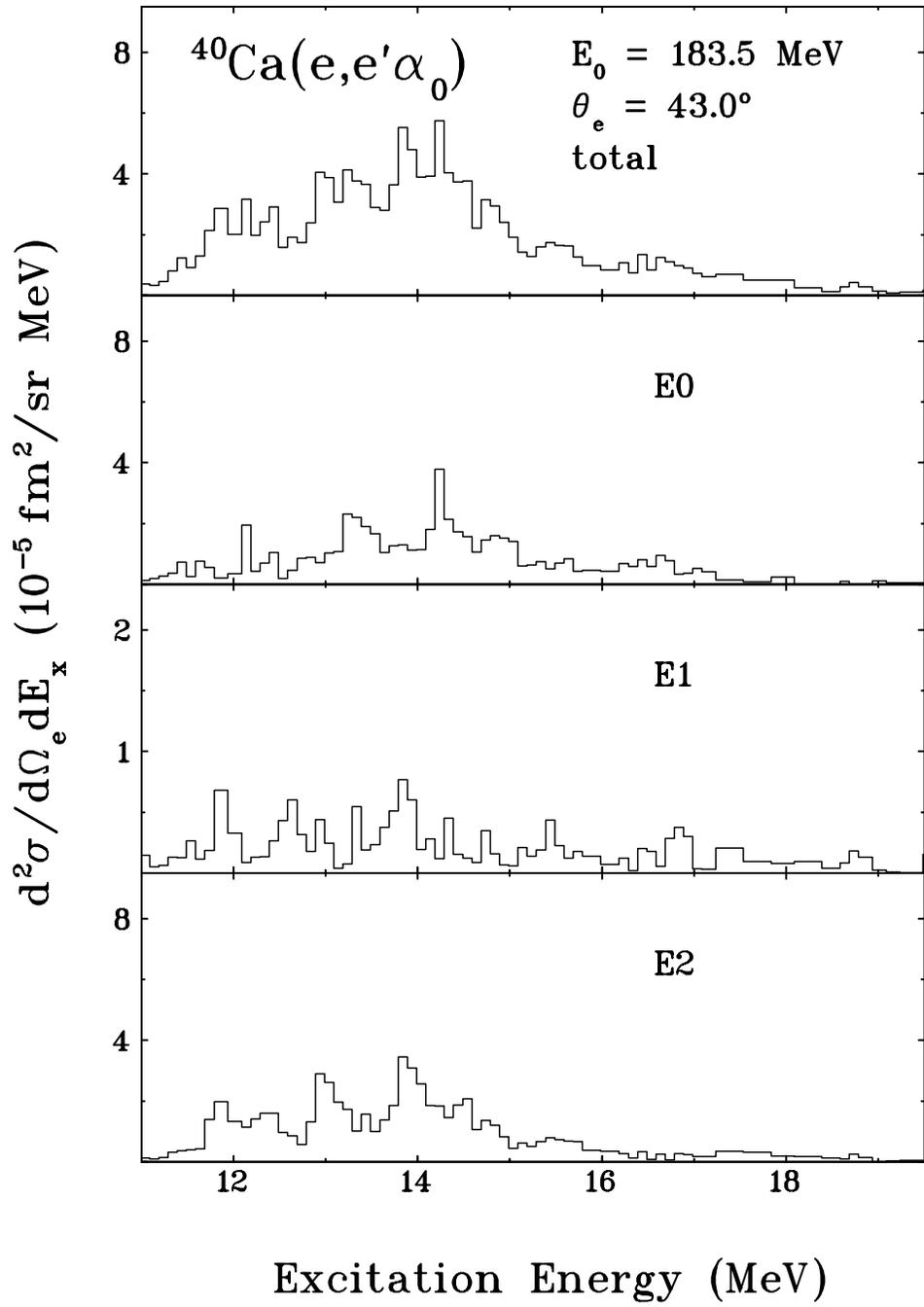


Abb. B.9: $^{40}\text{Ca}(e,e'\alpha_0)$: Entfaltung für $\theta_e = 43.0^\circ$.

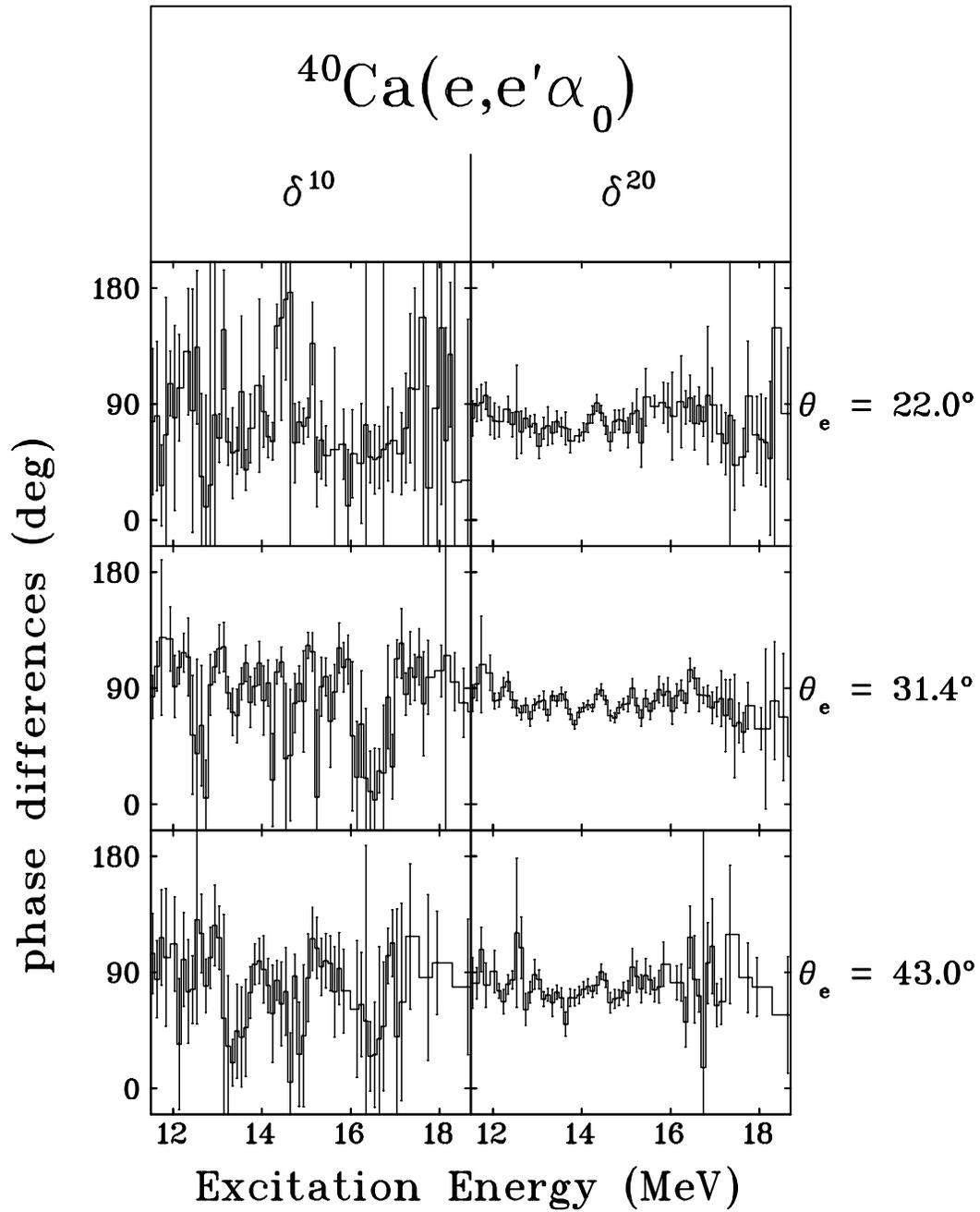


Abb. B.10: $^{40}\text{Ca}(e, e' \alpha_0)$: Phasendifferenzen zwischen E1 und E0 (links) sowie zwischen E2 und E0 (rechts) bei den drei Elektronenstreuwinkeln.

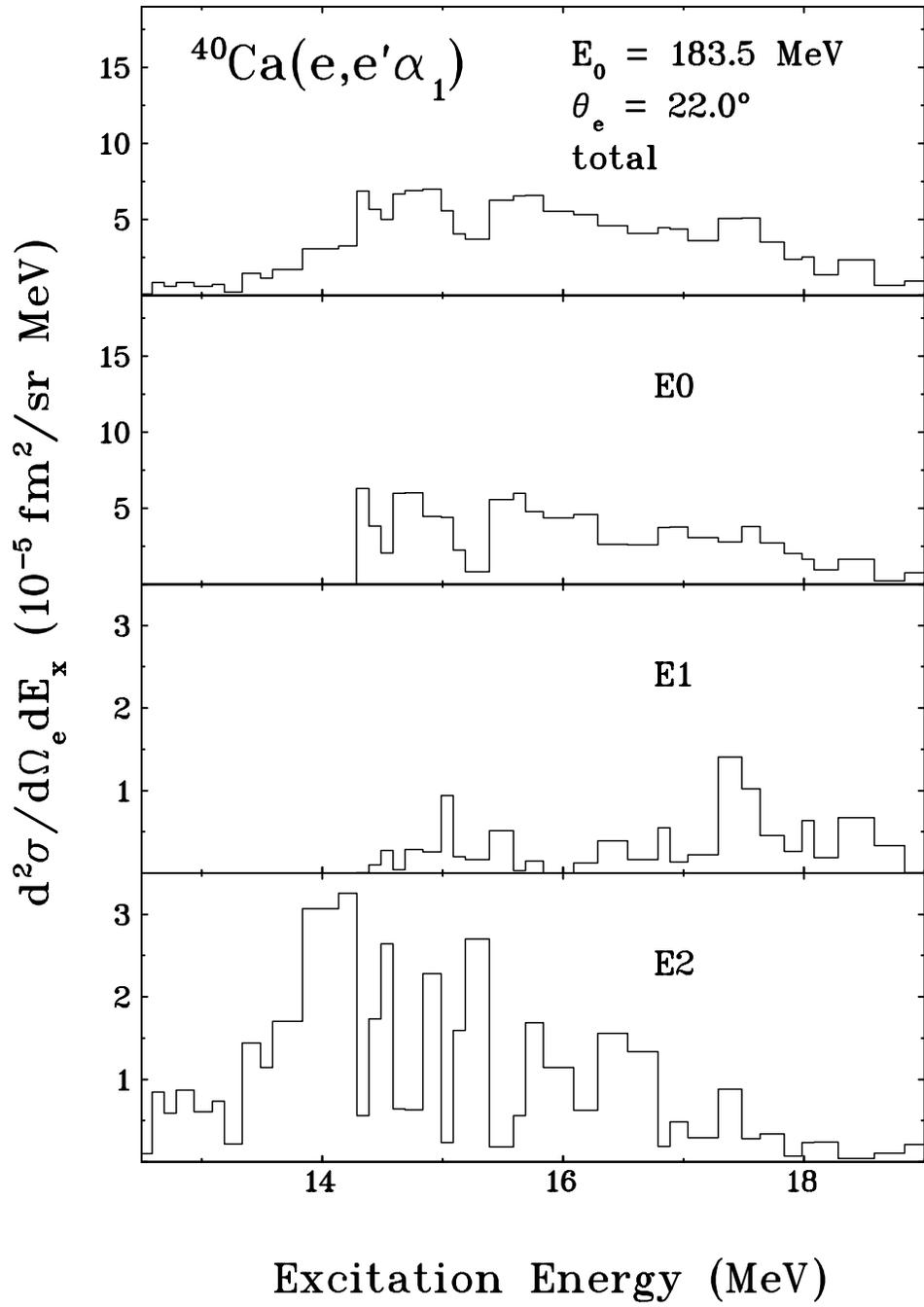


Abb. B.11: $^{40}\text{Ca}(e,e'\alpha_1)$: Entfaltung für $\theta_e = 22.0^\circ$.

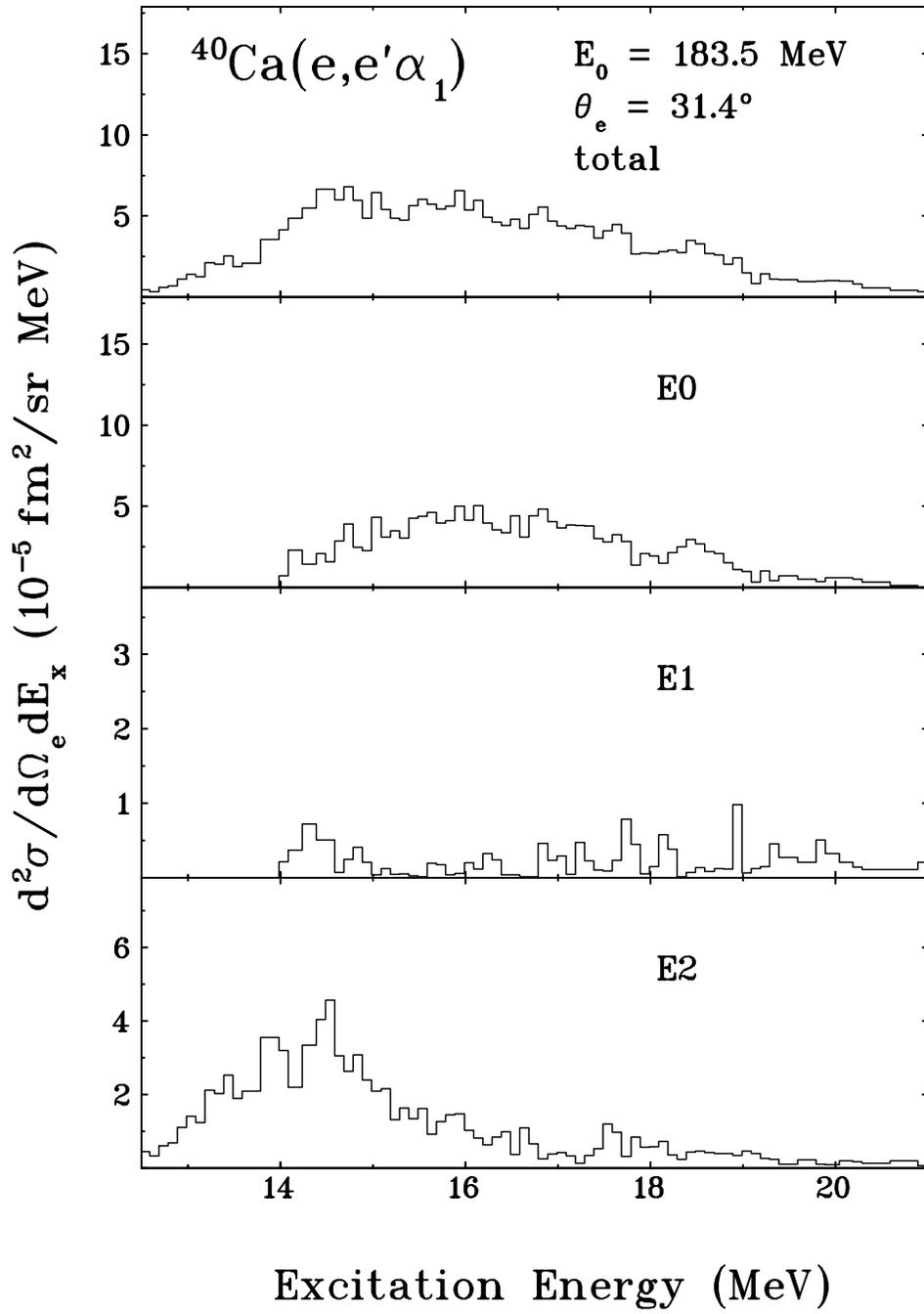


Abb. B.12: $^{40}\text{Ca}(e,e'\alpha_1)$: Entfaltung für $\theta_e = 31.4^\circ$.

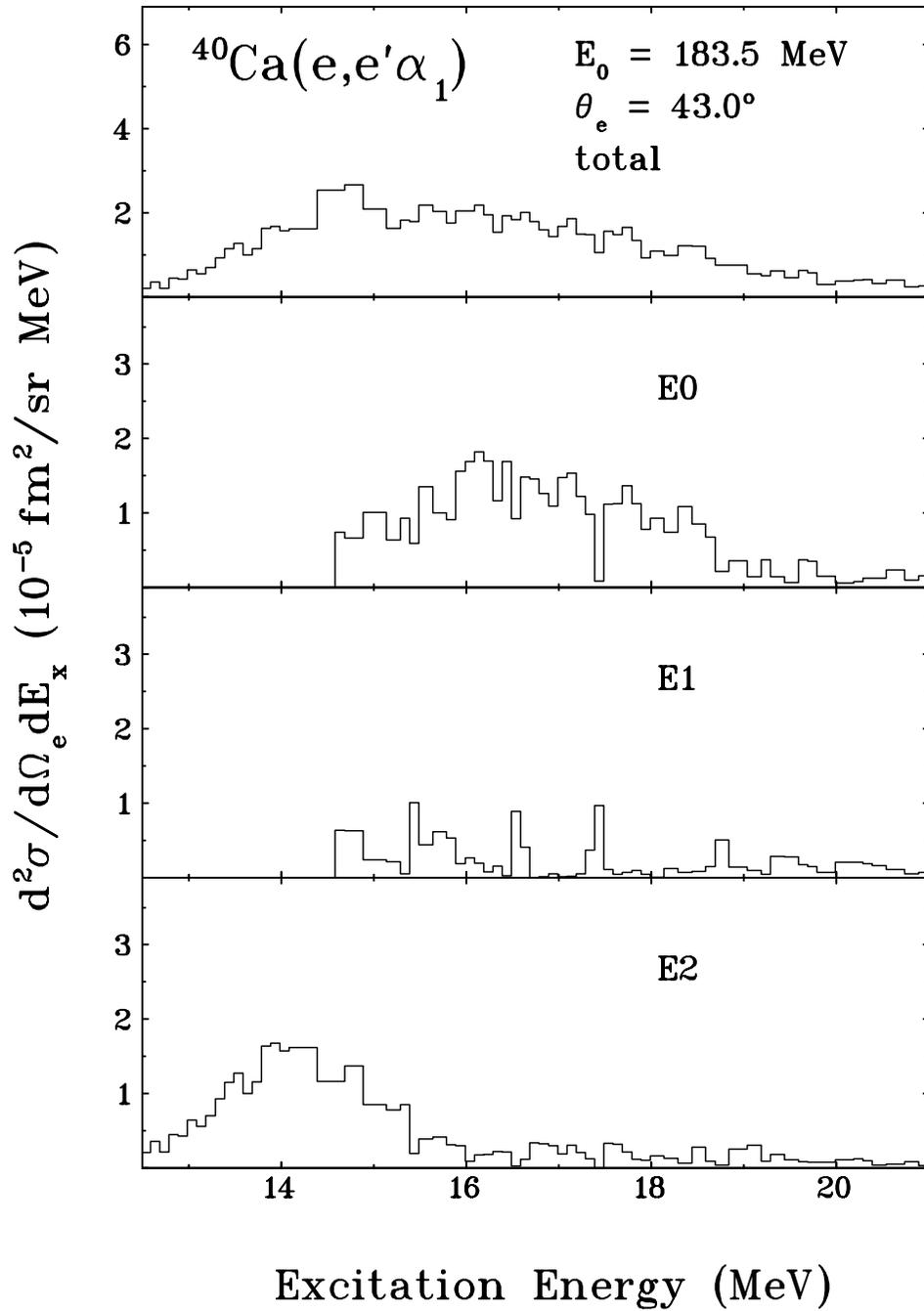


Abb. B.13: $^{40}\text{Ca}(e,e'\alpha_1)$: Entfaltung für $\theta_e = 43.0^\circ$.

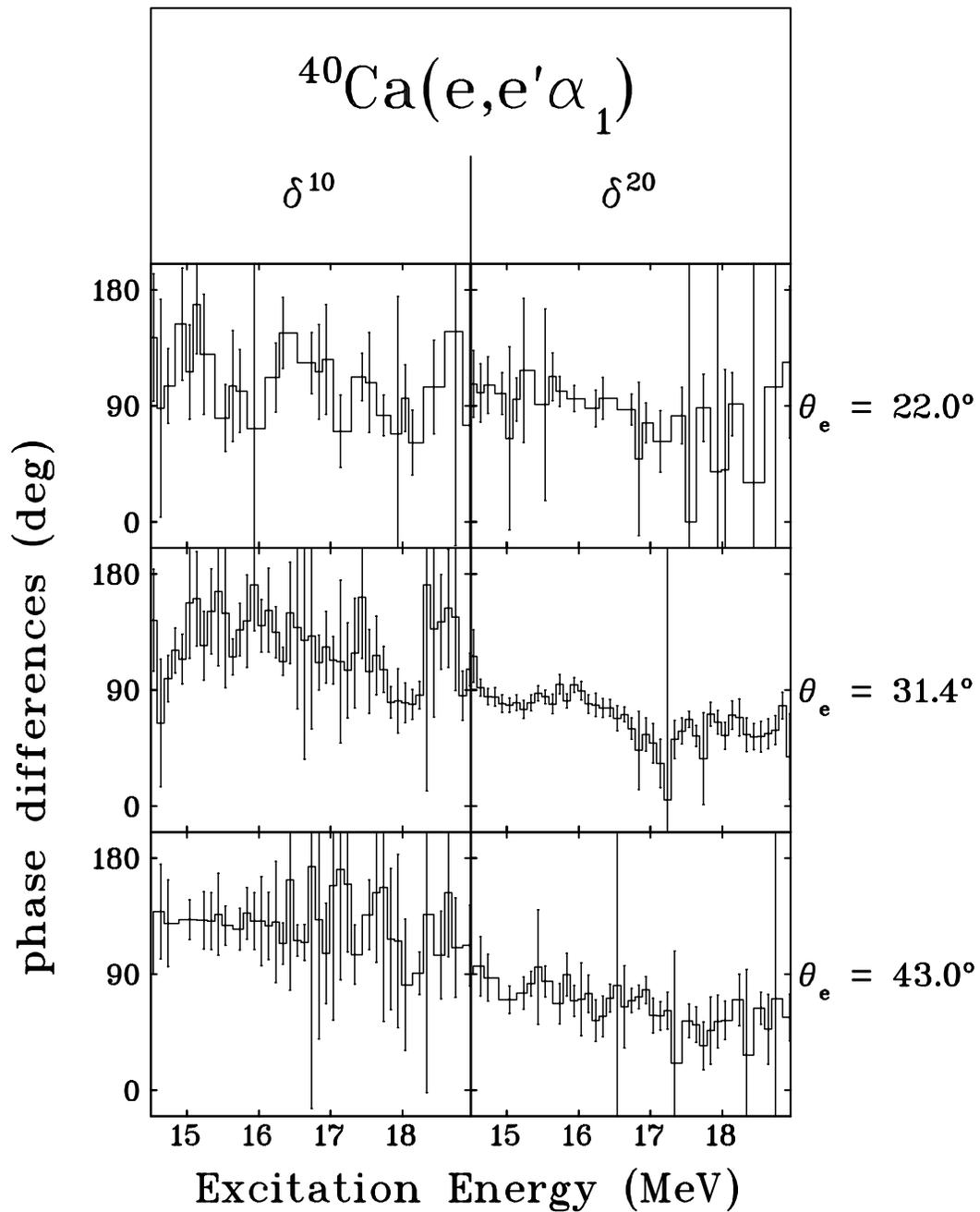


Abb. B.14: $^{40}\text{Ca}(e,e'\alpha_1)$: Phasendifferenzen zwischen E1 und E0 (links) sowie zwischen E2 und E0 (rechts) bei den drei Elektronenstreuwinkeln.

Literatur

- [1] J. Auerhammer, H. Genz, H.-D. Gräf, R. Hahn, P. Hoffmann-Stascheck, C. Lüttge, U. Nething, K. Rühl, A. Richter, T. Rietdorf, P. Schardt, E. Spamer, O. Titze, J. Töpfer and H. Weise, Nucl. Phys. **A553** (1993) 841c
- [2] J. Enders, Dissertation TH Darmstadt, in Vorbereitung
- [3] H. Bauer, Diplomarbeit TH Darmstadt (1995)
- [4] J. Gotthardt, Diplomarbeit TH Darmstadt (1994)
- [5] M. Knirsch, Dissertation TH Darmstadt (1991)
- [6] C. Lüttge, P. von Neumann-Cosel, F. Neumeyer, C. Rangacharyulu, A. Richter, G. Schrieder, E. Spamer, D.I. Sober, S.K. Matthews and B.A. Brown, Phys. Rev. **C53** (1996) 127
- [7] C. Lüttge, P. von Neumann-Cosel, F. Neumeyer, A. Richter, Nucl. Phys., im Druck
- [8] C. Lüttge, C. Hofmann, J. Horn, F. Neumeyer, A. Richter, G. Schrieder, E. Spamer, A. Stiller, D.I. Sober, S.K. Matthews and L.W. Fagg, Nucl. Instrum. Meth. **A366** (1995) 325
- [9] C. Lüttge, Dissertation TH Darmstadt (1994)
- [10] F. Neumeyer, Dissertation TH Darmstadt, in Vorbereitung
- [11] B. Reitz, Diplomarbeit TH Darmstadt, in Vorbereitung
- [12] P. von Neumann-Cosel, H. Diesener, U. Helm, G. Herbert, V. Huck, A. Richter, G. Schrieder, A. Stascheck, A. Stiller, J. Ryckebusch, J. Carter, A.A. Cowley, R.W. Fearick, J.J. Lawrie, S.J. Mills, R.T. Newman, J.V. Pilcher, F.D. Smit, Z.Z. Vilakazi and D.M. Wittal, Nucl. Phys. **A569** (1994) 373c
- [13] H. Diesener, U. Helm, G. Herbert, V. Huck, P. von Neumann-Cosel, C. Rangacharyulu, A. Richter, G. Schrieder, A. Stascheck, A. Stiller, J. Ryckebusch and J. Carter, Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 1994
- [14] H. Diesener, U. Helm, P. von Neumann-Cosel, A. Richter, G. Schrieder and S. Strauch, Phys. Lett. **352B** (1995) 201
- [15] U. Helm, Dissertation TH Darmstadt (1990)
- [16] H. Diesener, Dissertation TH Darmstadt (1995)

- [17] A. Stascheck, Dissertation TH Darmstadt, in Vorbereitung
- [18] A. Stiller, Dissertation TH Darmstadt, in Vorbereitung
- [19] S. Strauch, Dissertation TH Darmstadt, in Vorbereitung
- [20] K. Schweda, Diplomarbeit TH Darmstadt, in Vorbereitung
- [21] G.C. Baldwin and G.S. Klaiber, *Phys. Rev.* **71** (1947) 1
- [22] M. Goldhaber and E. Teller, *Phys. Rev.* **74** (1948) 1046
- [23] H. Steinwedel and J.H.D. Jensen, *Z. Naturforsch.* **5a** (1950) 413
- [24] A. Bohr and B.R. Mottelson, *Nuclear Structure*, Vol. 1, (Benjamin, Reading, 1975)
- [25] A. Bohr and B.R. Mottelson, *Nuclear Structure*, Vol. 2, (Benjamin, Reading, 1975)
- [26] D.H. Wilkinson, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **9** (1959) 1
- [27] G.E. Brown, J.A. Evans and D.J. Thouless, *Nucl. Phys.* **24** (1961) 1
- [28] R. Pitthan and Th. Walcher, *Phys. Lett.* **36B** (1971) 563
- [29] D. Bohle, A. Richter, W. Steffen, A.E.L. Dieperink, N. Lo Iudice, F. Palumbo and O. Scholten, *Phys. Lett.* **137B** (1984) 27
- [30] D. Bohle, G. K uchler, A. Richter and W. Steffen, *Phys. Lett.* **148B** (1984) 260
- [31] N. Lo Iudice and F. Palumbo, *Phys. Rev. Lett.* **41** (1978) 1532
- [32] M. Spahn, T. Kihm and K.T. Kn opfle, *Z. Phys.* **A330** (1988) 345
- [33] M. Spahn, Diplomarbeit, Max-Planck-Institut f ur Kernphysik, Heidelberg (1985)
- [34] M. Kuss, Diplomarbeit TH Darmstadt (1990)
- [35] U. Kleinhaus, Diplomarbeit TH Darmstadt (1989)
- [36] E. Heid, Diplomarbeit TH Darmstadt (1992)
- [37] K.-D. Hummel, Dissertation TH Darmstadt (1992)
- [38] J. Horn, Dissertation TH Darmstadt, in Vorbereitung
- [39] R. K ampf, Diplomarbeit TH Darmstadt (1991)

- [40] G. Charpak, R. Bouclier, T. Bressani, J. Favier, Č. Zupančič, Nucl. Instr. Meth. **62** (1968) 262
- [41] G. Charpak and F. Sauli, Ann. Rev. Nucl. Sci. **34** (1984) 285
- [42] W. Blum, L. Rolandi, *Particle Detection with Drift Chambers*, (Springer, Heidelberg, 1993)
- [43] F. Sauli, *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*, CERN **77-09** (1977)
- [44] W. Bertozzi, M.V. Hynes, C.P. Sargent, C. Creswell, P.C. Dunn, A. Hirsch, M. Leitch, B. Norum, F.N. Rad and T. Sasanuma, Nucl. Instr. Meth. **141** (1977) 457
- [45] A. Steinmetz, Diplomarbeit TH Darmstadt (1990)
- [46] A. Stiller, Diplomarbeit TH Darmstadt (1991)
- [47] G. Herbert, Dissertation TH Darmstadt (1994)
- [48] S. Strauch, Diplomarbeit TH Darmstadt (1993)
- [49] W.E. Kleppinger and J.D. Walecka, Ann. of Phys. (N.Y.) **146** (1983) 349
- [50] F. Cannata and H. Überall, *Giant Resonance Phenomena in Intermediate-Energy Nuclear Reactions*, (Springer, Heidelberg, 1980) 6
- [51] H. Überall, *Electron Scattering from Complex Nuclei*, Part B (Academic Press, New York, 1971) 538
- [52] F. Pühlhofer, Nucl. Phys. **A280** (1977) 267
- [53] J.R. Huizenga and G. Igo, Nucl. Phys. **29** (1962) 462
- [54] H.D. Gräf, V. Heil, A. Richter, E. Spamer, W. Stock and O. Titze, Phys. Lett. **B72** (1977) 179
- [55] G.R. Satchler, Nucl. Phys. **70** (1965) 177
- [56] L. McFadden and G.R. Satchler, Nucl. Phys. **84** (1966) 177
- [57] S. Kamerdzhiev, J. Speth and G. Tertychny, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 3943
- [58] S. Brandenburg, R. de Leo, A.G. Drentje, M.N. Harakeh, H. Sakai and A. van der Woude, Phys. Lett. **130B** (1983) 9
- [59] F. Zwarts, A.G. Drentje, M.N. Harakeh and A. van der Woude, Phys. Lett. **125B** (1983) 123

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen Personen danken, die mir beim Entstehen dieser Arbeit unterstützend zur Seite standen.

Vor allem danke ich Herrn Professor Dr. Dr. h.c. mult. A. Richter, der mir diese interessante und vielseitige Arbeit anvertraut hat. Seine Diskussionsbereitschaft und Begeisterung für die Physik waren stets motivierend. Neben dem Gelingen dieser Arbeit wurde mir durch seine Unterstützung ein dreimonatiger Aufenthalt in Genf am Europäischen Kernforschungszentrum CERN möglich.

Den Herren Dr. G. Schrieder und Dr. P. von Neumann-Cosel danke ich für die Betreuung und Unterstützung beim Anfertigen dieser Arbeit.

Für die gute Zusammenarbeit der Herstellung der Driftkammern danke ich Herrn Dipl.-Phys. J. Horn.

Herrn Dipl.-Phys. A. Stiller danke ich für die guten Ratschläge und Programmier-tips bei der Installation des Positioniersystems.

Für die zahlreichen und fruchtbaren Diskussionen über die Multipolanalyse danke ich vor allem den Herren Dr. P. von Neumann-Cosel und Dipl.-Phys. S. Strauch.

Darüberhinaus danke ich den Mitarbeitern der Elektronik- und der Mechanikwerkstatt sowie des Zeichenbüros für ihre Mithilfe.

Schließlich gilt mein Dank allen weiteren, namentlich nicht genannten Personen, die mit ihrer Hilfsbereitschaft zu dieser Arbeit beigetragen haben.