Riesenresonanzen in deformierten Kernen

Diplomarbeit
von
Martin Geldermann

Fachbereich Physik der
Westfälischen Wilhelms-Universität Münster
Institut für Kernphysik
Februar 1994

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung

1.1 Überblick der Riesenresonanzen und Einordnung des Experimentes

Riesenresonanzen sind hochfrequente, einfache kollektive Anregungen von Kernen. Die Untersuchung dieser Anregungen war und ist ein sehr wichtiger Aspekt der Kernphysik. Ergebnisse aus der Erforschung der Riesenresonanzen haben eine tragende Rolle in vielen Bereichen der Physik.

Die Entdeckung der Riesenresonanzen nahm ihren Anfang mit der Elektrischen Dipol Resonanz (GDR : für Giant Dipol Resonance), als man bei der Absorption von Photonen an Kernen ein resonantes Verhalten fand [Bal48]. Nachfolgende Experimente zeigten, daß dies eine generelle Eigenschaft aller Kerne ist. Goldhaber und Teller erklärten diese experimentellen Ergebnisse als eine dipolartige, kollektive Vibration von Protonen gegen Neutronen [Gol48]. Das Beispiel der GDR demonstriert auch die grundlegenden Eigenschaften aller Riesenresonanzen. Ihre Energie liegt oberhalb einer Grenze von 3.5 –4 MeV. Die Energie E_c und die Breite Γ sind eine glatte Funktion der Massenzahl A.

Anhand eines einfachen Tröpfchenmodells wird klar, daß auch verschiedene andere Resonanzen existieren müssen. Abbildung 1.1 zeigt eine Reihe von weiteren Beispielen solcher Vibrationsanregungen.

Die ΔT = 0,ΔS = 0 Moden , d.h. die Anregungen ohne Isospinänderung und ohne Spinänderung sind elektrische isoskalare Vibrationen, in welchen die Protonen gemeinsam mit den Neutronen oszillieren, entsprechend den Multipolordnungen mit L = 0,2,... . Hier fehlt die L=1 Mode, da sie in erster Ordnung eine Bewegung des Kerns als Ganzes darstellen würde. Die ΔT = 1,ΔS = 0 Moden sind die elektrisch isovektoriellen Moden, in denen die Protonen gegen die Neutronen schwingen. Für dieselben Multipolordnungen liegen diejenigen

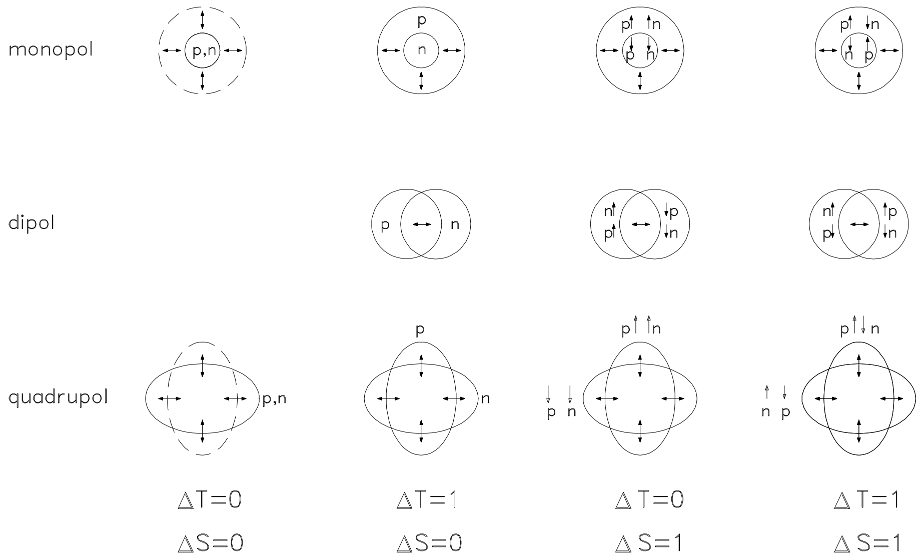

Abbildung 1.1: Qualitatives Bild der Riesenresonanzmoden eines Kerns

isovektorieller Art bei höheren Anregungsenergien als die isoskalaren. Dieses ist begründet in der Mehrenergie, die aufgewendet werden muß, um Protonen und Neutronen von einander zu trennen.

In der isoskalar magnetischen oder spin-flip Mode ($\Delta S = 1$) schwingen Nukleonen mit Spin *up* gegen die Nukleonen mit Spin *down*, während in den isovektoriell magnetischen Moden Protonen mit Spin *up* gegen Neutronen mit Spin *down* oszillieren und umgekehrt.

Die qualitativen Eigenschaften der Riesenresonanzen werden verständlich, wenn man den Kern im Schalenmodell betrachtet. In diesem Modell wechselt die Parität der Einteilchenwellenfunktionen jeweils in den aufeinanderfolgenden Schalen N,N+1, ... und die Energiedifferenz ist $\Delta E = 1\ \hbar\omega = 41\ A^{-1/3}$ MeV. Werden die Riesenresonanzen als kohärente Überlagerungen von 1p-1h Anregungen[1] beschrieben, so gilt , daß nur Übergänge mit $\Delta N \leq \lambda$ induziert werden, wobei λ die Multipolarität des Übergangs ist. Grund dafür ist, daß die Paritätserhaltung bei Übergängen mit ungeradem λ $\Delta N =$ 1,3, ... und bei Übergängen mit geradem λ $\Delta N =$ 0,2,4, ... erfordert. Das führt zu folgendem Schema:

[1] 1p -1h : one particle - one hole = 1 Teilchen - 1 Loch Anregungen

monopol	$\lambda = 0$			$2\hbar\omega$		
dipol	$\lambda = 1$		$1\hbar\omega$			
quadrupol	$\lambda = 2$	$0\hbar\omega$		$2\hbar\omega$		
octupol	$\lambda = 3$		$1\hbar\omega$		$3\hbar\omega$	
hexadecapol	$\lambda = 4$	$0\hbar\omega$		$2\hbar\omega$		$4\hbar\omega$

Die $0\hbar\omega$ Übergänge entsprechen tiefliegenden Übergängen innerhalb einer Schale.

In einem schematischen Modell unterstützt die Teilchen-Loch-Wechselwirkung die Formation eines starken kollektiven Zustandes, der eine kohärente Überlagerung aller möglichen Teilchen-Loch-Übergänge einer bestimmten Multipolarität und Parität darstellt. Dieser Zustand absorbiert die gesamte Übergangsstärke, was auch heißt, daß er die klassische Summenregel erschöpft. Da die Restwechselwirkung für isoskalare Übergänge attraktiv und für isovektorielle repulsiv ist, werden die zugehörigen kollektiven Zustände im Verhältnis zu ihren ungestörten Energien ΔN $\cdot$ 41 A $^{-1/3}$ MeV nach oben bzw. unten verschoben.

Durch diese sehr schematische Darstellung wird ein großes Problem der Untersuchung von Riesenresonanzen deutlich. Aufgrund der Verschiebungen liegen Resonanzen mit unterschiedlichen Multipolaritäten bei gleichen oder ähnlichen Anregungsenergien und sind deshalb schwierig aufzulösen. Es bleibt nur die Möglichkeit, selektive Anregungsmechanismen anzuwenden. Im Falle der GDR ist das die Photoabsorption.

Erst in den Jahren 1971-72 wurden weitere Riesenresonanzen experimentell beobachtet. Inelastische Elektronenstreuung [Pit71] und Protonenstreuung [Lew72] an Targetkernen bestätigten die Existenz der isoskalaren Quadrupolriesenresonanz, die nach der oben beschriebenen Systematik bei einer Anregungsenergie von $E_x \sim 65$ A $^{-1/3}$ MeV auftritt.

Die nächste Resonanz, die aufgedeckt wurde, war die isoskalare Monopolriesenresonanz [Har77] [You77]. In schweren Kernen liegt sie bei $E_x \sim 80$ A $^{-1/3}$ MeV . Diese Resonanz ist von besonderer Wichtigkeit, da sie in Bezug steht zur Inkompressibilität von Kernen und von Kernmaterie. Dieses bringt wiederum ein großes Maß an Information für astrophysikalische Fragestellungen[Wou91].

Die Erforschung dieser Resonanz bedurfte der Entwicklung neuartiger Untersuchungsmethoden, namentlich die Streuung von α-Teilchen und ^{3}He-Kernen unter 0° bei Energien oberhalb von 100 MeV. Eine weitergehende Analyse von α- und Elektronenstreuexperimenten hat die Existenz von Anregungen höherer Multipolarität aufgezeigt wie zum Beispiel der isoskalaren $\Delta L = 3$ Oktupolriesenresonanz. Diese liegt im ^{208}Pb bei ungefähr 18 - 20 MeV. Eine andere generelle Eigenschaft der Riesenresonanzen macht es allerdings schwierig, Anregungen solch hoher Energien zu identifizieren, denn die Breite der Resonanzen wächst mit der Anregungsenergie. Dadurch wird es problematisch, diese überhaupt vom unterlagerten Kontinuum zu trennen.

Wie auch bei der vorangegangenen Entdeckung der GDR und der GMR (GMR : für Giant Monopol Resonance) ist die Entwicklung einer neuen Methode der Schlüssel zur Erschließung eines neuen wichtigen Gebietes der Riesenresonanzen gewesen. So wurde mit Hilfe von 200 MeV Ladungsaustauschstreuung (p,n) unter 0° die $\Delta L = 0$, $\Delta S = 1$, $\Delta T = 1$ spin-isospinflip *Gamov–Teller* Resonanz gefunden [Goo80].

Es wurde anhand von Modellrechnungen gezeigt, daß andere Spin-Isospinflip Anregungen mit $\Delta L \neq 0$ existieren sollten. Zu dem damaligen Zeitpunkt waren diese verschiedenen Komponenten experimentell nicht zugänglich. Großes Interesse wurde aber durch die Tatsache hervorgerufen, daß nur etwa 50-70% Spin-Isospinstärke in der Gamov–Teller Resonanz nachgewiesen werden konnte. Seitdem ist sehr viel Aktivität auf Untersuchungen in diesem Bereich verwendet worden. Protonenstreuexperimente unter sehr kleinen Winkeln wurden durchgeführt, um die isovektorielle Spinstärke von schweren deformierten Kernen zu untersuchen. In diesem Rahmen wurden die Seltenen Erden ^{150}Nd , ^{154}Sm , ^{156}Gd , ^{158}Gd und ^{168}Er sowie die Aktiniden ^{238}U und ^{232}Th untersucht [Dja85, Fre89]. Einerseits erlangte man überraschende neue Erkenntnisse über die M1-Übergänge und andererseits fand dieser Bereich der Kernstrukturphysik neue Aktualität durch die Anwendung in der Neutrinophysik. Deshalb haben in den

Jahren 1992 und 1993 an der TRIUMF[2] Anlage in Vancouver, Kanada, weitere Experimente mit erheblich verbesserten Meßmethoden und einer wesentlich gesteigerten Genauigkeit stattgefunden.

Im Rahmen dieser Arbeit werden der experimentelle Aufbau beschrieben, die Meßmethoden vorgestellt und die aufgezeichneten Daten einer detaillierten Analyse unterzogen.

[2]TRIUMF : TRI University Meson Facility

2. Experiment

Im Sommer 1993 wurden am TRIUMF Anregungsspektren für die Streuung von mittelenergetischen Protonen an ^{238}U und ^{232}Th gemessen. Zur Beschreibung des Experimentes ist eine Einordnung in die aktuelle Kernstrukturphysik und die Nennung der außerordentlichen Schwierigkeiten, die die Messungen mit sich bringen, unumgänglich.

2.1 Motivation

Die in den *Gamov-Teller* Übergängen nachgewiesene Übergangsstärke deckt sich bislang noch nicht mit den erwarteten Werten. Durch Rechner mit erheblich gesteigerten Rechenleistungen sind Kalkulationen möglich geworden, die einen größeren Konfigurationsraum einschließen und sich auf diesem Wege den experimentellen Daten weiter nähern. Aber diese Tatsache ist ebenfalls Anlaß, immer wieder neue Messungen mit hochentwickelten Methoden durchzuführen. Dazu wurden Experimente an ^{206,208}Pb, ^{90}Zr und ^{54}Fe durchgeführt. Der Schwerpunkt dieser Messung war hingegen die Untersuchung der M1-Spinflip-Anregung durch (p,p') Streuung in deformierten schweren Kernen, welche das $\Delta T_z=0$ Analogon zur Gamov-Teller-Resonanz darstellt.

Mit Hilfe der Erkenntnisse aus diesem Experiment ist es möglich, die vorhandenen Kernmodelle weiterzuentwickeln und so zu einem umfassenden Formalismus zu gelangen.

Die Ergebnisse bekommen auch durch Anwendungen in der Astrophysik einen besonderen Stellenwert. Die Anregungsmechanismen bei Riesenresonanzen können wertvolle Informationen geben, um Modelle, nach denen *Supernova*-Ereignisse simuliert werden, soweit zu vervollständigen, daß sie den Ablauf dieses Prozesses bis zum Ende beschreiben können.

Mit *Supernova* bezeichnet man die Explosion eines Sterns, der eine von seiner Masse abhängige bestimmte Entwicklung durchlaufen hat. Nur Sterne mit einer Masse, die deutlich größer ist als die unserer Sonne, enden in einer Supernova. Ein derartiges Ereignis kann eine große Zahl von Informationen liefern. Durch die hohe Geschwindigkeit dieser Prozesse von Kernreaktionen und Elementsynthese werden tiefe Einblicke in die Abläufe der Sternentwicklung gewährt, da sich ansonsten die vorangegangene Geschichte durch ihren sehr langwierigen, für massenreiche Sterne im Bereich von 10^6 – 10^7 Jahren liegenden Weg der Beobachtung entzieht. Die Prozesse der Elementsynthese laufen in diesem Moment mit einer Vielfalt und Dynamik ab, daß innerhalb kürzester Zeit ausreichend Daten bekannt werden, die eine Vervollständigung eines Reaktionsschemas erlauben. Zusätzlich bietet ein um 20 Größenordnungen stärkerer Neutrinofluß als in unserer Sonne die Möglichkeit, diese mit den laufenden Sonnenneutrinoexperimenten nachzuweisen [Bur90].

Abbildung 2.1: Neutrinoinduzierte Ereignisse, die in den 15 Sekunden nach dem ersten Neutrinoereignis aus der Supernova SN1987A in den Neutrinodetektoren Kamiokande II und IMB nachgewiesen wurden

Im Jahre 1987 wurde eine Supernova beobachtet, die sich in den Neutrinodetektoren *Kamiokande II* und *IMB* in einer extrem hohen Rate von nachgewiesenen Neutrinos niedergeschlagen hat. Statt der durchschnittlich pro Tag gemessenen ein bis zwei Neutrinos wurden in den ersten 15 Sekunden 25 Durchgänge gemessen. In Abbildung 2.1 sind 19 der neutrinoinduzierten Messungen aus den oben genannten Detektoren gezeigt.

Die Sterne, die in einer Supernova enden, sind durch Gravitationskräfte aus Staubwolken oder Molekülwolken entstanden. Im Laufe ihrer Entwicklung werden sie durch die Schwerkraft immer weiter zusammengepreßt bis der thermodynamische Druck ein weiteres Verdichten verhindert. Der Stern heizt sich im Innern jedoch weiter auf, so daß die Temperatur zur Fusion von Protonen zu Heliumkernen ausreicht. Die freiwerdende Energie setzt einen Gegendruck zum Gravitationsdruck, der erst dann nachläßt, wenn der Kernbrennstoff Wasserstoff verbraucht ist. Der Kern des Sterns kühlt sich also wieder ab, und der Gravitationsdruck läßt von neuem die Masse des Sterns in sich zusammenfallen. Aufgrund der folgenden Wiederaufheizung wird nach Erreichen der notwendigen Temperatur das Heliumbrennen ausgelöst, bei dem drei Heliumkerne zu einem Kohlenstoffkern verschmelzen. Ist das Helium verbrannt, kollabiert der Stern wiederum, bis die Temperatur zum Verschmelzen von Kohlenstoff zu schweren Kernen vorhanden ist. Die schweren Kerne ihrerseits werden nach dem Abnehmen des Kohlenstoffbrennens und nachfolgender Kompression zu noch schwereren Kernen verschmolzen. Die einzelnen Stufen verlaufen zunehmend schneller, und es wird immer weniger Energie frei, wodurch die Dichte wegen des gleichbleibenden Gravitationdruckes zunimmt. Zu dem Zeitpunkt, da der Stern nicht mehr durch weitere Fusionsreaktionen dem Gravitationsdruck einen Gegendruck bieten kann, stürzt die Masse in sich zusammen. Es werden so hohe Dichten im Innern erreicht, daß in dieser *superdichten* Phase mittels der schwachen Wechselwirkung Neutronen und Neutrinos erzeugt werden. Die Dichte erreicht bei etwa 10^{15}g/cm^3 einen Punkt, an dem die nukleare Zustandsgleichung keine weitere Kompression mehr zuläßt. Die Bewegung der Massen auf den Kern zu stoppt schlagartig, und es wird eine Schockwelle zurückgeworfen, die die äußeren Schalen des Sternes in einer Supernovaexplosion herauskatapultiert.

In den astrophysikalischen Modellen, die dieses Szenarium beschrei-

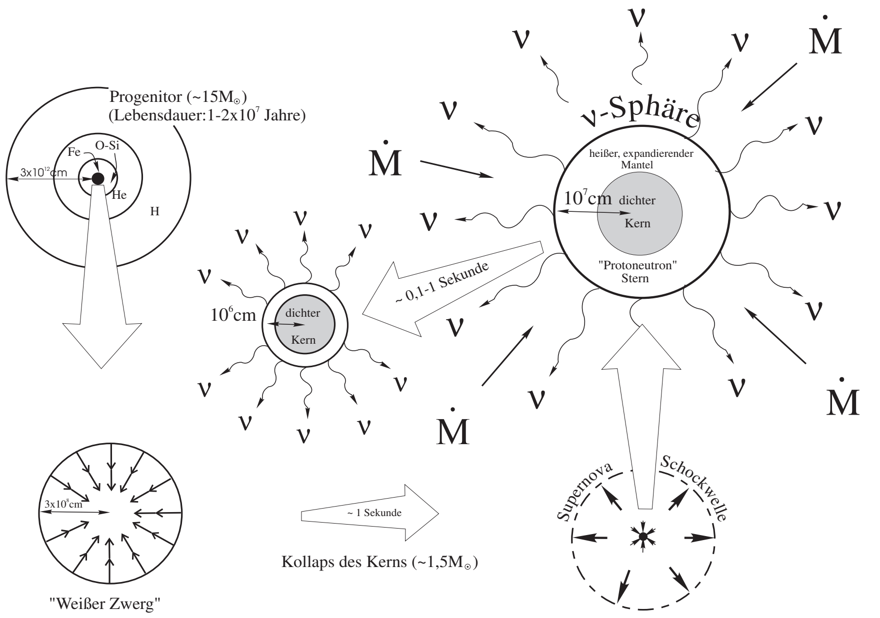

Abbildung 2.2: Das Endstadium der Entwicklung eines Sternes mit 15-facher Sonnenmasse über einen *Weißen Zwerg* in eine *Supernova*-Explosion; (Abbildung aus [Bur90])

ben, reicht aber die errechnete Energie der Druckwelle nicht aus, um durch die einfallende Materie hindurch bis in die äußeren Schichten zu gelangen. Unter der Annahme, daß die einfallende Materie von dem nach außen fließenden Neutrinostrom sozusagen vorgeheizt wird, kann die Supernovaexplosion erfolgreich simuliert werden. Das Aufheizen der Materie kann über den Mechanismus der Anregung von Riesenresonanzen in das Modell integriert werden.

Um die Simulationen auf eine experimentell gesicherte Basis zu stellen, können Daten aus Protonenstreuexperimenten [Fre93] verwandt werden.

2.2 Modelle

Bei den vorliegenden Messungen tritt am deutlichsten die coulombangeregte E1-Dipolriesenresonanz hervor. Durch die Verschiebung von Massenschwerpunkt gegen Ladungsschwerpunkt kommt ein Dipolmoment zustande. Aufgrund der attraktiven Neutron-Proton-

Wechselwirkung führt die Entmischung von Protonen und Neutronen zu einer Rückstellkraft [Lo 90]. Daß es sich bei den unter diesen kleinen Vorwärtswinkeln gemessenen Protonen mit Anregungsenergien zwischen 8 und 20 MeV um rein Coulomb-angeregte handelt, läßt sich durch eine Abschätzung des Stoßparameters b der Streuung belegen. Der klassische Stoßparameter berechnet sich nach [May84] mit einem Streuwinkel θ = 4° und einer Projektilenergie E = 200 MeV zu:

$$\begin{aligned} b &= \frac{Z_{Uran} \cdot Z_{Proton} \cdot e^2}{2E_{Proton}} \cot \frac{1}{2}\theta \\ &= \frac{92 \cdot 1 \cdot \left(1.20\sqrt{MeV fm}\right)^2}{2 \cdot 200 MeV} \cot 2 \\ &= 9.5 fm \end{aligned} \tag{2.1}$$

In einem solchen Abstand vom Kern wirkt auf das Proton vorrangig das Coulomb Potential, da die Reichweite der Kernkraft näherungsweise mit dem Kernradius von $r_0 = 1.3 \cdot A^{1/3}$ fm übereinstimmt [May84], welcher für ^{238}U 8.0 fm beträgt.

In sphärischen Kernen, das heißt nicht deformierten Kernen, ist diese Resonanz sehr gut durch eine Gauß- oder Lorentzkurve beschrieben. Im vorliegenden Fall des Urantargetkernes und des Thoriums, welche beide deformiert sind, erscheint hingegen eine Doppelhöckerstruktur im Spektrum. Die Deformation eines Kernes tritt auf, wenn dieser zusätzlich zu den Nukleonen in abgeschlossenen Schalen Valenznukleonen besitzt, das heißt Nukleonen, die sich in unvollständig besetzten Schalen befinden. Zwischen dem Rumpf des Kerns und den Valenznukleonen kommt es zu einer Wechselwirkung durch die langreichweitige Komponente der Kernkraft. Bei einer hohen Anzahl von Valenznukleonen wird die Kopplung so stark, daß eine statische Verformung des entsprechenden Kernes hervorgerufen wird [Mus88]. So kommt es zu einer Verzerrung des Kernpotentials. In Abhängigkeit von der Deformation bildet sich eine Symmetrieachse aus, die dem Kern eine Vorzugsrichtung verschafft. Die Form des Kernes ist anschaulich mit einem Rotationsellipsoid zu vergleichen.

Die Doppelhöckerstruktur wird erzeugt durch die beiden verschiede-

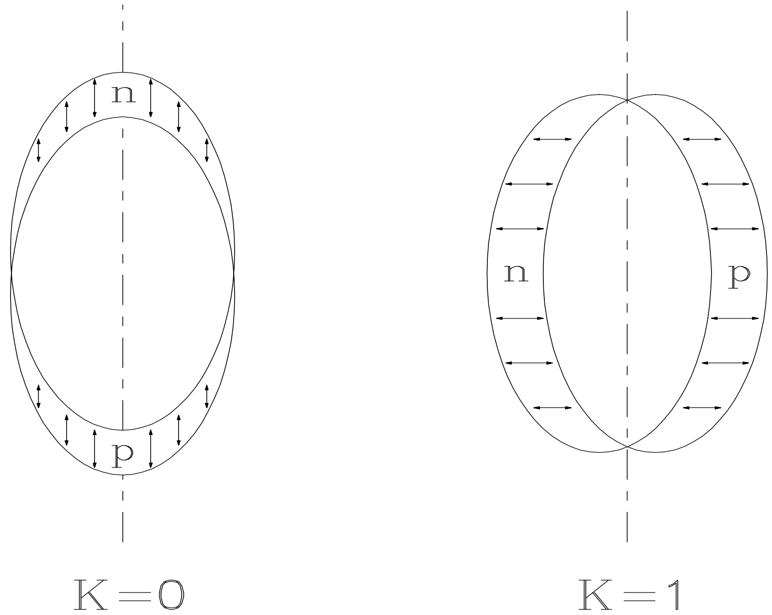

Abbildung 2.3: Die Deformierung des Kernes läßt zwei voneinander verschiedene Schwingungsmoden der elektrischen Dipolanregung zu.

nen Möglichkeiten des deformierten Kernes eine E1-Dipolschwingung durchzuführen. Eine Mode schwingt parallel zur Symmetrieachse und ist zu einer niedrigeren Energie verschoben, die K=0 Mode. Die andere Mode schwingt transversal zur Symmetrieachse und ist zu einer höheren Energie verschoben, die K=1 Mode.

Unter den M1-Anregungen werden zwei Arten grundsätzlich unterschieden. Es existieren die orbitalen Anregungen, die vorwiegend in dem Bereich bis ungefähr 4 MeV Anregungsenergie liegen, und die Spinflip-Anregungen, die erst ab Anregungsenergien von 3–4 MeV auftreten.

Die orbitalen wie auch die Spinflip-Übergänge können in inelastischen Streuprozessen unter bestimmten Voraussetzungen angeregt werden. So werden in (e,e') Elektronenstreuprozessen bei 20 - 40 MeV und Nachweis der gestreuten Elektronen unter extremen Rückwärtswinkeln $\Theta \rightarrow 180°$ Spinflip und orbitale Anregungen beobachtet [Ric81]. In inelastischen Nukleonenstreuexperimenten (p,p'),(n,n') oder Ladungsaustauschreaktionen (p,n) bei Energien von ungefähr 200 MeV und Nachweis der gestreuten Teilchen unter extremen

Vorwärtswinkeln $\Theta \rightarrow 0°$ finden dominant Spinflip-Anregungen statt [Lov81, Wö94].

Der M1 Operator

$$
\begin{aligned}
\boldsymbol{\mu} &= \mu_0 \sum_{j=1}^{A} (g_l \boldsymbol{l}_j + g_s \boldsymbol{s}_j) \\
&= \mu_0 \sum_{j=1}^{A} \left[\frac{1}{2} \left(g_l \boldsymbol{l}_j + \frac{g_p + g_n}{2} \boldsymbol{s}_j \right) \right. \\
& \left. \quad -\frac{1}{2} \left(g_l \boldsymbol{l}_j + \frac{g_p - g_n}{2} \boldsymbol{s}_j \right) \tau_3(j) \right] \qquad (2.2)
\end{aligned}
$$

besteht aus einem orbitalen Teil $\boldsymbol{l}$ ($g_l = 1$ für Protonen und $g_l = 0$ für Neutronen) und einem Spinanteil $\boldsymbol{s}$ (die gyromagnetischen Faktoren sind g_p = 5.58 für Protonen und g_n = -3.82 für Neutronen) wobei $\mu_0 = e\hbar/2M_pc$ das Kernmagneton ist (e ist die Ladung des Protons und M_p ist die Protonenmasse). In Gleichung 2.2 ist der M1 Operator als Summe aus einem isoskalaren und einem isovektoriellen Term geschrieben. Um ein verständlicheres Bild der tiefliegenden $J^\pi=1^+$ zu erhalten, wird diese Mode im *two-rotor model* (TRM) von Lo Iudice und Palumbo in Analogie zur E1 Resonanz beschrieben [Lo 78, Lo 79, Lo 90][Gol48]. Im Gegensatz zu den dort gegeneinander oszillierenden Neutron- und Protonmassen bilden in dem TRM Neutronen und Protonen deformierte feste Körper, die gegenphasige Rotationsschwingungen ausführen, wie es in Abbildung 2.4 gezeigt ist.

Dieses Modell wurde noch erweitert um isoskalare Anregungen, die mit von einander verschiedenen Deformationen der Neutronen- und Protonenkörper einhergehen [Gre66, Fae66] [Fae86b, Fae86a].

In diesem Rahmen schlug Hilton eine *giant angle dipole mode*[1] (GAD) vor, als eine Überlagerung von gegeneinander rotierenden Oszillationen von Neutronen und Protonen und eine orthogonale Scherungsmode, ausgehend von allgemeinen Annahmen der Entkopplung von kollektiven- und Einteilchenfreiheitsgraden [Hil88]. Diese Mode ist in Abbildung 2.5 schematisch dargestellt. Diese beiden Modelle wie auch alle anderen kollektiven Beschreibungen geben die Anregungsenergien

[1] giant angle dipol mode : Riesenwinkel Dipolanregung

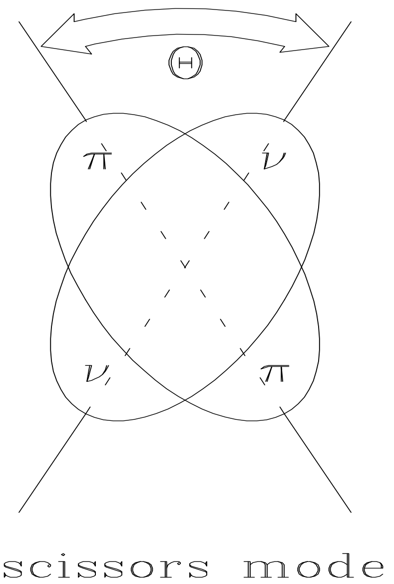

Abbildung 2.4: Die von Lo Iudice und Palumbo im Two-Rotor Model beschriebene M1-Mode.

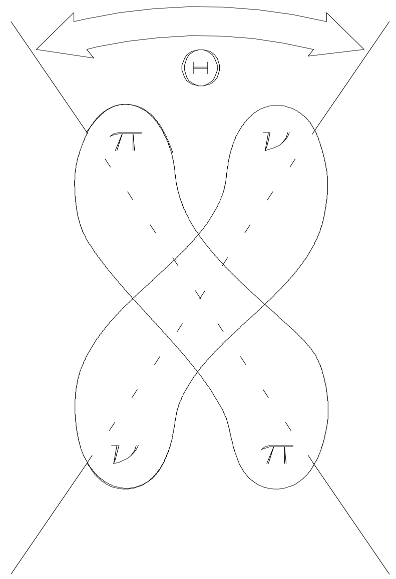

Abbildung 2.5: Die GAD, in der unterschiedlich deformierte Neutronen- und Protonenkörper gegeneinander oszillieren.

und vor allen Dingen auch die Übergangsstärken B(M1;$0^+ \rightarrow 1^+$) an. Das Ziel dieses Experimentes ist, die Übergangsstärke der M1-Anregung zu bestimmen.

2.3 Anforderungen an das Experiment

Die M1-Spinflip-Anregung kann mittels der Streuung von Protonen unter extrem kleinen Vorwärtswinkeln gemessen werden, da die Winkelverteilung unter $0°$ einen sehr großen Wert hat, der dann zu größeren Winkeln stark abfällt, so daß in diesem Falle der $\sigma\tau$-Operator die Kernwechselwirkung dominiert.

Die Messung unter kleinen Vorwärtswinkeln ist mit großen experimentellen Schwierigkeiten verbunden. Der Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung steigt zu kleinen Winkeln sehr stark an. Nach Rutherford ist der elastische Wirkungsquerschnitt proportional zu $Z^2/\sin(\Theta/2)^2$. In diesem Experiment werden Drahtkammern als Detektoren verwendet, die eine obere Grenze für die Zahl der gemessenen Teilchen pro Zeit haben. Um die Zählraten in den Drahtkammerdetektoren nicht über die Kapazität (etwa 1MHz) zu steigern, muß das Experiment mit sehr kleinen Strahlströmen im Bereich von weniger als 1nA durchgeführt werden. Das bedeutet, daß die Messung über sehr große Zeiten stabil gehalten werden muß, um genügend Ereignisse für eine aussagekräftige Statistik in der Analyse zu bekommen.

3. Das MRS

Die Spektren wurden mit einem Magnetspektrometer , dem MRS[1] am TRIUMF in Vancouver, Kanada, aufgenommen.

3.1 Der Beschleuniger

Das TRIUMF verfügt über ein Zyklotron, das einen Protonenstrahl mit Energien von 185–515 MeV für verschiedene Experimente bereitstellt. Es kann auf zwei Arten betrieben werden. Die eine erzeugt einen Strahl mit punktförmigem Querschnitt und einer Energieauflösung der Größenordnung 600–1200 keV. Die andere Einstellung erzeugt einen bandartig aufgeweiteten Strahl mit einer vertikalen Energieverteilung, der eine Energieauflösung von 100 keV im Experiment ermöglicht. Diese Betriebsart heißt 'Dispersion Matching' und wurde bei den hier beschriebenen Messungen angewandt.

3.2 Das Spektrometer

Mit dem Zyklotron durch das Strahlrohr 4B verbunden, befindet sich in der Targethalle T2 das MRS. Dieses Spektrometer besteht aus einem Quadrupol und einem Dipol, die durch eine Reihe von Vieldrahtkammern ergänzt sind. Diese Vieldrahtkammern dienen zur Rekonstruktion der Teilchenspur durch das Spektrometer und damit zur Auflösung von Winkel und Impuls.

Der Ablenkwinkel des MRS beträgt $60°$ in der Vertikalen und es sind Streuwinkel von $-12°$ bis $+135°$ erreichbar. Die Impulsakzeptanz liegt bei $\pm 7\%$ für Teilchenimpulse bishin zu 1.5 GeV/c .

[1]MRS : Medium Resolution Spectrometer

3.2.1 FEC

Der erste Detektor, der hinter der Streukammer folgt, ist eine Horizontaldriftkammer mit vier Drahtebenen, eine sogenannte FEC[2]. Die vier Ebenen sind so angeordnet, daß jeweils zwei in X-Richtung und in Y-Richtung[3] ausgerichtet sind. Sie erlauben durch eine um einen halben Drahtabstand versetzte Position zueinander die Bestimmung, auf welcher Seite das Teilchen den Draht passiert hat. Zusätzlich erlaubt diese Anordnung eine Interpolation des Durchtrittsortes der Protonen unter Verwendung der Driftzeiten mehrerer Drahtebenen. Drahtnummer und Driftzeit werden an einen Computer übermittelt, welcher den Ort mit einer Auflösung von weniger als 0.5 mm bestimmt.

3.2.2 VDCs

Die wichtigsten Einheiten des MRS-Detektorsystems sind zwei Vertikaldriftkammern, die über der Fokalebene des Spektrometers angebracht sind. Jeder der beiden VDCs besteht aus zwei gekreuzten Drahtebenen, welche die X-Position in der Ablenkrichtung und die U-Position um 30° gegenüber X verdreht angeben. Die Information wird mit einer Auflösung von 50μm in X-Richtung in X- und Y-Koordinaten transformiert. Die vier Ebenen sind mit X1, U1, X2, U2 bezeichnet und enthalten je 160 Drähte in VDC1, bzw. 176 in VDC2. Koordinaten und Winkel in X und Y liefern VDC1 und VDC2 mit einer Winkelauflösung von 0.1° .

3.2.3 Eigenschaften der MRS-Optik

Die Koordinaten der gestreuten Teilchen werden angegeben in Größenordnungen eines orthogonalen Koordinatensystems. Die zentrale Spur wird mit Z-Achse bezeichnet. Sie beschreibt die Spur eines Teilchens , das sich entlang der Symmetrieachse aller optischen Elemente bewegt. Die Ebene, in der die Teilchenbahn durch den Dipol gekrümmt wird, heißt Ablenkebene. Die Abweichung einer Teilchen-

[2]FEC : Front End Chamber

[3]wobei in diesem Falle die X-Richtung vertikal, also in der Ablenkebene des MRS liegt

bahn von der zentralen Spur in dieser Ebene ist X . Die Abweichung eines Teilchens senkrecht zu dieser Ebene ist Y. Andere Koordinaten, die in den Berechnungen verwandt werden, sind :

- Θ = dx/dz = Ablenkebenendivergenz
- ϕ = dy/dz = Divergenz senkrecht zur Ablenkebene

Die optischen Elemente des Spektrometers bestehen aus einem einzelnen Quadrupol, gefolgt von dem Dipol. Der Quadrupol wird in der Regel zur Fokussierung in der Y–Ebene gebraucht, und der Dipol fokussiert sehr stark in der X-Ebene. Die Kombination dieser beiden Elemente produziert ein Bild des Targets auf einer imaginären Oberfläche, die als Fokalebene bezeichnet wird. Sie liegt etwas oberhalb des Dipolausgangs.

Die Koordinaten der Teilchenbahnen werden von den drei Drahtkammern gemessen. An erster Stelle steht die FEC vor dem Eintritt in den Quadrupol. Die Koordinaten, die an dieser Stelle gemessen werden, sind X_0 und Y_0 . Die beiden weiteren Drahtkammern, die VDC's, sind im Abstand von 5 cm hinter dem Austrittsfenster des Dipols angebracht. Sie sind um 15° gegen die Horizontale geneigt. Sie liefern die Koordinaten X1, U1 und X2, U2.

Zusätzlich zu diesen drei Koordinatensätzen gibt es zwei weitere, die von dem Analyseprogramm berechnet werden. Es handelt sich um X_f , die Koordinate der Fokalebene und X_I und Y_I , die Koordinaten des Gegenstandspunktes auf dem Target. Die Komponenten des Spektrometers zeigt die Gesamtansicht in Abbildung 3.1.

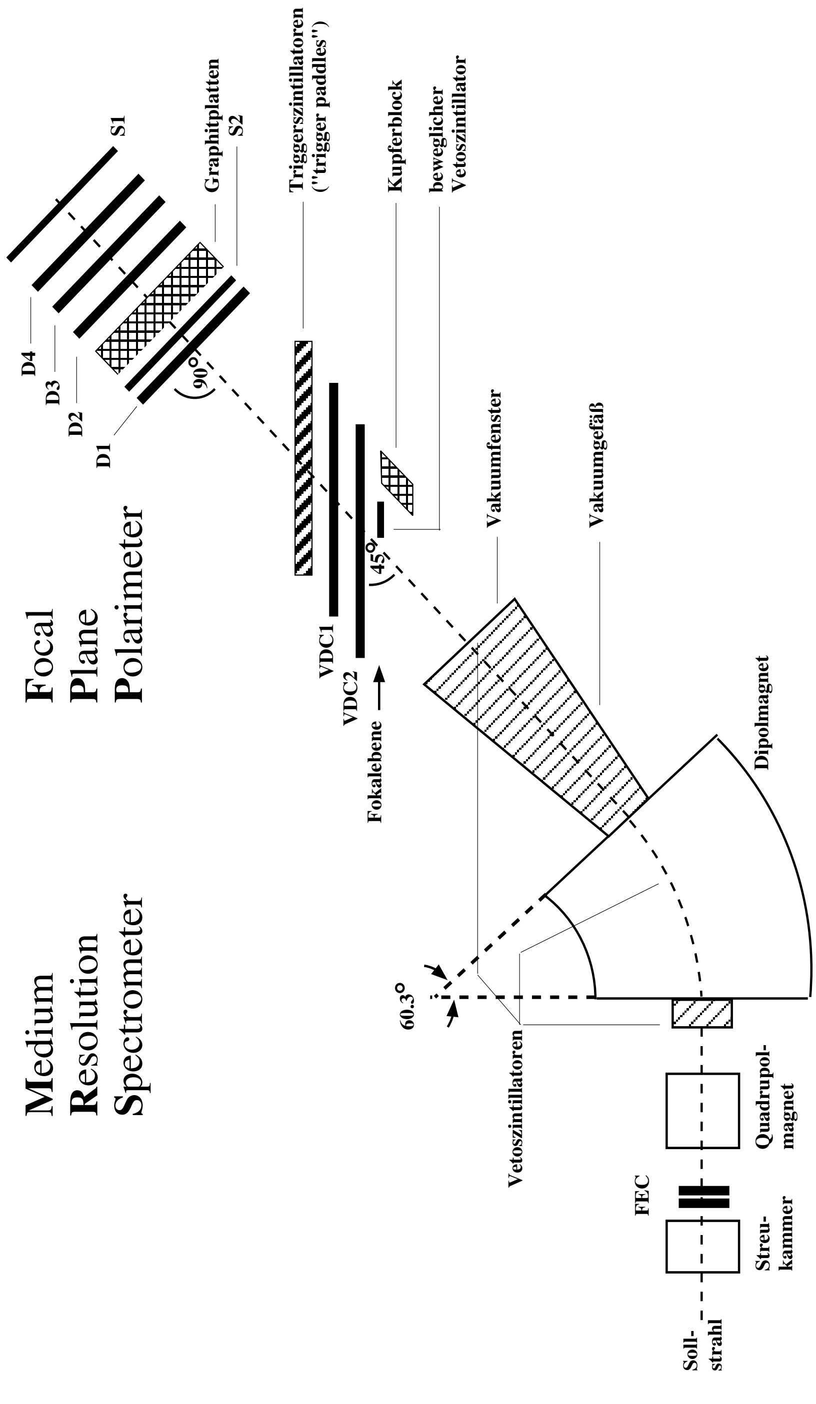

Abbildung 3.1: Übersicht des Magnetspektrometers MRS von der Seite; deutlich ist der Dipolmagnet zu erkennen; davor in eben der Reihenfolge: die Streukammer, die Horizontaldriftkammer, der Quadrupolmagnet und ein Teil der Vetoszintillatoren; hinter dem Dipolmagneten befindet sich ein bis zu den Vertikaldriftkammern reichender Vakuumbehälter; an die VDCs und die Triggerszintillatoren schließt sich noch ein Fokalebenenpolarimeter an, das zum MRS gehört, aber bei diesem Experiment keine Verwendung fand

4. Analyse der Daten

Für die Auswertung der Daten bedurfte es einer Reihe von verschiedenen Schritten, um aus den Rohdaten Spektren zu entwickeln.

4.1 Das Datenaufnahme- und Analyseprogramm LISA

Um die Daten, die die verschiedenen Detektoren am MRS ausgeben, zu analysieren, wurde ein Softwarepaket benutzt, das in der Lage ist, einerseits während des Experimentes Vorabanalysen zuzulassen und andererseits zur Durchführung der endgültigen Analyse der auf Magnetbändern gespeicherten Daten verwandt werden kann. Das aus drei Teilen bestehende Programm *LISA* wandelt in einem ersten Schritt, der *driftroutine*, die Daten aus den FEC und VDC Kammern in Ortskoordinaten um. Die so berechneten Koordinaten werden dann von der *insertroutine* in physikalische Daten, wie Streuwinkel, Fokalebenenkoordinaten und Targetkoordinaten, umgewandelt. In einem dritten Schritt, der *eventroutine*, werden dann die physikalischen Daten nach verschiedenen Bedingungen analysiert, um so den Untergrund zu reduzieren und andere Eingrenzungen der Daten vorzunehmen.

4.2 Überprüfung der Spurrekonstruktion

Die Berechnung der Teilchenbahn erfolgt durch die *driftroutine*. Um von vorneherein Zweifel an der Korrektheit der Spurrekonstruktion auszuräumen, wurde eine Routine erzeugt, die einzelne Ereignisse graphisch darstellt. So konnten diese Ereignisse, die von *Lisa* gezählt wurden, einzeln für sich überprüft werden. Abb.4.1 zeigt ein Ereignis, das als Spur eines im Target gestreuten Protons gewertet wurde.

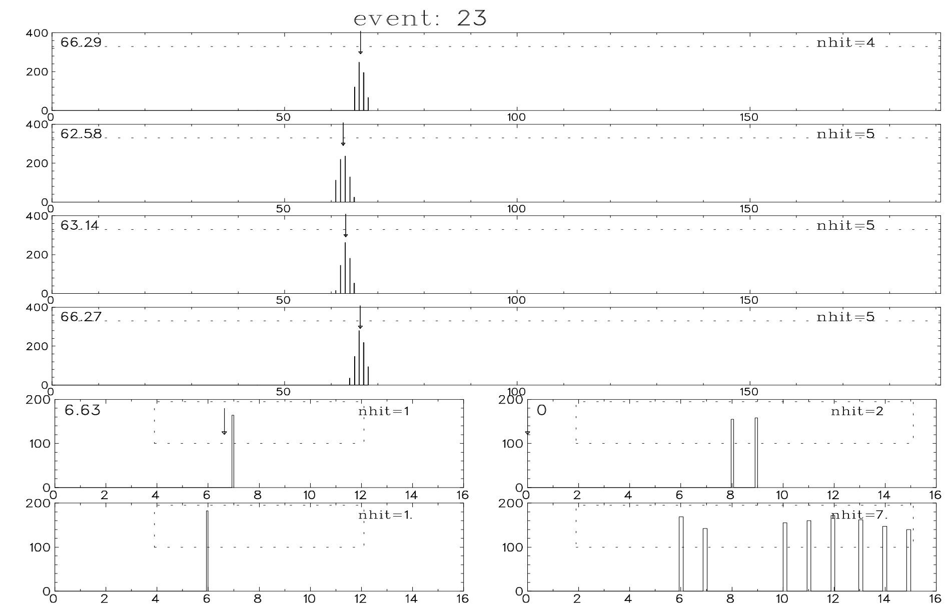

Abbildung 4.1: graphische Darstellung einer Spuridentifikation in den Drahtkammern; die vier unteren Kästen stellen die Drahtebenen der FEC dar, die oberen vier die der VDCs in der Folge, wie sie vom Teilchen durchlaufen werden

In den acht Kastendiagrammen sind für die acht Drahtebenen des Detektors jeweils die Nummern der Drähte, die angesprochen haben, gegen die Driftzeiten aufgetragen. Das Maximum eines Clusters solcher Driftzeiten wird jeweils als Durchgangsort des Protons gewertet. Gestrichelt eingezeichnet sind die Fenster, außerhalb derer die Drähte und die Driftzeiten nicht vom Programm ausgewertet werden. Im oberen Teil der Abbildung läßt sich sehr gut die Teilchenbahn durch die einzelnen Driftkammern erkennen. Sind hier in einer Kammer zwei Cluster zu sehen , so ist das im allgemeinen ein Indiz für ein Teilchen, das nicht vom Target ausgegangen ist. Es kommt aber auch vor, daß durch einen fehlenden Draht ein richtiger Cluster geteilt und so als zwei gewertet wird.

Alle diese Besonderheiten ließen sich durch diese Routine überprüfen und konnten im Bedarfsfall mit einer Ausschlußbedingung im Analyseprogramm belegt werden. Die Kontrolle von über 200 Ereignissen ergab aber nur minimale Änderungen im Programm.

4.3 Bestimmung der Fokalebene

Die Detektoren des MRS sind so eingerichtet, daß die Fokalebene des Spektrometers mit einem geringen Abstand vor den beiden VDC 1 und 2 liegt.

In dem Programm sind verschiedene Parameter vorgesehen, um die Position der Fokalebene festzulegen. Sie werden bestimmt, indem für ein Kohlenstoffspektrum, derart wie es in Abbildung 4.2 gezeigt ist, jede einzelne Linie durch Änderung der Parameter auf die minimale Breite und eine winkelunabhängige Lage in X_f justiert wird. Die so erhaltenen Parameter lassen sich in einen Neigungswinkel der Fokalebene gegenüber der VDC1 und einen Abstand von dieser umrechnen. Die Abweichungen quadratischer und höherer Ordnung von der exakten Lage werden durch eine Fitprozedur bestimmt.

4.4 Energieeichung

Um die Energiedispersion in der Fokalebene zu bestimmen, wird das bekannte Anregungsspektrum eines Kohlenstofftargets benutzt.

Das mit den gleichen Parametern wie bei dem Uran aufgenommene Spektrum zeigt außer der elastischen Linie im Bereich von Kanal 100–400 vier weitere deutliche Linien. Eine fünfte Linie, die bei Kanal 1200 liegt, ist eine Anregung des ebenfalls im Target enthaltenen ^{13}C. Die Aufspaltung der elastischen Linie in zwei Linien entsteht durch die Unterdrückung der Zählrate der elastisch gestreuten Protonen durch einen Vetozähler. Da der Vetozähler nicht die gesamte Breite der elastischen Linie überdeckt, erscheint die rechte Flanke in der absoluten Höhe und dadurch erheblich stärker als der Hauptanteil der Linie. Die Schwerpunkte der ^{12}C-Linien erscheinen nach Literaturangaben bei 4.44 MeV, 7.6 MeV, 12.7 MeV und 15.11 MeV [Led78]. Nachdem das zweidimensionale Spektrum auf XF, die Koordinate, die den Energien in der Fokalebene entspricht, projiziert wurde, konnte man die Schwerpunkte der Linien bestimmen (Abbildung 4.3). Mit der Zuordnung von Kanalnummern zu den entsprechenden Zustandsenergien des Kohlenstoffes kann dann durch eine Fitprozedur der funk-

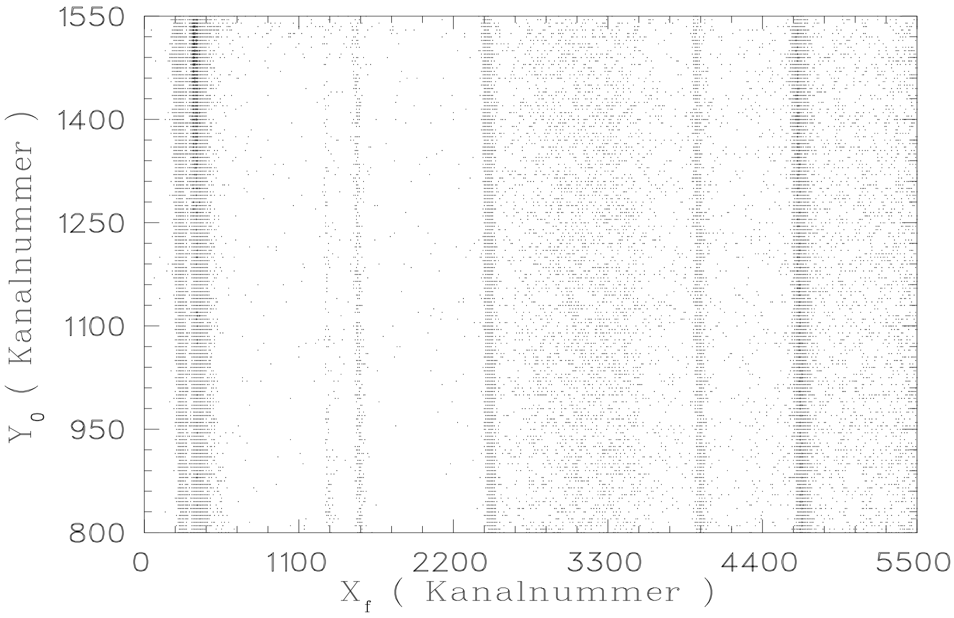

Abbildung 4.2: Anregungsspektrum des ^{12}C , aufgenommen unter den gleichen Parametereinstellungen wie bei dem Uran-Target

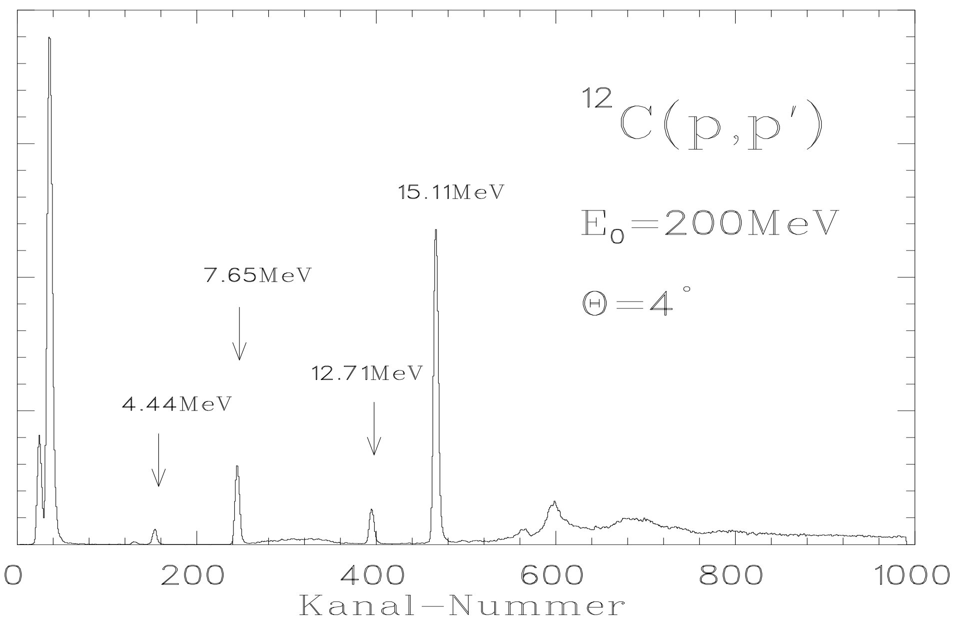

Abbildung 4.3: Anregungsspektrum des ^{12}C als Projektion des Spektrums aus Abbildung 4.2 auf die X_f Achse

tionale Zusammenhang Energie/Kanal errechnet werden. Abbildung 4.4 zeigt den guten linearen Verlauf, was eine sehr präzise Energieeichung ermöglicht. Die Energiedispersion beträgt danach 3.393KeV pro Kanal. Einem Kanal entspricht in der Fokalebene eine Breite von $50\mu m$.

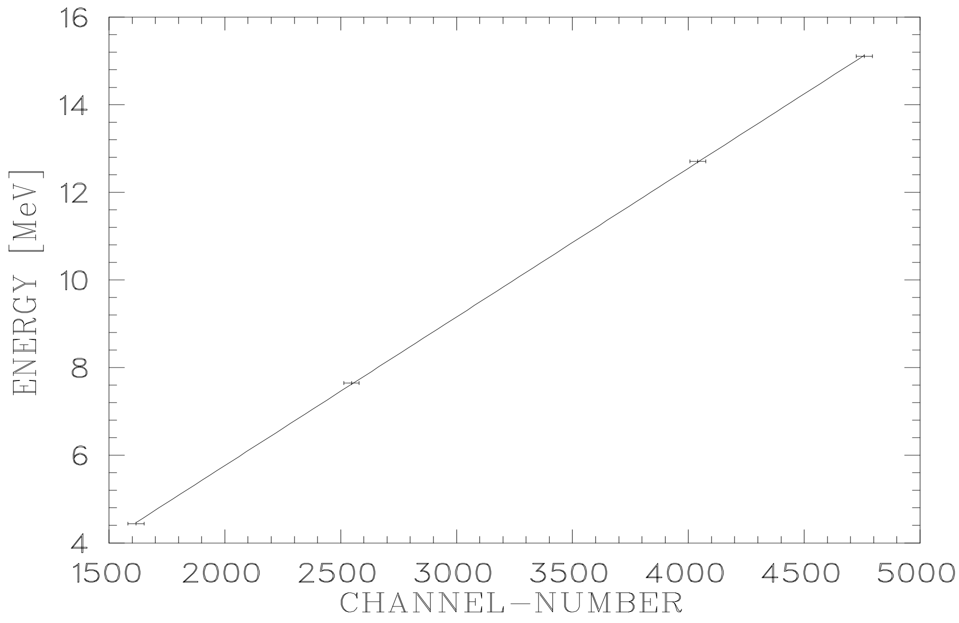

Abbildung 4.4: Energieeichung mit ^{12}C : funktionaler Zusammenhang zwischen Kanal und Energie

4.5 Winkeleichung

Da in diesem Experiment auch eine CH_2-Folie als Target montiert war, kann mit Hilfe der elastischen Linie des Wasserstoffs die Winkeleichung vorgenommen werden. Y_0 ist die Koordinate des Streuwinkels in der Fokalebene.

Zu diesem Zweck wird das Spektrum in Scheiben parallel zu X_f geteilt, um die dann entstehenden schmalen, dreidimensionalen Spektren auf X_f zu projizieren. Jetzt kann man für verschiedene Werte von Y_0 die jeweiligen Energien der elastisch gestreuten Protonen bewerten und durch den Vergleich mit gerechneten Energie-Winkelverteilungen die Winkeleichung vornehmen.

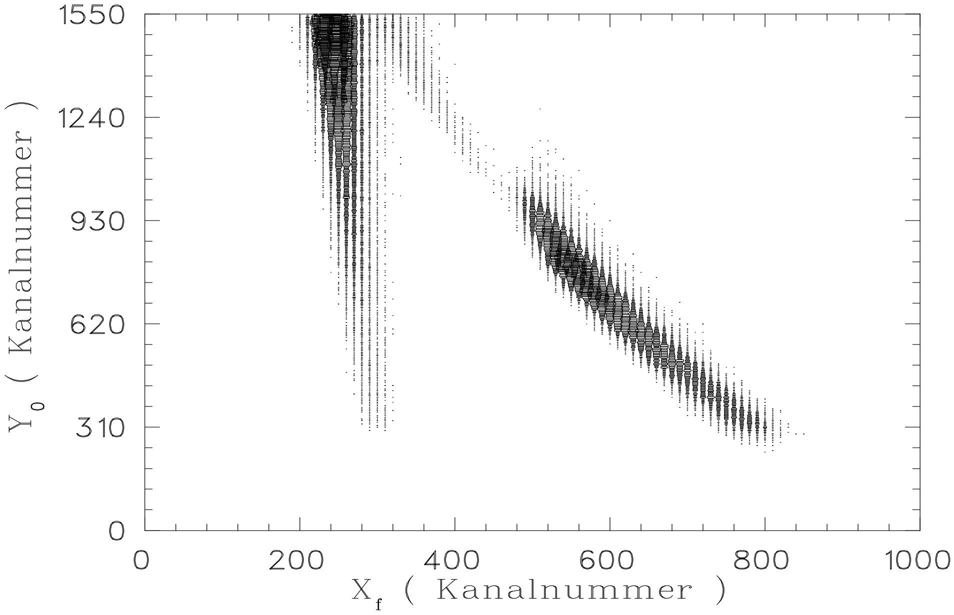

Abbildung 4.5: Anregungsspektrum des CH_2 in der Fokalebene; der Ausschnitt zeigt die elastische Linie von der Streuung der Protonen an ^{12}C (vertikale Linie); die diagonale Linie stammt von den am Wasserstoffproton elastisch gestreuten Protonen; die Verstärkung dieser Linie ab Kanal 400 folgt aus der Unterdrückung der Zählrate bis zu diesem Kanal durch den Vetoszintillator

Abbildung 4.6 zeigt die Einteilung des Spektrums und die entsprechende Kanal-Winkel Zuordnung. In Abbildung 4.7 ist der funktionale Zusammenhang von Kanalnummer in Y_0 und Streuwinkel dargestellt.

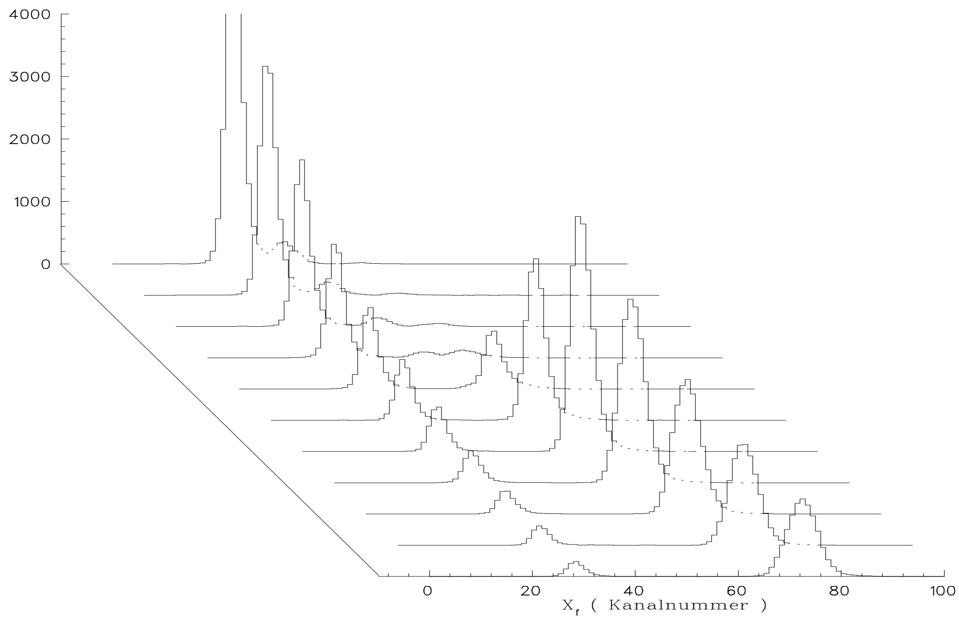

Abbildung 4.6: CH_2 -Spektrum in der Fokalebene

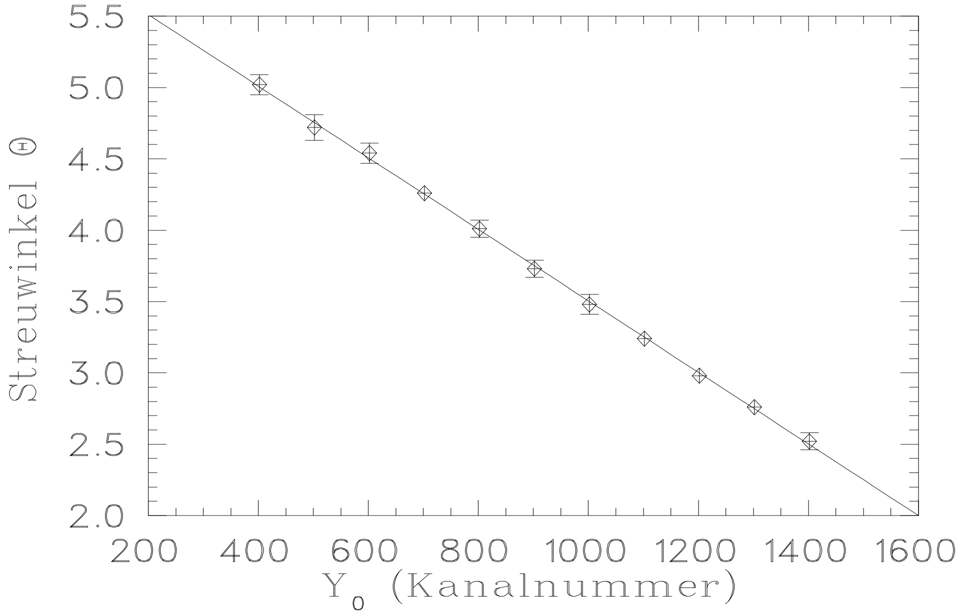

Abbildung 4.7: linearer Zusammenhang zwischen Position in Y_0 und Streuwinkel

4.6 Normierung

Eine Bestimmung des Wirkungsquerschnitts kann auf zweierlei Arten geschehen. Zum ersten ist eine Normierung anhand des Teilchenstroms möglich, zum zweiten eine solche mit Hilfe der bekannten Wirkungsquerschnitte des Kohlenstoffs.

4.6.1 Wirkungsquerschnitt des Kohlenstoffs

Durch eine, in Strahlrichtung gesehen, vor dem Urantarget angebrachte CH_2–Folie wurde neben dem Uranspektrum auch immer eine Anregungskurve des Kohlenstoffes mit demselben Teilchenstrom aufgenommen. Da die Wirkungsquerschnitte der ^{12}C –Anregungen sehr gut ausgemessen sind, kann man eine Normierung des Spektrums auf folgendem Wege vornehmen: durch den bekannten Wirkungsquerschnitt ist eine Skalierung der Zählrate beim Kohlenstoff direkt durchzuführen. Für das Urantarget muß dann noch zusätzlich auf die andere Massenzahl und die entsprechende Targetdicke umgerechnet werden.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{Uran}/Count = \frac{d\sigma}{d\Omega}_{Kohlenstoff} \cdot \frac{Targetdicke_{CH_2} \cdot A_{Uran}}{A_{CH_2} \cdot Targetdicke_{Uran}}/Count \tag{4.1}$$

Es wird aus einem Spektrum des ^{238}U oder des ^{232}Th die 15.11 MeV Anregung extrahiert und über die Zahl der Counts integriert. Die 15.11 MeV Anregung hat unter dem Streuwinkel von 4° im Schwerpunktsystem einen Wirkungsquerschnitt von 2mb/sr. Einem Winkel im Schwerpunktsystem von 4° entspricht ein Laborwinkel von 3.6° für diese Reaktion. Der Wert ist Ergebnissen von ^{12}C(p,p') entnommen, wie sie in Abbildung 4.8 dargestellt sind [Com82]. Dieser Wirkungsquerschnitt entspricht im ^{238}U -Spektrum einer Zahl von 25121 ± 50 Counts. Damit ergibt sich ein Normierungsfaktor von :

$$25121 \cdot \frac{1.42 \cdot 238}{14 \cdot 14} \frac{mb}{sr \cdot MeV} = 1.350 \frac{mb}{sr \cdot MeV} \tag{4.2}$$

Der Normierungsfaktor für ^{232}Th ist :

$$19022 \cdot \frac{1.42 \cdot 232}{14 \cdot 10} \frac{mb}{sr \cdot MeV} = 2.430 \frac{mb}{sr \cdot MeV} \tag{4.3}$$

Bild 4.9 zeigt das Gesamtspektrum und als Trennlinie zwischen ^{12}C - und ^{232}Th -Spektrum die Kontur des Thoriumspektrums. Auf diese Weise wird der Wirkungsquerschnitt des ^{12}C bestimmt.

Abbildung 4.8: Die Winkelverteilung des Wirkungsquerschnittes von der 15.11 MeV Anregungslinie des ^{12}C aus der die zur Normierung verwendeten Werte entnommen sind

4.6.2 Teilchenstrom

Es gibt noch die Möglichkeit, den Wirkungsquerschnitt über den bekannten Teilchenstrom und die Zahl der gestreuten Teilchen zu nor-

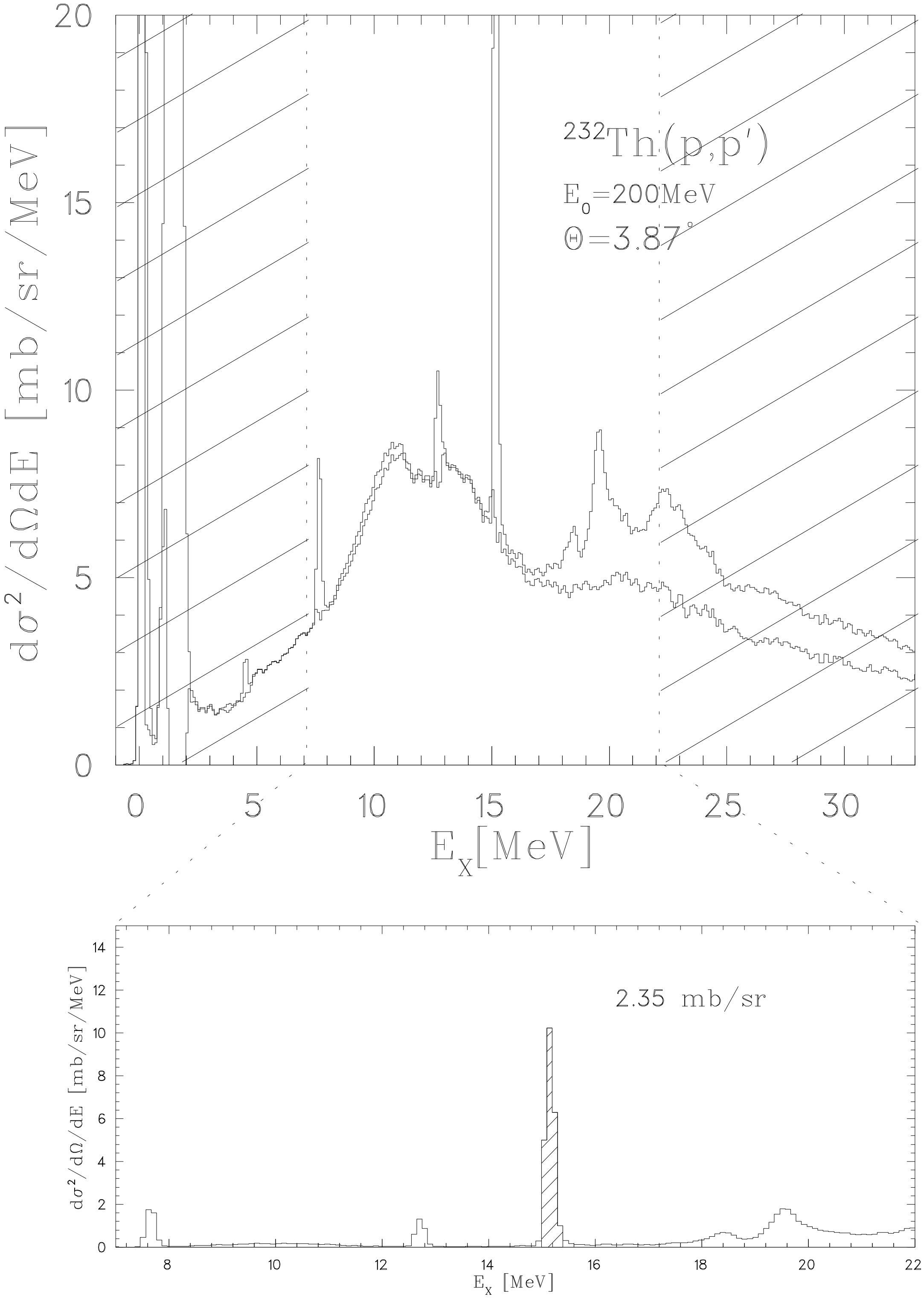

Abbildung 4.9: Gesamtspektrum von Thorium und CH_2 und darunter ein Ausschnitt, der das extrahierte CH_2 Spektrum zeigt; der Wirkungsquerschnitt des schraffierten Peaks der 15.11 MeV Anregung des ^{12}C ist aus früheren Experimenten sehr gut bekannt und kann deshalb zur Normierung herangezogen werden

mieren. Allerdings hat diese Methode den Nachteil, daß sehr viele Größen mit hohen Fehlern, die im weiteren noch genau angegeben werden, in die Berechnung eingehen. Die Normierung auf diesem Wege weicht um 18% für das Thoriumtarget und um 8% für das Urantarget von der Normierung über den Kohlenstoffwirkungsquerschnitt ab.

Nach der Definition ist der differentielle Wirkungsquerschnitt die Zahl der in ein Raumwinkelelement gestreuten Teilchen geteilt durch den einfallenden Strom.

Während des ganzen Experimentes wurde der Teilchenstrom gemessen und kann deshalb zur Normierung herangezogen werden. Bei dieser Berechnung muß die Effektivität der Ausleseelektronik beachtet werden. In diese Effektivität geht ein, daß nach dem Messen eines Ereignisses eine gewisse Zeit verstreicht, bevor der Computer in der Lage ist, ein neues Ereignis zu verarbeiten. Diese sogenannte Totzeit ist aus dem Protokoll zu entnehmen, das das Analyseprogramm erstellt. In der Auflistung sind die Zahl der Trigger und die Zahl, wie häufig der Computer ein Ereignis bearbeitet hat, angegeben. Ihr Verhältnis entspricht der Effektivität der Elektronik.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Driftkammern geht mit einem Faktor ein, der den Wirkungsquerschnitt vergrößert.

Der Wirkungsquerschnitt bezieht sich auf ein einziges Streuzentrum; deshalb müssen Targetdichte und Massenzahl A des Targets ebenfalls mit einfließen.

Zur Berrechnung des Normierungsfaktors geht noch eine Zahl mit ein, die als Quotient aus der Elementarladung in Coulomb und der Zahl der Teilchen pro Gramm erscheint. Für Protonen steht in diesem Falle die Avogadrozahl, da ein Gramm Protonen einem Mol entspricht.

$$\frac{d\sigma^2}{d\Omega dE} = \frac{e[\mathrm{C}] \cdot A}{N_A[\mathrm{g}^{-1}] \cdot C_p[\mathrm{nC}] \cdot \delta x[\mathrm{mg \cdot cm^{-2}}] \cdot \Delta\Omega[\mathrm{msr}] \cdot Eff_E \cdot Eff_D \cdot \Delta E} \tag{4.4}$$

Es ist dabei:

e : die Elementarladung $1.602 \cdot 10^{-19}$C

A : Massenzahl des Targetkerns

N_A : Avogadrozahl $6.022 \cdot 10^{23}$ /Mol (in diesem Falle für Protonen [1/mg]

C_p : Gesamtladung, die auf das Target getroffen ist

δx : Massenbelegung des Targets [mg/cm^2]

$\Delta\Omega$: Raumwinkelelemente, in dem die gestreuten Protonen gemessen wurden [msr]

Eff_E : Effektivität der Elektronik (Totzeit)

Eff_D : Ansprechwahrscheinlichkeit der Driftkammern 70%

ΔE : Breite der Kanäle in MeV

Mit dieser Normierung kann für jeden einzelnen Meßabschnitt der Wirkungsquerschnitt pro Energieintervall, das heißt pro Kanal, angegeben werden.

5. Ergebnisse

Da die Spektren eine Reihe von wichtigen Strukturen zeigen, werden diese nachfolgend einzeln besprochen und bewertet. Die Anregungsmechanismen sind in Kapitel 2 ausführlich behandelt worden.

5.1 Die E1-Dipolresonanz

Am besten bekannt und vielfach ausgemessen[1] ist die E1-Anregung, welche durch ihren großen Wirkungsquerschnitt auch die Anregungsspektren aller anderen Nuklide dominiert.

Die Spektren von ^{238}U und ^{232}Th zeigen im Bereich der Dipolresonanz zwischen 8 MeV und 15 MeV eine Doppelhöckerstruktur, die von der Deformation des Kernes herrührt. Die Beschreibung der E1-Anregung erfolgt daher durch zwei Lorentzkurven. Das Spektrum in Abbildung 5.1 zeigt deutlich die beiden Komponenten für K=0 und K=1. Die mit der niedrigeren Anregungsenergie ist die K = 0 Komponente, die mit der höheren Energie die K = 1 Komponente. Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist in dem Diagramm unten angegeben.

Die in den Abbildungen 5.1 und 5.2 dargestellte Entfaltung der Spektren ist mit Hilfe eines Softwareprogramms erstellt worden, das speziell für die Datenanalyse der Streuung hochenenergetischer Elektronen an dünnen Targets konzipiert worden war. Da es in der Wahl der Parameter und der Fitfunktionen sehr allgemein gehalten ist, eignete es sich auch in diesem Falle zur Analyse von Daten aus der inelastischen Protonenstreuung[Str93].

Gestrichelt dargestellt sind die Beiträge zum Untergrund. Die Form des Untergrundes ergibt sich aus der Streuung von polarisierten Protonen an ^{154}Sm [Wö94]. Die Anpassung erfolgte über den E1-

[1] ^{238}U (γ,γ'), ^{232}Th (γ,γ'), ^{238}U $(\gamma$,n) und ^{232}Th $(\gamma$,n) Daten sind gemessen worden; aus der (p,p') Streuung sind für die Targetkerne ^{238}U und ^{232}Th noch wenig Daten bekannt

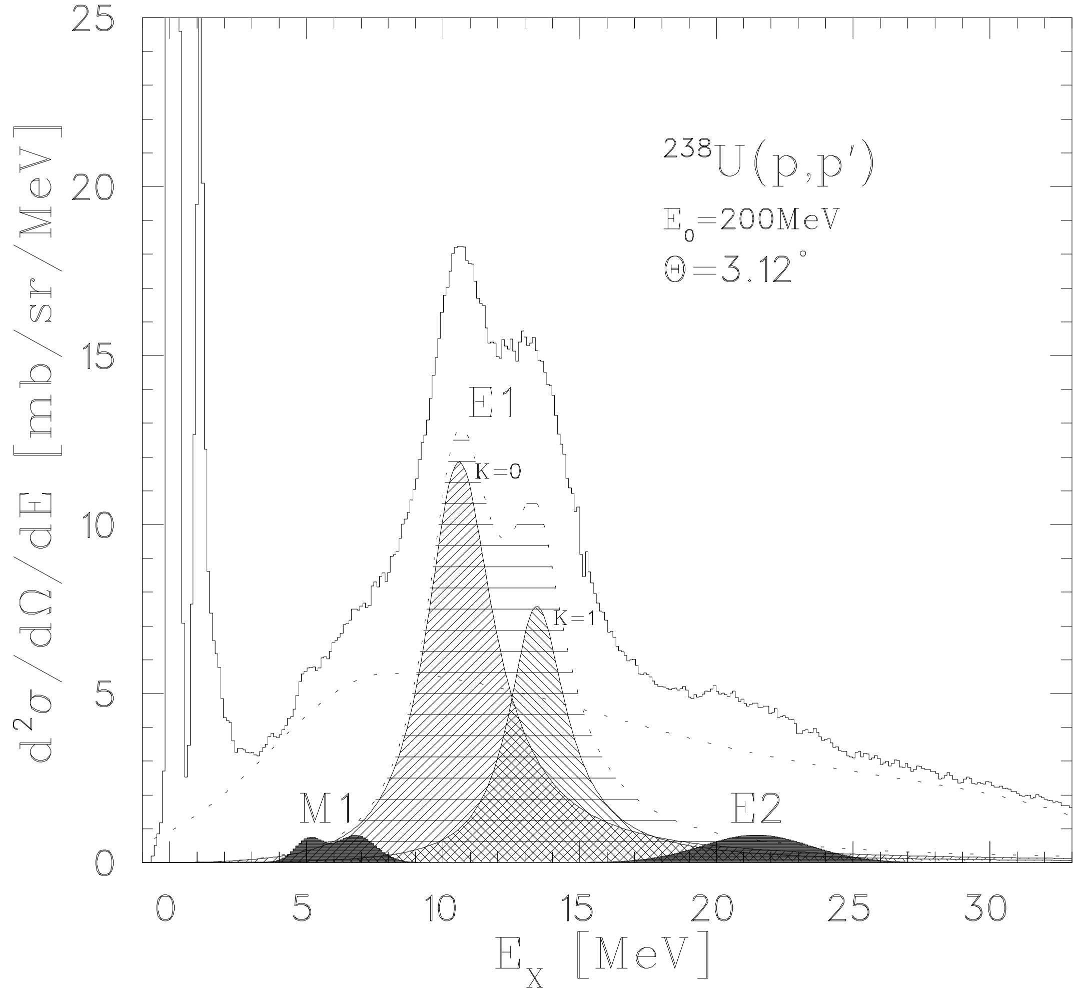

Abbildung 5.1: Protonenspektrum, aufgenommen bei einer Strahlenergie von 200 MeV für den Targetkern ^{238}U . Die Entfaltung erfolgte mit einem an der TH Darmstadt entwickelten Fit-Programm [Str93] Der E_x=0 gelegene Peak der elastisch gestreuten Protonen ist bei der Entfaltung nicht berücksichtigt worden.

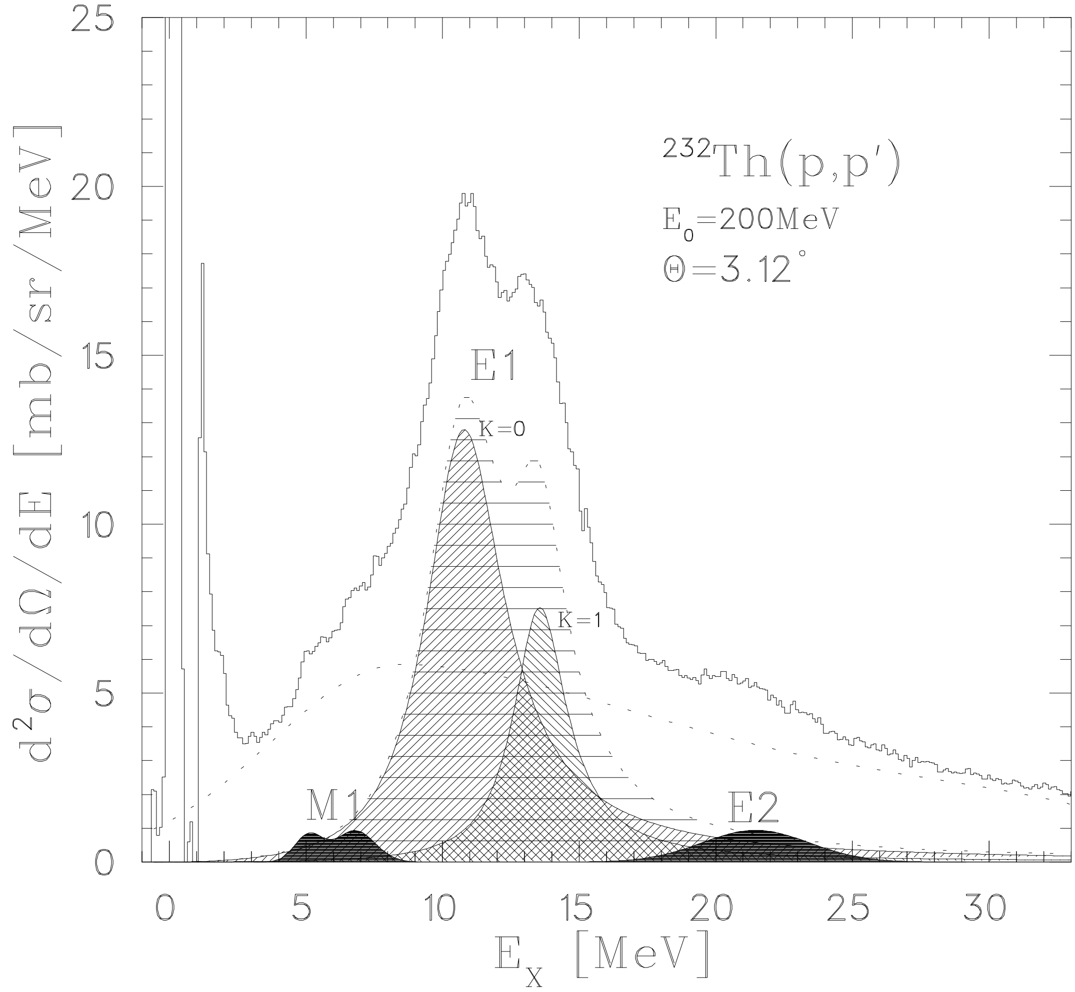

Abbildung 5.2: Protonenspektrum, aufgenommen bei einer Strahlenergie von 200 MeV für den Targetkern ^{232}Th . Die Form des Spektrums entspricht der des ^{238}U -Spektrums, so daß die einzelnen Resonanzen bei den gleichen Anregungsenergien liegen.Der Einbruch in dem elastischen Peak entsteht, da die elastisch gestreuten Protonen mit einem Faktor 10^-3 skaliert wurden.

Tabelle 5.1: Lorentz-Fit-Parameter für die E1-Dipolmode aus der vorliegenden Analyse im Vergleich mit anderen Experimenten

Targetkern	E_x(K=0) (MeV)	Γ(K=0) (MeV)	E_x(K=1) (MeV)	Γ(K=1) (MeV)	Referenz
^{238}U	10.58± 0.09	3.00± 0.02	13.44± 0.10	2.53± 0.03	vorliegendes Experiment
^{238}U	10.77± 0.04	2.37± 0.13	13.80± 0.09	5.13± 0.35	[Cal80]
^{238}U	10.94± 0.03	2.65± 0.10	14.00± 0.04	4.59± 0.11	[Vey73]
^{238}U	10.95± 0.13	2.84± 0.47	14.19± 0.21	5.27± 0.55	[Gur76]
^{232}Th	10.78± 0.24	3.49± 0.09	13.56± 0.28	2.38± 0.07	vorliegendes Experiment
^{232}Th	11.03± 0.04	2.71± 0.13	13.87± 0.08	4.77± 0.28	[Cal80]
^{232}Th	11.26± 0.21	4.32± 0.62	14.18± 0.17	4.48± 0.55	[Vey73]
^{232}Th	10.88± 0.23	3.90± 0.71	13.87± 0.18	4.47± 0.46	[Gur76]

Wirkungsquerschnitt in Übereinstimmung mit den Daten aus photonuklearen Messungen [Cal80]. Die Parameter für die Lorentz-Fits der zwei Komponenten der Dipolresonanz sind in der Tabelle 5.1 aufgelistet und werden dort mit den Ergebnissen anderer, hauptsächlich (γ, γ')Messungen, verglichen [Cal80]. Die Abweichung in der Breite der K=1 Komponente von den photonuklearen Messungen kann aus der unterschiedlichen Kalkulation des Untergrundes stammen.

DWBA-Rechnungen haben die in Abbildung 5.5 als durchgezogene Linie dargestellte Winkelverteilung für den Wirkungsquerschnitt der K=0 Komponente und die gestrichelt eingezeichnete Verteilung für die K=1 Komponente ergeben. Diesen Linien überlagert sind die Ergebnisse der Analysen. Demnach wird die Theorie durch dieses Experiment sehr gut bestätigt. Die DWBA-Rechnungen sind mit einem Programm durchgeführt worden, das für angegebene Anregungsenergien die Wirkungsquerschnitte berechnet. Als Anregungsenergien sind hier die aus den Spektren entnommenen Schwerpunkte der beiden

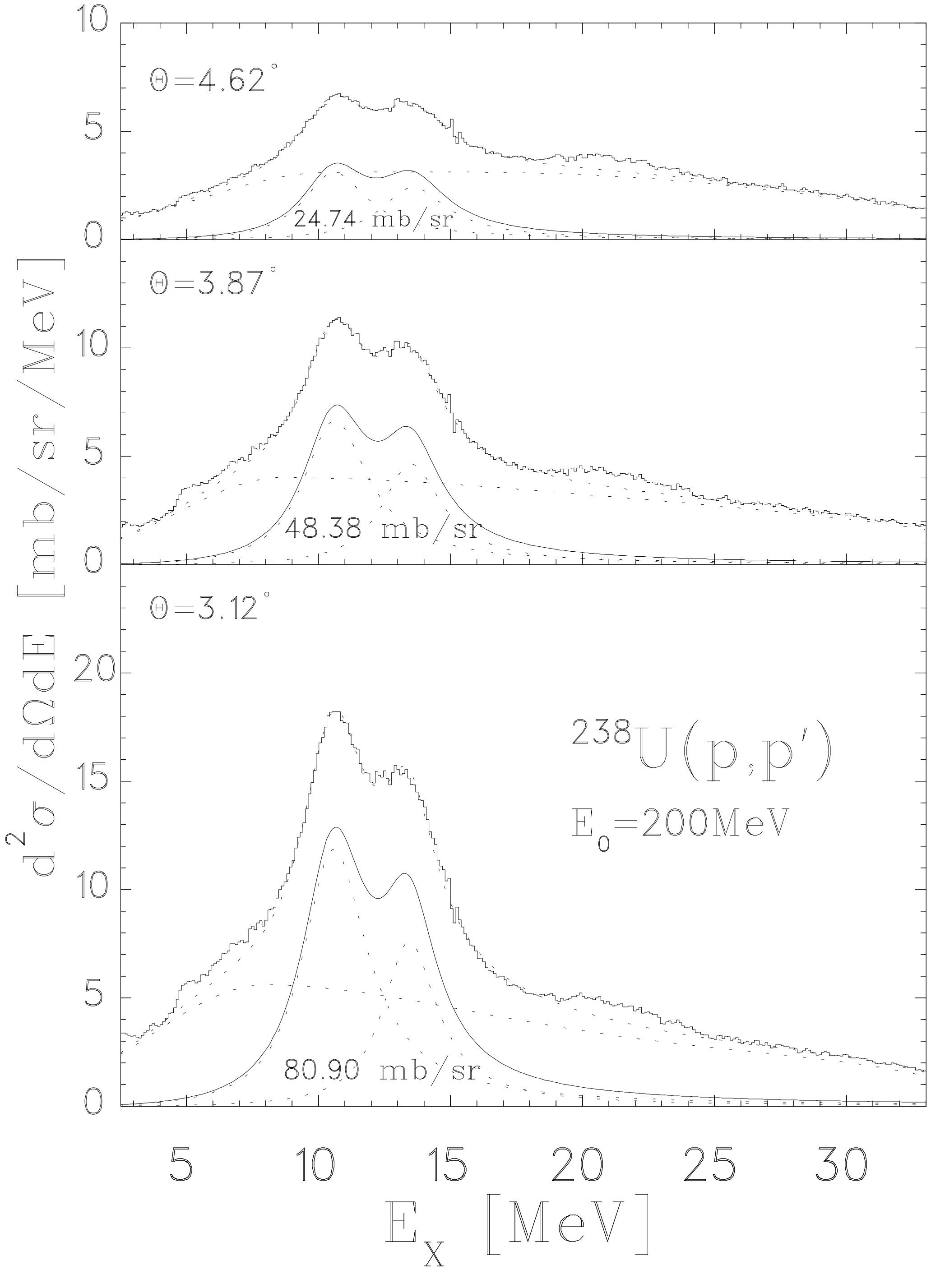

Abbildung 5.3: Differentieller Wirkungsquerschnitt der E1-Resonanz des ^{238}U unter den drei Streuwinkeln $3.12°$, $3.87°$ und $4.62°$; unter der Fit-Kurve ist jeweils der integrierte Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ in mb/sr angegeben

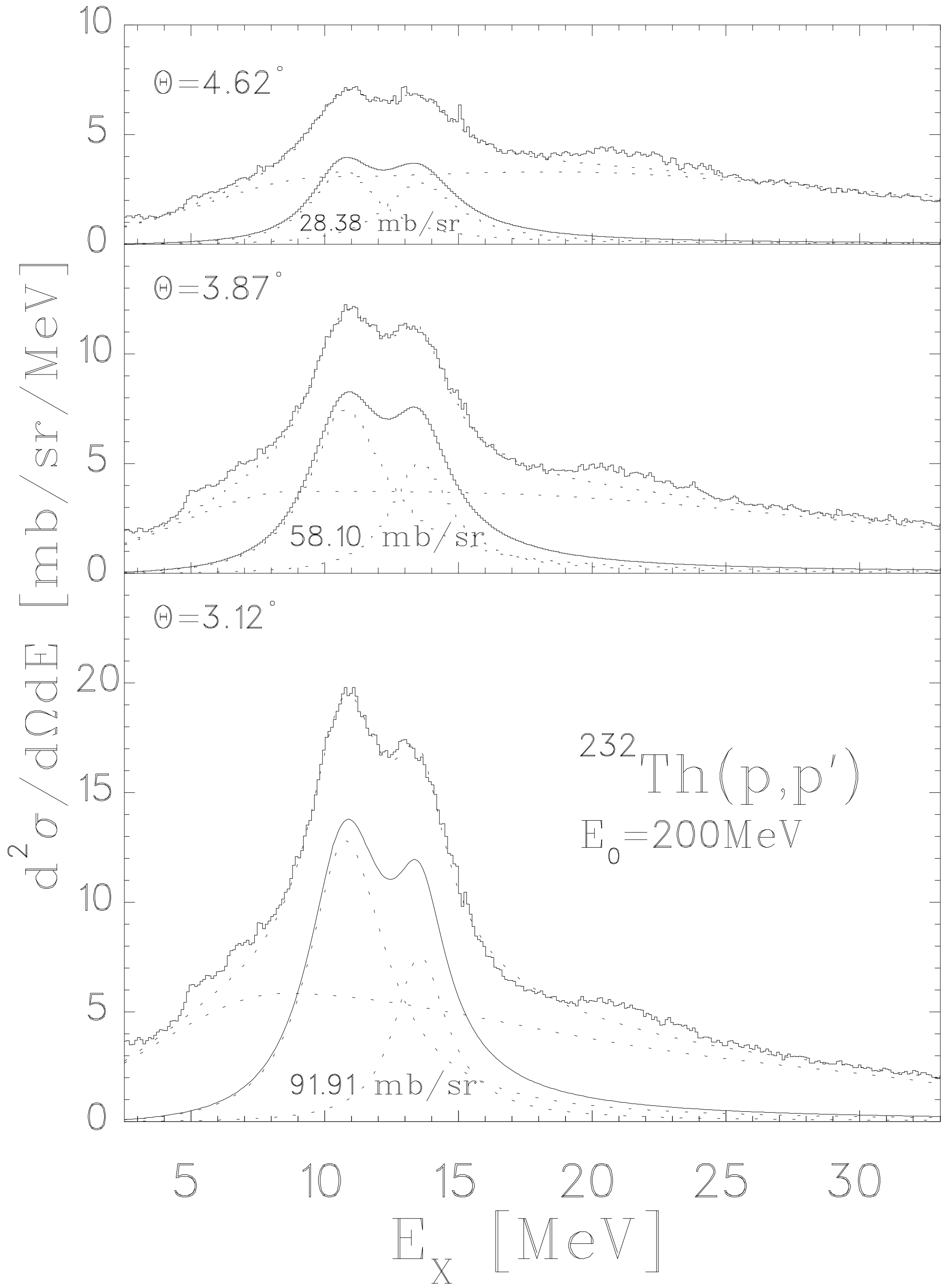

Abbildung 5.4: Differentieller Wirkungsquerschnitt der E1-Resonanz des ^{232}Th unter den drei Streuwinkeln $3.12°$, $3.87°$ und $4.62°$; unter der Fit-Kurve ist jeweils der integrierte Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ in mb/sr angegeben

Komponenten für K=0 und K=1 verwandt worden.

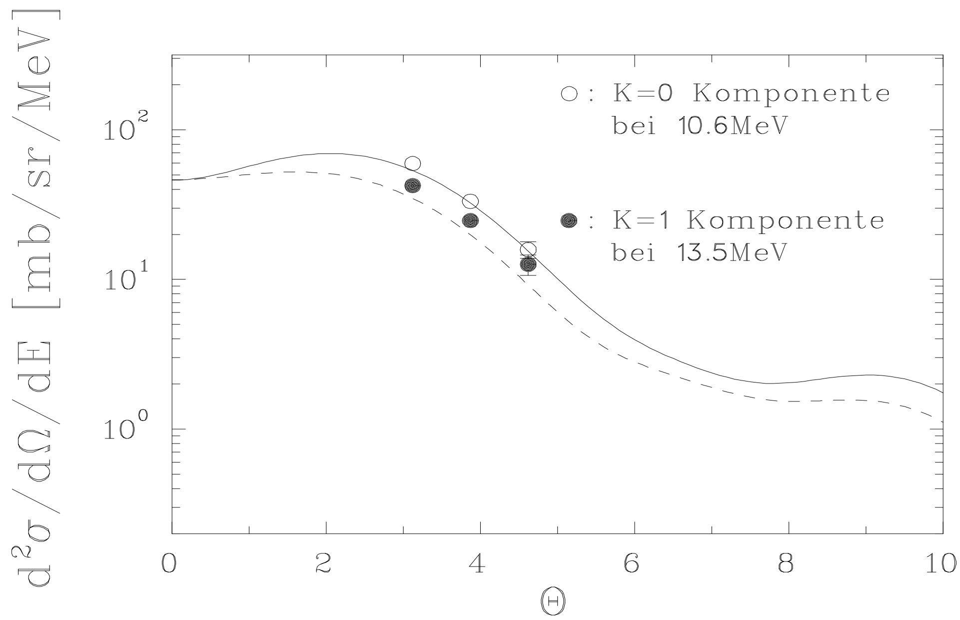

Abbildung 5.5: Winkelverteilung des E1-Wirkungsquerschnittes, aufgeteilt nach K=0 und K=1 Komponenten. Die durchgezogene Linie ist die DWBA-Kalkulation der K=0 Komponente und die unterbrochene Linie die der K=1 Komponente.

Ein weiterer Schritt in der Analyse ist die Kalkulation der Summenregel für die Dipolriesenresonanz. Nach Bohr und Mottelson [Boh75] lautet die Summenregel im Falle eines elektrischen Dipoloperators für eine isovektorielle Anregung:

$$S(E1)_{class} = \frac{9}{4\pi}\frac{\hbar^2}{2M}\frac{NZ}{A}e^2 \tag{5.1}$$

Die Summenregel für ^{238}U ist deshalb folgendermaßen zu berechnen:

$$\begin{aligned} S(E1) &= \frac{9}{4\pi}\frac{197^2}{2\cdot 938}\frac{146\cdot 92}{238}e^2\cdot fm^4\cdot MeV \\ &= 836.17e^2\cdot fm^4\cdot MeV \end{aligned} \tag{5.2}$$

Da die Summenregel mit der Anregungsenergie gewichtet ist, kann die Übergangsstärke der beiden Komponenten mit K=0 und K=1 nach

Gleichung 5.3 berechnet werden.

$$B(E1)_{K=0} = S(E1)\frac{1}{E_x(K=0)} \tag{5.3}$$

$$= 836.17 \cdot \frac{1}{10.6} e^2 \cdot fm^2$$

$$= 78.88 e^2 \cdot fm^2 \tag{5.4}$$

$$B(E1)_{K=1} = S(E1)\frac{1}{E_x(K=1)} \tag{5.5}$$

$$= 836.17 \cdot \frac{1}{13.5} e^2 \cdot fm^2$$

$$= 61.94 e^2 \cdot fm^2 \tag{5.6}$$

Durch den Vergleich der gemessenen Wirkungsquerschnitte mit denen, die durch eine DWBA-Rechnung erhalten werden, wird der Deformationsparameter β^2 bestimmt.

$$\beta^2_{exper.} = \frac{\sigma_{Experiment}}{\sigma_{DWBA}} \tag{5.7}$$

Wenn angenommen wird, daß β^2 proportional zum Massenmultipolmoment einer einheitlichen Verteilung ist [Ber76], ergibt sich:

$$\beta^2_{theor.} = B(E1)\left(\frac{4\pi}{3ZR}\right)^2 \tag{5.8}$$

mit R=5.84 fm , dem Radius des optischen Potentials beim Uran, der auch für Thorium angenommen wird [Zum84]. Aus obiger Kalkulation folgt für $\beta^2_{theor.}$:

$$\beta^2_{theor.} = B(E1)_{K=0}\left(\frac{4\pi}{3 \cdot 92 \cdot 5.84}\right)^2 = 0.00479 \tag{5.9}$$

$$\beta^2_{theor.} = B(E1)_{K=1}\left(\frac{4\pi}{3 \cdot 92 \cdot 5.84}\right)^2 = 0.00376 \tag{5.10}$$

Tabelle 5.2: Ergebnisse der E1 Analyse für die Targetkerne ^{238}U und ^{232}Th

Target-kern	S(E1) $[e^2 fm^2 MeV]$	B(E1) $[e^2 fm^2]$	$\beta^2_{theor.}$	$\beta^2_{exp.}$	EWSR [%]
^{238}U	836.2	78.9	0.00479	0.0037	
K=0					159
^{238}U	818.7	61.9	0.00376	0.0031	
K=1					
^{232}Th	816.2	77.0	0.00489	0.0057	
K=0					187
^{232}Th	816.2	60.5	0.00384	0.0027	
K=1					

Die DWBA-Kalkulation und die gemessenen Wirkungsquerschnitte ergeben:

$$\beta^2_{exper.}(K = 0) = 0.0037 \tag{5.11}$$

$$\beta^2_{exper.}(K = 1) = 0.0031 \tag{5.12}$$

Daraus folgt eine Ausschöpfung der Summenregel durch die gemessene Übergangsstärke bei der isovektoriellen elektrischen Dipolanregung von 159%. Die entsprechenden Ergebnisse für ^{232}Th sind in der Tabelle 5.2 zusammen mit denen des ^{238}U aufgelistet.

5.2 Die M1-Anregung

Die Hauptaufgabe in diesem Experiment war, die Spinflip Zustände im Bereich von 4–8 MeV zu untersuchen. In der Entfaltung der Spektren mit dem Analyseprogramm wurde der Bereich der M1-Resonanz durch eine Überlagerung von zwei Lorentzkurven beschrieben, deren Schwerpunkte und Halbwertsbreiten in der Tabelle 5.3 angegeben sind. Sie zeigen deutlich die Resonanzstruktur auf der Anstiegsflanke der GDR und können sehr gut extrahiert werden.

Der (p,p')- Wirkungsquerschnitt für M1-Spinflipanregungen kann geschrieben werden in der Form :

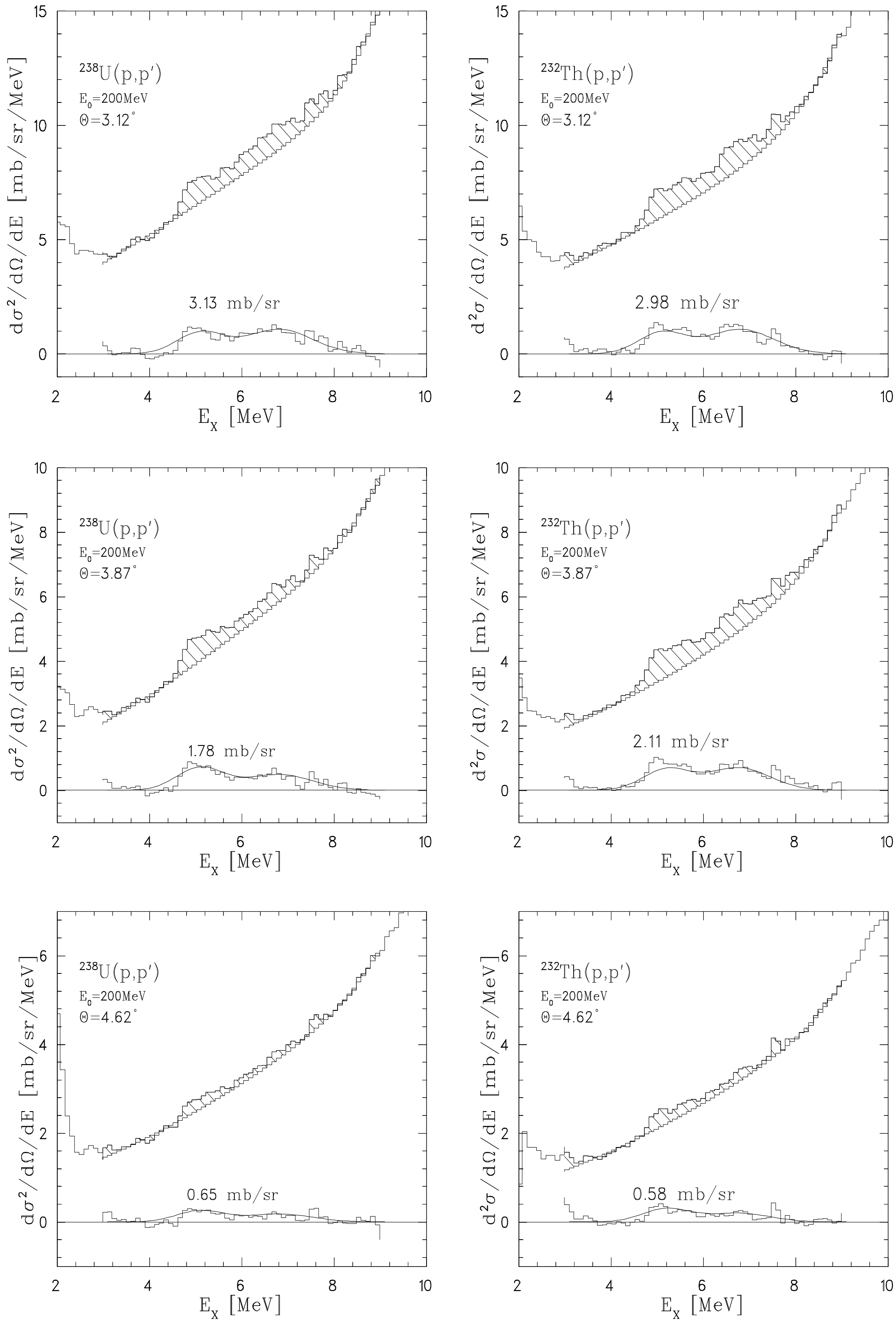

Abbildung 5.6: Die M1-Resonanz auf der Anstiegsflanke der GDR bei den in der Darstellung angegebenen Streuwinkeln. Unten der reine M1-Wirkungsquerschnitt als Differenz von totalem Wirkungsquerschnitt und E1-Fit

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left[\frac{\mu}{2\pi\hbar^2}\right]^2 \frac{k_f}{k_i} N_D |V_{\sigma\tau}|^2 \, |<f\| \sum_k \sigma_k \tau_k^3 \|i>|^2 \tag{5.13}$$

wobei der Distorsionsfaktor N_D=0.14 aus dem Vergleich einer DWBA-Rechnung mit einer PWBA-Rechnung stammt[Fre90]. Der Wert $V_{\sigma\tau}$ ist die effektive Spin-Isospin T-Matrix der Wechselwirkung nach Love und Franey [Lov81]. Das Matrixelement, das die M1-Übergänge beschreibt, ist proportional zu B(M1), und diese Stärke ist nach [Boh75] mit der oberen Gleichung folgendermaßen zu berechnen :

$$B(M1) = \frac{3}{16\pi} \cdot \frac{(g_s^\pi - g_s^\nu)}{2} \cdot |<f\| \sum_k \sigma_k \tau_k^3 \|i>|^2 \tag{5.14}$$

$$= \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) \left(\frac{2\pi\hbar^2}{\mu}\right)^2 \frac{k_i}{k_f} \frac{1}{N_D} \frac{1}{|V_{\sigma\tau}|^2} \cdot \frac{3}{16\pi} \frac{g_s^\pi - g_s^\nu}{2} \tag{5.15}$$

Unter der Annahme, daß $\frac{k_f}{k_i} \sim 1$ für den nach 0° extrapolierten Wirkungsquerschnitt (siehe Abb. 5.7)und die Differenz der beiden gyromagnetischen Faktoren $(g_s^\pi - g_s^\nu) = 9.41$ ist, wird :

$$B(M1)\mu_N^2 = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\Theta=0} \frac{3\pi\hbar^4}{4\mu^2} \frac{1}{N_D} \frac{1}{|V_{\sigma\tau}|^2} \cdot 22.14$$

$$= \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\Theta=0} 4.0 \cdot \frac{1}{N_D} \tag{5.16}$$

$$= \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\Theta=0} 0.4 \cdot \frac{1}{N_D} \tag{5.17}$$

Mit $V_{\sigma\tau} = 150$ MeV fm^2 [Lov85] und $\mu = 938$ MeV/c^2. Der Fehler, der sich aus der Abschätzung des Wirkungsquerschnittes unter 0° ergibt, beträgt ungefähr 20% .

Aus den gemessenen Stärken der M1-Anregung errechnet sich der B(M1) Wert zu:

$$B(M1) = 20.4 \pm 4.1 \, \mu_N^2 \tag{5.18}$$

Tabelle 5.3: Wirkungsquerschnitte unter den angegebenen Winkeln und Übergangsstärken B(M1)/μ_N^2 für das ^{238}U - und das ^{232}Th -Target.

Target-kern	B(M1)/μ_N^2	Wirkungsquerschnitt/(mb/sr) 0°	3.12°	3.87°	4.62°
^{238}U	20.4 ± 4.0	6.0 ± 1.2	2.33 ± 0.23	1.33 ± 0.13	0.48 ± 0.05
^{232}Th	23.3 ± 4.6	7.0 ± 1.4	2.57 ± 0.26	1.82 ± 0.18	0.51 ± 0.05

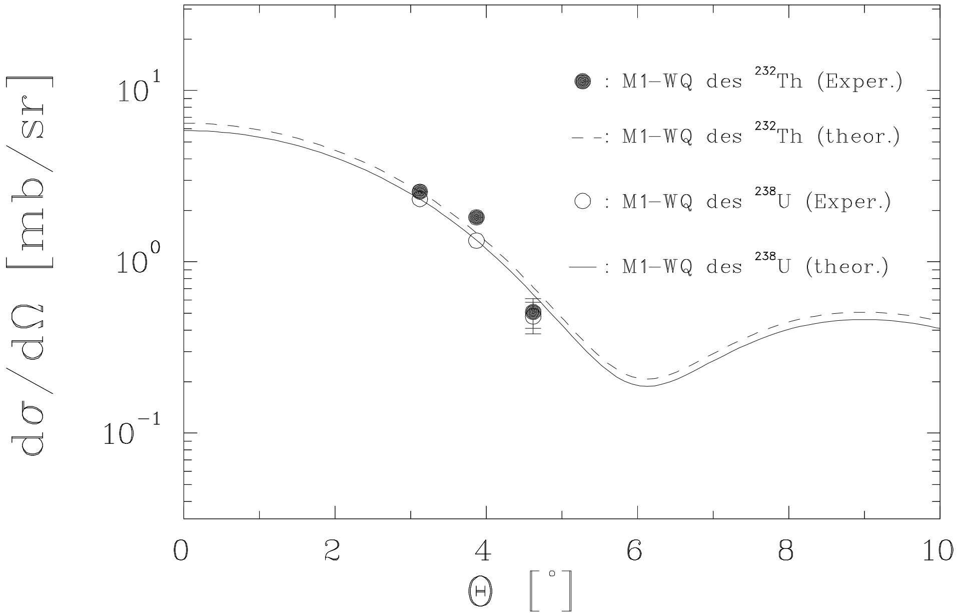

Abbildung 5.7: Winkelverteilung des M1-Wirkungsquerschnittes beim ^{238}U

5.3 Die E2 Anregung

Erst im Verlauf der Analyse wurde im Bereich von 20–22 MeV eine Struktur deutlich, die im folgenden als isovektorielle Quadrupolanregung identifiziert wird.

Die Struktur läßt sich mit einer Gaußkurve annähern, die ihren Schwerpunkt bei 21.4 MeV hat und eine Breite von 5 MeV besitzt. Sie hebt sich sehr deutlich vom Untergrund ab. Als mögliche Kandidaten für diese Resonanzstruktur kommen von der Lage ihrer Anregungsenergie her die isovektorielle Quadrupolriesenresonanz und die isoskalare Oktupolriesenresonanz in Betracht. Dabei liegt die iso-

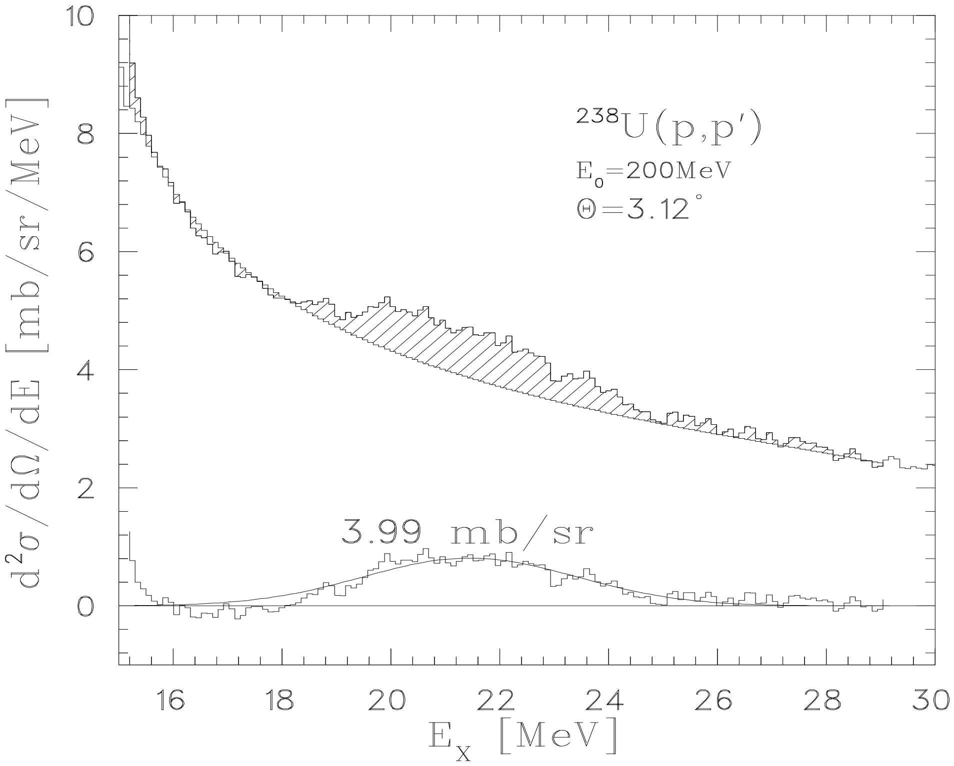

Abbildung 5.8: Das ^{238}U (p,p′) Spektrum im Bereich von 15– 30 MeV; die E2-Resonanz hebt sich deutlich ab vom Untergrund; unten der extrahierte Wirkungsquerschnitt der Isovektoriellen Quadrupolriesenresonanz

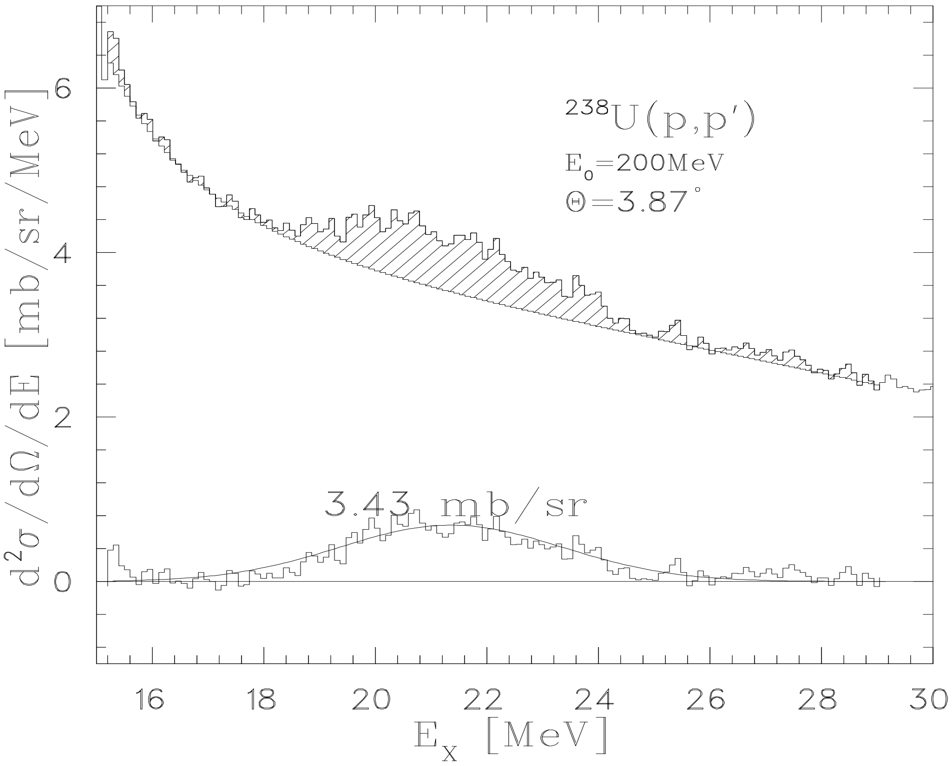

Abbildung 5.9: Das ^{238}U (p,p') Spektrum im Bereich von 15– 30 MeV; die E2-Resonanz hebt sich deutlich ab vom Untergrund; unten der extrahierte Wirkungsquerschnitt der Isovektoriellen Quadrupolriesenresonanz

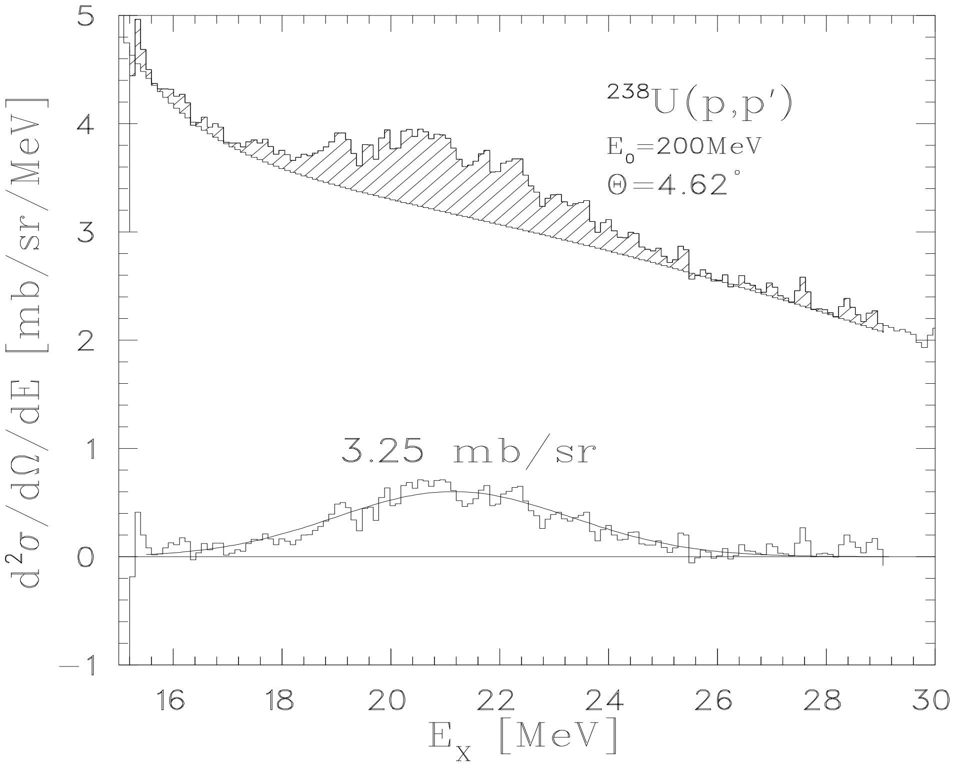

Abbildung 5.10: Das ^{238}U (p,p') Spektrum im Bereich von 15– 30 MeV; die E2-Resonanz hebt sich deutlich ab vom Untergrund; unten der extrahierte Wirkungsquerschnitt der Isovektoriellen Quadrupolriesenresonanz

vektorielle E2-Resonanz nach der Vorhersage von $E_x = 130\ A^{-1/3}$ mit 20.9 MeV ungefähr bei der festgestellten Anregungsenergie. Die DWBA-Kalkulation zur Winkelverteilung wird in Abbildung 5.11 dargestellt und mit den gemessenen Wirkungsquerschnitten verglichen.

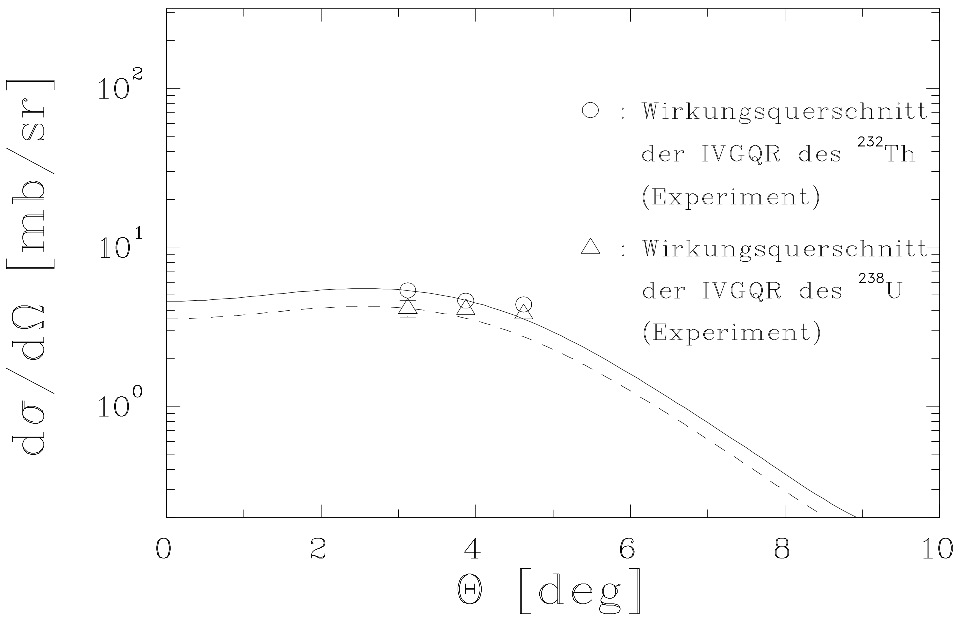

Abbildung 5.11: Winkelverteilung des E2-Wirkungsquerschnittes nach einer DWBA-Kalkulation (durchgezogene Linie : Uran ; unterbrochene Linie Thorium)und die gemessenen Wirkungsquerschnitte aus der Streuung von Protonen an ^{238}U und ^{232}Th

---

Die Summenregel für diesen Übergang höherer Multipolarität berechnet sich nach [Boh75] unter Einbeziehung des mittleren Radius des Protonenvolumens r :

$$S(E\lambda)_{class} = \frac{\lambda(2\lambda+1)^2}{4\pi}\frac{\hbar^2}{2M}Ze^2 < r^{2\lambda-2} >_{Ladung} \tag{5.19}$$

Im Falle der isovektoriellen Quadrupolriesenresonanz also:

$$\begin{aligned} S(E2) &= \frac{50}{4\pi}\frac{197^2}{2\cdot 938}\cdot 92\frac{146}{238}\cdot 5.84^2\, e^2 fm^4 MeV \\ &= 158434\, e^2 fm^4 MeV \end{aligned} \tag{5.20}$$

Daraus folgt für die B(E2) Stärke

$$\begin{aligned} B(E2) &= S(E2)\cdot\frac{1}{E_x} \\ &= 158434\cdot\frac{1}{21.6}e^2 fm^4 \\ &= 7334.9\, e^2 fm^4 \end{aligned} \tag{5.21}$$

Der Deformationsparameter β^2(E2)

$$\beta^2_{theor.} = B(E2)\left(\frac{4\pi}{3ZR^2}\right)^2 \tag{5.22}$$

ist für ^{238}U von der Größe :

$$\beta^2_{theor.} = B(E2)\left(\frac{4\pi}{3\cdot 92\cdot 5.84^2}\right)^2 = 0.0131 \tag{5.23}$$

und aus dem Experiment ergab sich ein $\beta^2_{exper.}$(E2)

$$\beta^2_{exper.} = 0.0081 \tag{5.24}$$

womit die Summenregel zu 62% ausgeschöpft ist. Für Thorium sind die Werte:

$$\begin{aligned} S(E2) &= \frac{50}{4\pi}\frac{197^2}{2\cdot 938}\cdot 90\frac{142}{232}\cdot 5.84^2\, e^2 fm^4 MeV \\ &= 154642\, e^2 fm^4 MeV \end{aligned} \tag{5.25}$$

$$\begin{aligned} B(E2) &= S(E2)\cdot\frac{N}{A}\cdot\frac{1}{E_x} \\ &= 154642\cdot\frac{1}{21.6}e^2 fm^4 \\ &= 7159.4\, e^2 fm^4 \end{aligned} \tag{5.26}$$

$$\beta^2_{theor.} = B(E2)\left(\frac{4\pi}{3\cdot 90\cdot 5.84^2}\right)^2 = 0.0133 \tag{5.27}$$

$$\beta^2_{exper.} = 0.0079 \tag{5.28}$$

Bei dem Targetkern ^{232}Th ist die EWSR folglich zu 59% ausgeschöpft.

In der folgenden Tabelle aus [Ber76] sind die Anregungsenergien, Breiten und Stärken (in Prozent der *EWSR*) für verschiedene Targetkerne aufgeführt, erweitert um die Ergebnisse dieser Analyse. Bei den Daten bis hoch zur Massenzahl 208 handelt es sich ausschließlich um Ergebnisse von (e,e') Streuexperimenten.

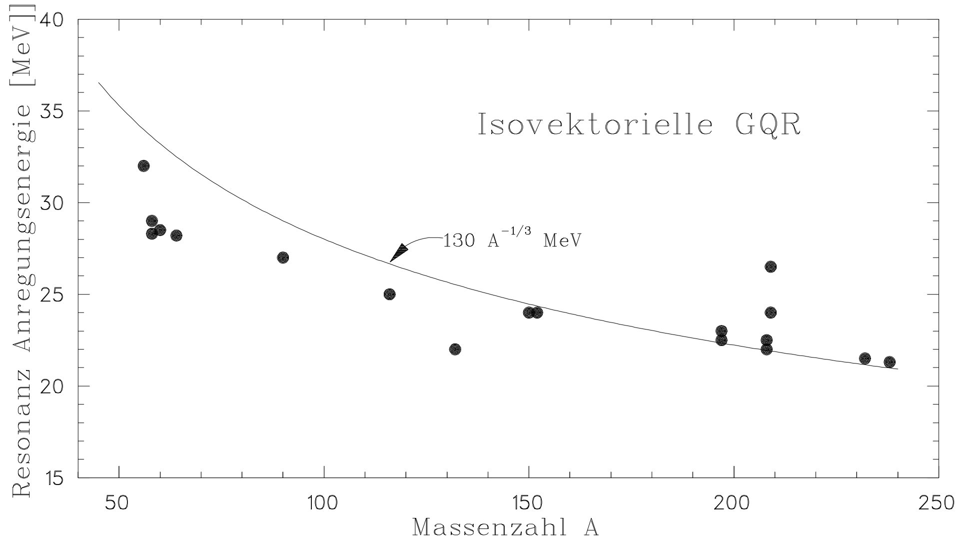

Abbildung 5.12: Anregungsenergien der isovektoriellen E2-Resonanz in verschiedenen Kernen von der Massenzahl 56 bis 238, wie sie in der obigen Tabelle aufgelistet sind; die durchgezogene Linie stellt als Funktion der Massenzahl A die Vorhersage der Anregungsenergie von $130 \cdot A^{-1/3}$ dar

---

Um auszuschließen, daß es sich hier doch etwa um die isoskalaren Oktupolriesenresonanz handelt, die nach Vorhersage der Theorie bei $110\text{–}120 \cdot A^{-1/3}$ liegt, wird die Summenregel auch für diese Anregung untersucht. Die Lage des Schwerpunktes der isoskalaren Oktupolriesenresonanz sollte für das ^{238}U 17.8–19.4 MeV sein. Die Summenregel für die E3-Anregung lautet :

Tabelle 5.4: Anregungsenergien, Breiten und Stärken von E2-Anregungen verschiedener Kerne; alle Ergebnisse aus (e,e')-Streuexperimenten bis auf die mit dem Index : $_a$ aus ^{208}Pb(p,γ) , mit dem Index : $_b$aus ^{209}Bi(π,γ) und mit dem Index : $_c$ aus (p,p')-Reaktionen

Target-kern	Resonanz-anregungsenergie [MeV]	Resonanz-breite [MeV]	EWSR Ausschöpfung [%]	Referenz
^{56}Fe	~32	~9		[Tor73a]
^{58}Ni	29		11±1	[She75]
	28.3±0.3			[Gul74]
^{60}Ni	28.5±0.3			[Gul74]
^{64}Ni	28.2±0.3			[Gul74]
^{90}Zr	27		~25	[Pit71]
^{116}Sn	25		58±29	[Tor73a]
^{132}Nd	~22			[Sch75]
^{150}Nd	~24			[Sch75]
^{152}Sm	24		27	[Tor73b]
^{197}Au	23.0	7±1	95±31	[Pit74]
	22.5		133±27	[Tor73a]
^{208}Pb	22.5	5±1	85±28	[Pit74]
	~22		60±25	[Nag73]
^{209}Bi	~24_a	~3.5		[Sno74]
	~26.5_b			[Bae74]
^{232}Th	21.5±0.1_c		84	vorl. Exp.
^{238}U	21.3±0.1_c		65	vorl. Exp.

$$\begin{aligned} S(E3) &= \frac{147}{4\pi}\frac{197^2}{2\cdot 938}\cdot 92\frac{92}{238}\cdot 5.84^4\, e^2 fm^6 MeV \\ &= 10010532\, e^2 fm^6 MeV \end{aligned} \tag{5.29}$$

Die B(E3)-Stärke ist dann :

$$\begin{aligned} B(E3) &= 10010532\cdot\frac{1}{21.6}e^2 fm^6 \\ &= 463450\, e^2 fm^6 \end{aligned} \tag{5.30}$$

und

$$\beta^2_{theor.} = B(E3)\left(\frac{4\pi}{3\cdot 92\cdot 5.84^4}\right)^2 = 0.00071 \tag{5.31}$$

Der Vergleich mit dem β^2 aus dem Experiment, welches sich aus der DWBA-Rechnung der E3-Anregung und den Wirkungsquerschnitten der Resonanz auf der abfallenden Flanke der GDR ergibt :

$$\beta^2_{exper.} = 0.121 \tag{5.32}$$

Das zeigt, daß die Summenregel für die isoskalare Oktupolriesenresonanz zu 17000% ausgeschöpft wäre. Zusammen mit der offensichtlichen Diskrepanz der Winkelverteilung aus der DWBA-Rechnung zu den Meßergebnissen (Abb. 5.13) hat man hinreichende Kriterien, um die Identifikation als E3-Resonanz auszuschließen.

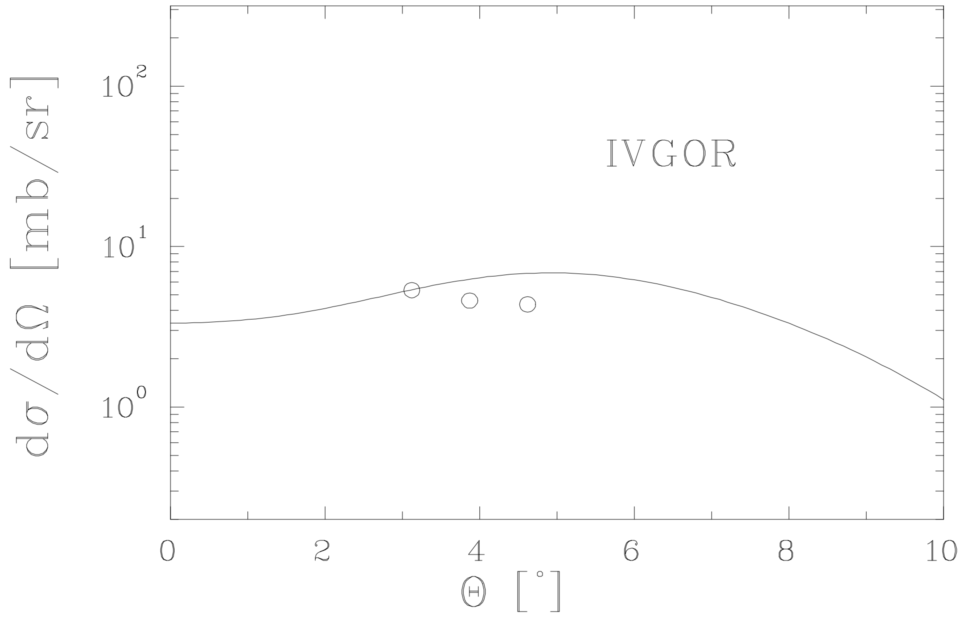

Abbildung 5.13: DWBA-Rechnung zur E3 Oktupolriesenresonanz im Vergleich mit dem Winkelverhalten der gemessenen Wirkungsquerschnitte.

6. Zusammenfassung und Ausblick

6.1 Die Ergebnisse im Überblick

Was die aus einer Vielzahl früherer Experimente bekannten Daten, wie die der Dipolriesenresonanz, angeht, so finden sie sich hier bestätigt. Die Lage und auch die Breite der E1-Anregung fügt sich in die Reihe der Daten aus vorangegangenen Messungen ein.

Die Übergangsstärke der elektrischen Dipolresonanz erschöpft für beide Targetkerne, ^{238}U und ^{232}Th etwa 160%, bzw. 185% der klassischen Summenregel, was in diesem Falle als gut reproduziert gewertet werden kann. Die Winkelabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte stimmt mit der DWBA-Kalkulation überein.

Die Stärke der M1-Spinflip Anregung liegt mit $B(M1)/\mu_N^2 = 20.4$ so hoch, wie sie vorhergesagt wurde [Zaw90] und bestätigt damit insbesondere die Annahmen, die im Vorhinein über das Experiment gemacht wurden.

Zum erstenmal eindeutig nachgewiesen wurde in diesem Experiment die isovektorielle Quadrupolriesenresonanz. Lage und ungefähre Breite waren zwar bekannt, aber konnten in früheren Messungen nicht signifikant aus den Daten extrahiert werden. Die hier gemessene Stärke erschöpft 60% der klassischen Summenregel. Ihre Lage folgt mit 21.4 MeV der Vorhersage von etwa 21 MeV und die Breite ist zu 5 MeV bestimmt worden. In diesen Daten unterscheiden sich die Ergebnisse aus der Streuung an ^{238}U und ^{232}Th nur unwesentlich.

6.2 Neue Erkenntnisse

Der Nachweis der E2-Resonanz bereitet den Weg für weitere Schlußfolgerungen. Kernmodelle, die auf der Basis von Valenznukleonen aufgebaut sind, sagen eine einfache Beziehung von E2- und orbitalen M1-Übergängen zur Gesamtzahl der Valenzbosonen voraus [Iac87][Van86]. Das führt dazu, daß Daten, wie die aus diesem Experiment, verwandt werden können, um effektive Ladungen, g-Faktoren und die Zahl der Valenzbosonen abzuleiten.

6.3 Zukünftige Experimente

Da die gewonnenen Informationen vielen Überlegungen, auch im Bereich der Neutrinophysik, neue Grundlagen liefern, werden sich in Zukunft einige Forschungsvorhaben mit der Festigung dieser Erkenntnisse befassen. Eine Kollaboration von sieben europäischen Instituten aus Italien, Belgien, Spanien, den Niederlanden und Deutschland wird in Groningen (Niederlande) in Zukunft ein Spektrometer schaffen, das durch sein spezielles Design eine Vielzahl von Daten liefern wird. Dieses Spektrometer ist an die Beschleunigeranlage des KVI Groningen angebunden, welche Protonen bis zu einer Energie von 210 MeV liefern kann und somit die Voraussetzung für diese Mittelenergiestreuexperimente bietet.

Literaturverzeichnis

[Bae74] H. Baer, J. Bistirlich, N. de Bottin, S. Cooper, K. Crowe, P. Truol und D. Vergados, Phys. Rev. C **10** (1974) 267

[Bal48] G. Baldwin und G. Klaiber, Phys. Rev. **73** (1948) 1156

[Ber76] F. Bertrand, Ann. Rev. Nucl. Sci. **26** (1976) 457

[Boh75] A. Bohr und B. Mottelson, *Nuclear Strukture*, Band 2, W.A. Benjamin, Inc., 1975

[Bur90] A. Burrows, *Neutrinos from Supernovae*, In A. Petschek, Herausg., *Supernovae*, Springer Verlag, 1990

[Cal80] J. Caldwell, E. Dowdy, B. Berman, R. Alvarez und T. Meyer, Phys. Rev. C **21** (1980) 1215

[Com82] J. Comfort, G. Moake, C. Fopster, W. Schwandt und P. Love, Phys. Rev. C **26** (1982) 1800

[Dja85] C. Djalali, N. Marty, M. Morlet, J. Willis, A. Jourdain, D. Bohle, U. Hartmann, G. Küchler, A. Richter, G. Caskey, G. Crawley und A. Galonsky, Phys. Lett. B **269** (1985) 164

[Fae66] A. Faessler, Nucl. Phys. **85** (1966) 653

[Fae86a] A. Faessler, Z. Bochnacki und R. Nojarov, J. of Phys. G **12** (1986) 47

[Fae86b] A. Faessler und R. Nojarov, Phys. Lett. B **166** (1986) 367

[Fre89] D. Frekers, D. Bohle, A. Richter, R. Abegg, R. Azuma, A. Celler, C. Chan, T. Drake, K. Jackson, J. King, C. Miller, R. Schubank, J. Watson und S. Yen, Phys. Lett. B **218** (1989) 439

[Fre90] D. Frekers, H. Wörtche, A. Richter, R. Abegg, R. Azuma, A. Celler, C. Chan, T. Drake, R. Helmer, K. Jackson, J. King, C. Miller, R. Schubank, M. Vetterli und S. Yen, Phys. Lett. B **244** (1990) 178

[Fre93] D. Frekers, H. Wörtche, A. Richter, R. Henderson, K. Jackson, C. Miller, M. Vetterli und S. Yen, 1993, unveröffentlicht

[Gol48] M. Goldhaber und E. Teller, Phys. Rev. **74** (1948) 1046

[Goo80] C. Goodman, C. Goulding, M. Greenfield, J. Rapaport, D. Bainum, C. Foster, W. Love und F. Petrovich, Phys. Rev. Lett. **44** (1980) 1755

[Gre66] W. Greiner, Nucl. Phys. **80** (1966) 417

[Gul74] I. Gul'karov, Sov. J. Nucl. Phys. **18** (1974) 267

[Gur76] G. Gurevich, L. Lazareva, V. Mazur, G. Solodukhov und B. Tulupov, Nucl. Phys. A **273** (1976) 326

[Har77] M. Harakeh, K. van der Borg, T. Ishimatsu, H. Morsch, A. van der Woude und F. Bertrand, Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 676

[Hil88] R. R. Hilton, *The variety of nuclear shapes*, World Scientific, 1988

[Iac87] F. Iachello und A. Arima, *The Interacting Boson Model*, Cambridge Univ. Press, 1987

[Led78] C. Lederer und V. Shirley, Herausg., *Table of Isotopes*, John Wiley & Sons, Inc., 7 edition, 1978

[Lew72] M. Lewis und F. Bertrand, Nucl. Phys. A **196** (1972) 337

[Lo 78] N. Lo Iudice und F. Palumbo, Phys. Rev. Lett. **41** (1978) 1532

[Lo 79] N. Lo Iudice und F. Palumbo, Nucl. Phys. A **326** (1979) 193

[Lo 90] N. Lo Iudice, F. Palumbo, A. Richter und H. Wörtche, Phys. Rev. C **42** (1990) 241

[Lov81] W. Love und M. Franey, Phys. Rev. C **24** (1981) 1073

[Lov85] W. Love und M. Franey, Phys. Rev. C **31** (1985) 488

[May84] T. Mayer-Kuckuk, *Kernphysik*, B.G. Teubner, 1984

[Mus88] G. Musiol, J. Ranft, R. Reif, und D. Seeliger, *Kern- und Elementarteilchenphysik*, VCH, 1988

[Nag73] M. Nagao und Y. Torizuka, Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 1068

[Pit71] R. Pitthan und T. Walcher, Phys. Lett. B **36** (1971) 563

[Pit74] R. Pitthan, F. Buskirk, E. Dally, J. Dyer und X. Maruyama, Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 47

[Ric81] A. Richter, *Inelastic Electron Scattering at Low Momentum Transfer and Nuclear Structure*, in *Proc. Int. Summer School on Nuclear Structure (1980)*, Plenum Press N.Y., 1981

[Sch75] A. Schwierczinski, R. Frey, E. Spamer, H. Theissen und T. Walcher, Phys. Lett. B **55** (1975) 171

[She75] N. Sherman, H. Ferdinande, K. lokan und C. Ross, Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 1215

[Sno74] K. Snover, K. Ebisawa und D. Brown, Phys. Rev. Lett. **32** (1974) 317

[Str93] S. Strauch, *Entwicklung eines interakt.Auswerteprogramms f. Elektronenstreumessungen*, Diplomarbeit, Inst. f. Kernphysik der TH-Darmstadt, August 1993

[Tor73a] Y. Torizuka, Y. Kojima, T. Saito, K. Itoh und A. Nakada, Res. Rep. Lab. Nucl. Sci., Tohoku Univ. **6** (1973) 165

[Tor73b] Y. Torizuka, Y. Kojima, T. Saito, K. Itoh und A. Nakada, Res. Rep. Lab. Nucl. Sci., Tohoku Univ. **6** (1973) 1–29

[Van86] P. Van Isacker, K. Heyde, J. Jolie und A. Sevrin, Ann. Phys. (N.Y.) **171** (1986) 253

[Vey73] A. Veyssiére, H. Beil, R. Bergere, P. Carlos, A. Leprêtre und K. Kernbach, Nucl. Phys. A **199** (1973) 45

[Wö94] H. Wörtche, 1994, Doktorarbeit, TH-Darmstadt, in Vorbereitung

[Wou91] A. van der Woude, *The Electric Giant Resonances*, in *Electric and Magnetic Giant Resonances in Nuclei*,J. Speth, Herausg., Band 7, World Scientific Publishing Company, 1991

[You77] D. Youngblood, C. Rosza, J. Moss, D. Brown und J. Bronson, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 1188

[Zaw90] D. Zawischa, M. Macfarlane und J. Speth, Phys. Rev. C **42** (1990) 42

[Zum84] J. Zumbro, E. Shera, Y. Tanaka, C. Bemis, R. Naumann, M. Hoehn, W. Reuter und R. Steffen, Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 1888