
Kollektive und Einteilchenanregungen in den schweren deformierten Kernen ^{234}U , ^{233}U , ^{231}Th , ^{230}Pa und ^{232}Pa

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität zu Köln



vorgelegt von
Tanja Kotthaus
aus Hannover

Köln 2010

Berichterstatter:

Prof. Dr. P. Reiter
Prof. Dr. J. Jolie
Prof. Dr. R. Beck

Tag der mündlichen Prüfung:

21.10.2010

Kurzzusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die fünf Isotope ^{234}U , ^{233}U , ^{231}Th , ^{230}Pa und ^{232}Pa aus dem Bereich der schweren deformierten Kerne mit $A \geq 230$ mit Hilfe von deutronen-induzierten Ein-Neutronen-Transferreaktionen studiert.

Das doppelt-gerade Isotop ^{234}U wurde mit dem 4π - γ -Spektrometer MINIBALL am Kölner Tandem-Beschleuniger untersucht. Die verwendete Reaktion war $^{235}\text{U}(d,t)^{234}\text{U}$, die Strahlenergie 11 MeV und die Targetdicke $3,5 \text{ mg/cm}^2$. Die Analyse der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzdaten ermöglichte eine Erweiterung des bisher bekannten Termschemas dieses Kerns um 12 γ -Übergänge. Auf Grund der gefundenen Übergänge erscheint der Zustand bei einer Anregungsenergie von 1886,7 keV als möglicher Kandidat für einen Zwei-Phononenzustand.

Die Messungen zu den anderen vier Isotopen ^{233}U , ^{231}Th , ^{230}Pa und ^{232}Pa wurden am Münchener Q3D-Spektrometer durchgeführt. Zu jedem Isotop wurden Winkelverteilungen mit einem polarisierten Deutronenstrahl bestimmt. Hierfür wurden jeweils bei 8 bis 9 Streuwinkeln zwischen 5° und 45° gemessen. Die Vektorpolarisation des Strahls betrug 80 % und die Strahlenergie 22 MeV. Als Targets wurden ^{234}U ($160 \mu\text{g/cm}^2$), ^{230}Th und ^{231}Pa (jeweils $140 \mu\text{g/cm}^2$) eingesetzt. Aus dem Vergleich der gemessenen Winkelverteilungen mit den theoretischen Winkelverteilungen, die aus DWBA-Rechnungen folgen, wurden im ungeraden Isotop ^{233}U die Spins und Paritäten von 33 Zuständen und in dem anderen ungeradem Isotop ^{231}Th 22 Spins und Paritäten bestimmt.

In den beiden doppelt-ungeraden Isotopen ^{230}Pa und ^{232}Pa wurden zum ersten Mal angeregte Zustände beobachtet. Im Isotop ^{230}Pa konnten 63 Zustände unterhalb einer Anregungsenergie von 1,5 MeV identifiziert werden. Die Konfiguration des Grundzustands wurde als $1/2[530]_p - 5/2[633]_n$ oder als $1/2[530]_p + 3/3[631]_n$ bestimmt. Darüber hinaus werden 12 Rotationsbanden vorgeschlagen. Es wurden sechs empirische Werte für die GM-Splitting-Energie bestimmt und zwei Werte für die Newby-Shift-Energie. Im anderen doppelt-ungeradem Isotop ^{232}Pa wurden 40 Zustände unterhalb von 850 keV bestimmt und Vorschläge für die Grundzustandsbande und die dazugehörige GM-Partnerbande gemacht. Hiermit konnte eine GM-Splitting-Energie bestimmt werden.

Abstract

In this thesis five heavy deformed isotopes from the mass region $A \geq 230$, namely ^{234}U , ^{233}U , ^{231}Th , ^{230}Pa and ^{232}Pa , were investigated by means of deuteron-induced neutron transfer reactions.

The even-even isotope ^{234}U has been studied with the 4π - γ -spectrometer MINIBALL at the Cologne Tandem accelerator. Excited nuclei in the isotope ^{234}U were produced using the reaction $^{235}\text{U}(d,t)$ at a beam energy of 11 MeV. The target thickness was 3.5 mg/cm^2 . The analysis of the $\gamma\gamma$ -coincidence data yielded a reinterpretation of the level scheme in 12 cases. Considering its decay characteristics, the 4^+ state at an excitation energy of 1886.7 keV is a potential candidate for a two-phonon vibrational state.

The isotopes ^{233}U , ^{231}Th , ^{230}Pa and ^{232}Pa were investigated at the Munich Q3D spectrometer. For each isotope an angular distribution with angles between 5° and 45° were measured. In all four cases the energy of the polarized deuteron beam (vector polarization of 80%) was 22 MeV. As targets ^{234}U ($160 \text{ }\mu\text{g/cm}^2$), ^{230}Th ($140 \text{ }\mu\text{g/cm}^2$) and ^{231}Pa ($140 \text{ }\mu\text{g/cm}^2$) were used. The experimental angular distributions were compared to results of DWBA calculations. For the odd isotope ^{233}U spin and parity for 33 states are assigned and in the other odd isotope ^{231}Th 22 assignments are made.

The excitation spectra of the two odd-odd isotopes ^{230}Pa and ^{232}Pa were investigated for the first time. For the isotope ^{230}Pa 63 states below an excitation energy of 1.5 MeV are identified. Based on the new experimental data the Nilsson configuration of the ground state is either $1/2[530]_p - 5/2[633]_n$ or $1/2[530]_p + 3/3[631]_n$. In addition 12 rotational bands are proposed and from this six values for the GM splitting energy are deduced as well as two new values for the Newby shift. In the other odd-odd isotope ^{232}Pa 40 states below an excitation energy of 850 keV are observed and suggestions for the groundstate band and its GM partner are made. From this one GM splitting energy was determined.

Inhaltsverzeichnis

1. Schwere Kerne an der „Grenze der Stabilität“	9
2. Kernstruktur schwerer deformierter Kerne ($A \geq 230$)	13
2.1. Nilsson-Modell	13
2.2. Doppelt-Gerade Kerne	18
2.3. Ungerade Kerne	22
2.4. Doppelt-Ungerade Kerne	26
2.5. Transferreaktionen	29
3. γ-Spektroskopische Untersuchung des Isotops ^{234}U	33
3.1. Experimenteller Aufbau	34
3.2. Datenaufbereitung und Analyse	36
3.3. Ergebnisse zum Isotop ^{234}U	44
3.4. Zwei-Phononenzustand im Isotop ^{234}U	55
3.5. Zusammenfassung	58
4. Teilchenspektroskopie nach Transferreaktionen	61
4.1. Messung am Q3D-Spektrometer	61
4.2. Datenaufbereitung und Analyse	63
4.2.1. Eichung der Spektren	64
4.2.2. Absolute Wirkungsquerschnitte	65
4.2.3. DWBA-Computercode: CHUCK3	65
4.2.4. Bestimmung der Quantenzahlen	70
4.3. Ergebnisse zum Isotop ^{233}U	77
4.3.1. Winkelverteilungen und DWBA-Rechnungen	78
4.3.2. Diskussion der Ergebnisse	80
4.3.3. Zusammenfassung	100
4.4. Ergebnisse zum Isotop ^{231}Th	102
4.4.1. Winkelverteilungen und DWBA-Rechnungen	102
4.4.2. Diskussion der Ergebnisse	118
4.4.3. Zusammenfassung	128
4.5. Ergebnisse zum Isotop ^{230}Pa	130
4.5.1. Eichung	130
4.5.2. Theoretische Betrachtungen	136
4.5.3. Diskussion der Ergebnisse	140
4.5.4. Zusammenfassung	149

4.6. Ergebnisse zum Isotop ^{232}Pa	153
4.6.1. Eichung	153
4.6.2. Theoretische Betrachtungen	158
4.6.3. Diskussion der Ergebnisse	161
4.6.4. Zusammenfassung	163
5. Zusammenfassung	165
A. Anhang	169
A.1. HDTV - Der Nachfolger zum Kölner Analyseprogramm TV	169
A.2. Skript-Sammlung: Q3DTools	171
A.3. Berechnungen zur Streuung	177
A.4. Berechnung des reduzierten χ^2 -Wertes	178
A.5. Potentialparameter für die DWBA-Rechnung mit CHUCK3	179
A.6. Standardwerte für einige Input-Parameter für CHUCK3	180
. Literaturverzeichnis	181

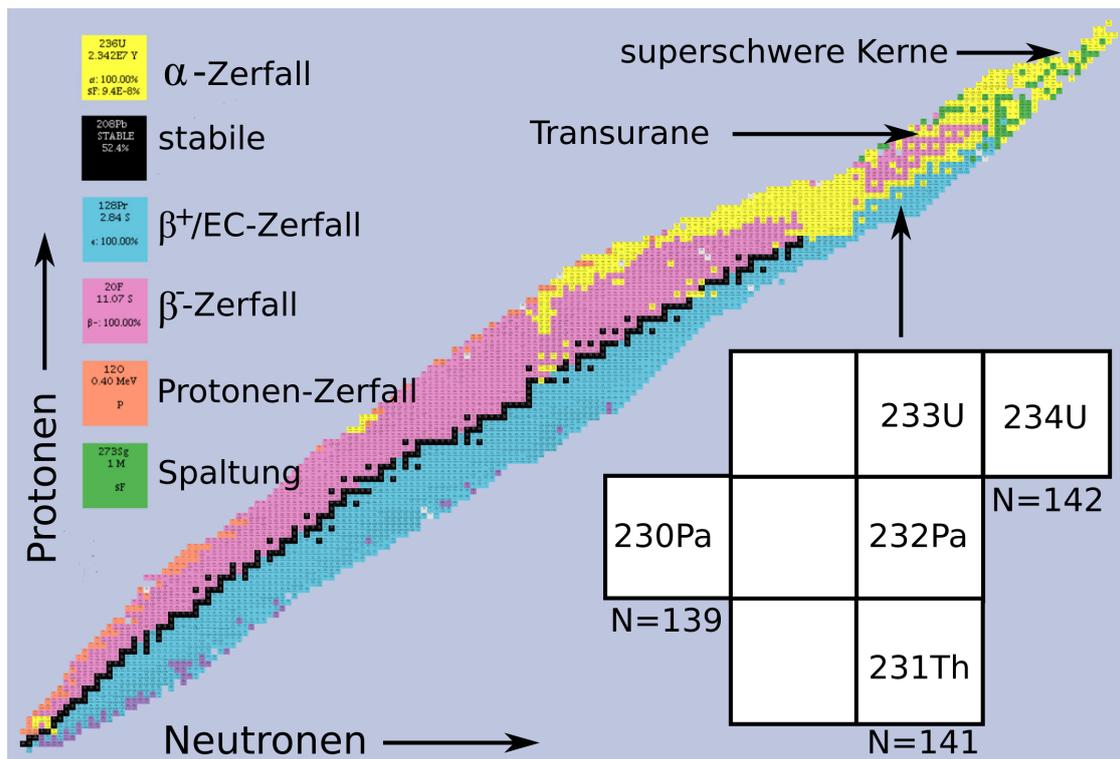
1. Schwere Kerne an der „Grenze der Stabilität“

Seit einigen Jahren werden in der kernphysikalischen Forschung die Grenzen der Nuklidkarte systematisch erweitert. Es werden dabei immer kurzlebige Systeme mit immer extremeren Verhältnissen von Protonenzahl zu Neutronenzahl untersucht [Tho04]. Interessant ist dabei die Frage nach der Stabilität dieser Systeme und inwieweit sich die Erkenntnisse aus den stabilen, in der Natur vorkommenden Kernen auf diese exotischen Kerne übertragen lassen.

Auch am „oberen Rand“ der Nuklidkarte werden immer schwerere Kerne künstlich erzeugt. Die schwersten Kerne, die in der Natur existieren, sind Isotope von Thorium und Uran mit einer Protonenzahl von $Z=90$ bzw. $Z=92$ und einer Nukleonenzahl von $A \geq 230$. Diese Isotope sind bereits α -instabil, wobei aber die Halbwertszeiten der langlebigsten Isotope in der Größenordnung von 10^5 bis 10^{10} Jahren liegen. An diesen Bereich schließt sich dann der Bereich der nur noch künstlich erzeugbaren Transurane an, die vor allem bei der Energiegewinnung aus Kernkraft auftreten. Das bekannteste Element ist hier Plutonium mit einer Protonenzahl von $Z=94$ und einer Halbwertszeit des langlebigsten Isotops ^{244}Pu von 10^7 Jahren. Der Bereich der superschweren Elemente beginnt jenseits des Elements Fermium mit einer Protonenzahl von $Z=100$, dessen langlebigstes Isotop eine Halbwertszeit von nur 100 Tagen hat. In den letzten Jahren sind darüber hinaus eine Reihe weiterer noch schwererer Elemente entdeckt worden, so sind z.B. bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt die Elemente Bohrium ($Z=107$), Hassium ($Z=108$), Meitnerium ($Z=109$), Darmstadtium ($Z=110$), Roentgenium ($Z=111$) und Copernicium ($Z=112$) zum ersten mal erzeugt und untersucht worden [Hof00, Ack05]. Die Halbwertszeiten dieser Kerne liegen dabei im Bereich von Millisekunden bis zu wenigen Sekunden. Das schwerste bisher gefundene Element ist das Element 118 mit einer Halbwertszeit von unter einer Millisekunde [Oga06]. Da die Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung dieser Kerne sehr klein sind (wenige Picobarn), können in der Regel nur wenige Kerne beobachtet werden. Außerdem ist es in den letzten Jahren möglich geworden, erste spektroskopische Untersuchungen an den leichteren superschweren Isotopen in der Nachbarschaft des Isotops ^{254}No ($Z=102$) zu betreiben und so ihre Kernstruktur zu untersuchen [Her04, Gre05, Tan06].

Bei der Suche nach geeigneten Methoden zur Erzeugung der superschweren Elemente und bei der Interpretation der spektroskopischen Daten ist man auf entsprechende theoretische Beschreibungen angewiesen, die sich wiederum aus den bekannten Eigenschaften der etwas leichteren „stabilen“ schweren Kerne ergeben. Hier ist also eine möglichst genaue Kenntnis dieser „letzten stabilen“ Systeme nötig, um sinnvolle und verlässliche Extrapolationen in den Bereich der superschweren Elemente vornehmen zu können.

1. Schwere Kerne an der „Grenze der Stabilität“



Trotz des regen Interesses an den superschweren Kernen gab es in den letzten Jahren verhältnismäßig wenige Veröffentlichungen zur Kernstruktur der leichteren schweren deformierten Kerne. Das heutige Wissen zu diesen Kernen stammt größtenteils aus den 60er bis 80er Jahren des letzten Jahrhunderts. Eine Übersicht über die Ergebnisse aus diesem Massenbereich bieten die Artikel von Jain et al. [Jai90, Jai98] und Sood et al. [Soo92, Soo94]. Beide Autoren weisen auf die immer noch recht lückenhafte Datenlage hin. Die Ursache für die Zurückhaltung bei der Untersuchung dieser Kerne liegt sicher in dem im Vergleich z.B. zu den deformierten Kernen der Seltenen Erden deutlich schwierigeren experimentellen Zugang. Auf Grund der α -Instabilität stehen in diesem Bereich der Nuklidkarte nur wenige Isotope als Targetmaterial zur Verfügung. Die Radioaktivität dieser Isotope bedingt die Notwendigkeit von speziellen Genehmigungen und von geeigneten Strahlenschutzmaßnahmen bei Herstellung, Transport und Lagerung der Targets ebenso wie beim Umgang mit dem Target während des eigentlichen Experiments. Darüber hinaus sind die benötigten Materialien relativ selten und können in der Regel nicht kommerziell erworben werden. Außerdem ist auch die Wahl der möglichen Reaktionen eingeschränkt. So sind die in anderen Massenbereichen sehr erfolgreichen Fusions-Verdampfungsreaktionen hier wegen der niedrigen Spaltbarriere kaum einsetzbar. Alle Reaktionen in diesem Massenbereich sind immer von Spaltung begleitet, die zu einer hohen Rate an Untergrundereignissen führt, die durch geeignete experimentelle Techniken unterdrückt werden müssen.

Das Studium dieser Kerne erscheint aber trotz dieser Schwierigkeiten sinnvoll und vielversprechend. Zum einen sind die Extrapolationen auf die superschweren Systeme

von einer gesicherten Datenbasis bei leichteren Systemen abhängig. Zum anderen gibt es in diesem Massenbereich, der weit entfernt von Schalenabschlüssen liegt, eine Reihe von Besonderheiten, die sich durch die große Kollektivität dieser Kerne im Wechselspiel mit der zugrundeliegenden mikroskopischen Struktur ergeben. Beispiele hierfür sind die Oktupolvibrationen und die damit verbundenen Reflexionsasymmetrie [Shn06], die Superdeformation bei niedrigem Spin [Thi02], die nur in diesem Massenbereich auftritt, oder die ungeklärte Frage nach der Existenz von Multiphononen-Anregungen in deformierten Kernen [Wu94, Bur94].

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Kernstruktur von fünf Isotopen aus der Massengend der schweren deformierten Kerne mit $A \geq 230$ mit Hilfe von deutronenindizierten Ein-Neutronen-Transfer-Reaktionen untersucht:

- ein doppelt-gerades Isotop: ^{234}U
- zwei ungerade Isotope: ^{233}U und ^{231}Th
- und zwei doppelt-ungerade Isotope: ^{230}Pa und ^{232}Pa

Die gewählten Transferreaktionen sind ein bewährtes Mittel zum Studium der Kernstruktur deformierter Kerne und bieten darüber hinaus den Vorteil, dass die benötigte Strahlenergie relativ niedrig gewählt werden kann, so dass die störende Spaltung der schweren Systeme nicht übermächtig wird. Das doppelt-gerade Isotop ^{234}U wurde dabei mit dem MINIBALL-Spektrometer am Kölner Tandembeschleuniger γ -spektroskopisch untersucht, während für die anderen Isotope die komplementäre Methode der Teilchenspektroskopie mit Hilfe des Q3D-Magnetspektrometers des Maier-Leibnitz-Laboratoriums (MLL) in Garching bei München verwendet wurde.

Zunächst sollen im nächsten Kapitel die für die Analyse der experimentellen Daten wichtigen theoretischen Aspekte erläutert werden, bevor dann die Experimente mit ihren Ergebnissen jeweils in einem gesonderten Kapitel vorgestellt werden.

2. Kernstruktur schwerer deformierter Kerne ($A \geq 230$)

Die wichtigsten Aspekte der Kernstruktur schwerer deformierter Kerne und der damit verbundenen Phänomene in den Anregungsspektren sollen hier vorwiegend qualitativ dargelegt werden. Dabei wird in großen Teilen den Argumentationen von R.F. Casten gefolgt [Cas00]. Für detailliertere und mathematisch strengere Ableitungen sei z.B. auf das Werk von Bohr und Mottelson verwiesen [Boh75]. Zu den Kernen mit sowohl ungerader Neutronenzahl als auch ungerader Protonenzahl bietet der Übersichtsartikel von Jain die vermutlich ausführlichste Diskussion [Jai98].

Typisch für die Anregungsspektren deformierter Kerne ist das Auftreten von Rotationsbanden, die sich aus der Rotation des Kerns um eine Achse senkrecht zu seiner Symmetrieachse ergeben. Diese Rotation koppelt mit den verschiedenen anderen möglichen *intrinsischen* Anregungen und führt zu regelmäßigen Zustandsfolgen mit ansteigendem Drehimpuls. Die Anregungsenergien innerhalb einer solchen Rotationsbande sind in erster Näherung proportional zu $J(J+1)$, wobei J der jeweilige Spin des Zustands ist. Der Abstand zwischen den einzelnen Zuständen wird durch das Trägheitsmoment \mathcal{I} bestimmt. Dies ist bei den hier diskutierten Kernen mit $A \geq 230$ deutlich größer als z.B. im Bereich der Seltenen Erden ($151 \geq A \geq 193$), was zu typischen Abständen in der Grundzustandsrotationsbande von nur 40 keV bis 50 keV führt.

Zur theoretischen Behandlung deformierter Kerne wird in der Regel das Nilsson-Modell verwendet. Es handelt sich dabei um ein Einteilchen-Modell für deformierte Kerne, das im folgenden kurz vorgestellt werden soll. Im Anschluss daran wird auf verschiedenen Klassen von Kernen und deren jeweilige Besonderheiten eingegangen. Im darauf folgenden Abschnitt werden Transferreaktionen als Mittel zur Untersuchung der Kernstruktur deformierter Kerne näher beschrieben.

2.1. Nilsson-Modell

Beim Nilsson-Modell handelt es sich um eine Erweiterung des Schalenmodells [GM55] auf deformierte Kerne [Nil69], die einzelnen Einteilchenzustände ergeben sich in diesem Modell als Zustände in einem deformierten Kernpotential. Anders als in sphärischen Systemen ist in einem rotationssymmetrischen deformierten System durch die Symmetrieachse eine Richtung im Raum ausgezeichnet. Daher sind in einem solchen System die $2j+1$ magnetischen Unterzustände zu einem Zustand mit Drehimpuls j durch ihre Projektion K auf die Symmetrieachse unterscheidbar und nicht länger entartet. Die Abbildung 2.1 zeigt zwei solche Orbitale mit unterschiedlichen Werten von K . Da

2. Kernstruktur schwerer deformierter Kerne ($A \geq 230$)

die Wechselwirkungen zwischen den Nukleonen kurzreichweitig sind, ist ein Nukleon stärker gebunden, das sich auf einer Bahn bewegt, deren mittlerer Abstand vom Rest des Kerns klein ist. Daher ist die Energie des Zustands mit K_1 niedriger als die des Zustands mit K_2 . Zustände mit kleinerem Wert der K -Quantenzahl haben also in prolaten (=zigarrenförmigen) Kernen eine niedriger Energie als Zustände mit hohem K . Die gleiche Überlegung führt in oblaten (=diskusförmigen) Kernen zu einem genau umgekehrten Verhalten, hier sind Zustände mit hohem K energetisch bevorzugt. Jeder Zustand mit einem K -Wert kann von zwei Nukleonen besetzt werden, die sich auf derselben Bahn mit entgegengesetztem Umlaufsinn bewegen oder anders ausgedrückt, deren Projektion auf die Symmetrieachse $\pm K$ ist. Mit Hilfe des einfachen klassischen

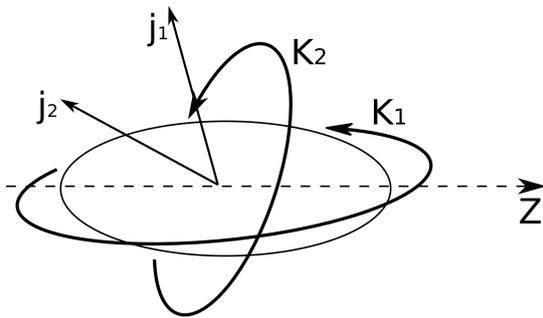


Abbildung 2.1.: Skizze zweier Einteilchenorbitale in einem prolat-deformierten Kern mit unterschiedlichen K -Werten. Da die Wechselwirkungen im Kern kurzreichweitig sind, hat das Orbital die niedriger Energie, bei dem der Abstand zum Rest des Kerns im Mittel kleiner ist (in diesem Fall also das Orbital mit K_1).

Bildes lassen sich noch weitere entscheidende Eigenschaften der Einteilchenzustände in deformierten Kernen ableiten. Die sphärischen Einteilchenzustände des Schalenmodells stellen dabei einen Grenzfall dar. Die Aufspaltung nach den K -Werten wird mit steigender Deformation immer größer. Aus der Abbildung 2.2 ergibt sich, dass der Winkel der klassischen Teilchenbahn zur Symmetrieachse durch $\theta = \arcsin K/j$ genähert werden kann. Für Zustände mit $j=13/2$ und $K=1/2, \dots, 13/2$ sind diese Winkel in der folgenden Tabelle aufgeführt:

K	1/2	3/2	5/2	7/2	9/2	11/2	13/2
$\theta[^\circ]$	4,4	13,3	22,6	32,6	43,8	57,8	90
$\Delta\theta[^\circ]$		8,9	9,3	10,0	11,2	14,0	32,2

Die Zunahme des Winkels θ ist bei niedrigem K eher gering und wird bei steigenden Werten von K immer größer. Es ist daher zu erwarten, dass auch die Energiezunahme zwischen den Orbitalen mit niedrigem K geringer ist und mit steigenden Werten von K immer deutlicher wird. Die Abbildung 2.2 zeigt das hier diskutierte Verhalten eines sphärischen $j=13/2$ -Zustands mit zunehmender Deformation.

Die gleichen Überlegungen können für alle aus dem Schalenmodell bekannten Zustände gemacht werden. So kann zumindest qualitativ das gesamte sogenannte Nilsson-Diagramm abgeleitet werden, das das energetische Verhalten der verschiedenen Einteilchenzustände bei verschiedenen Deformationen abbildet. Die Abbildung 2.3 zeigt den Ausschnitt des Nilsson-Diagramms, der für die in dieser Arbeit untersuchten schweren Kerne mit $A \geq 230$ interessant ist.

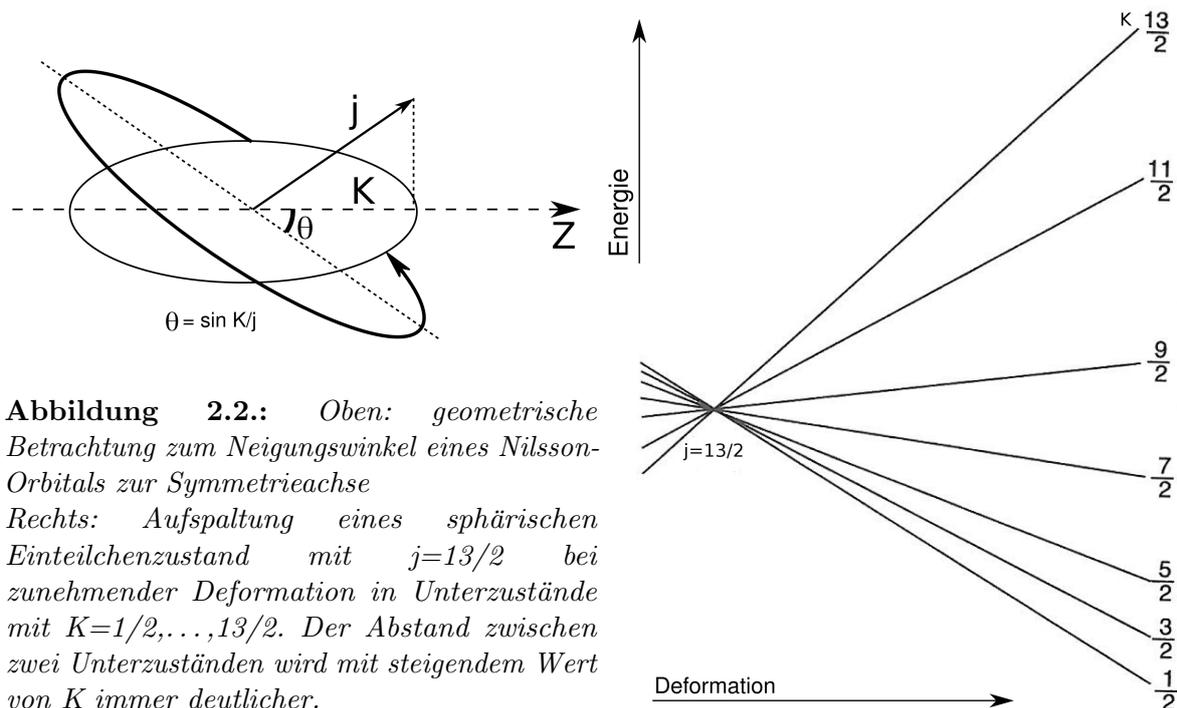


Abbildung 2.2.: *Oben: geometrische Betrachtung zum Neigungswinkel eines Nilsson-Orbitals zur Symmetrieachse*
Rechts: Aufspaltung eines sphärischen Einteilchenzustand mit $j=13/2$ bei zunehmender Deformation in Unterzustände mit $K=1/2, \dots, 13/2$. Der Abstand zwischen zwei Unterzuständen wird mit steigendem Wert von K immer deutlicher.

Für das qualitative Verständnis des Nilsson-Modells muss nun noch bedacht werden, dass in einem deformierten Kern auf Grund der Aufhebung der Rotationsymmetrie der Einteilchendrehimpuls j keine gute Quantenzahl mehr darstellt, sondern nur noch die Projektion K auf die Symmetrieachse erhalten bleibt. Im Nilsson-Diagramm bedeutet dies, dass sich zwei Zustände mit demselben Wert von K und der gleichen Parität *nicht* kreuzen können. Nähern sich zwei solche Zustände einander, kommt es zur Mischung der beiden Wellenfunktionen und nach dem „virtuellen“ Kreuzungspunkt laufen die beiden Zustände wieder auseinander. Diese Mischung führt dazu, dass die einzelnen Nilsson-Zustände in aller Regel keinen definierten Einteilchendrehimpuls j besitzen. Eine saubere quantenmechanische Ableitung des Nilsson-Modells ergibt, dass sich die Nilsson-Zustände Ψ_{Nils} als Eigenzustände in einem deformierten Potential als Linearkombination sphärischer Einteilchenzustände ϕ_j mit verschiedenen Drehimpulsen j darstellen lassen:

$$\Psi_{Nils} = \sum_j C_j \phi_j$$

Die einzelnen Nilsson-Zustände werden an Hand ihrer Nilsson-Quantennummern klassifiziert. Hierzu gibt es verschiedene Konventionen in der Literatur. In dieser Arbeit soll die folgende Variante verwendet werden:

$$K[Nn_z\Lambda]$$

Hierbei ist K die Projektion auf die Symmetrieachse, in der Klammer folgen dann die Hauptquantenzahl N , die Anzahl der Knoten n_z der Wellenfunktion in Richtung der

2. Kernstruktur schwerer deformierter Kerne ($A \geq 230$)

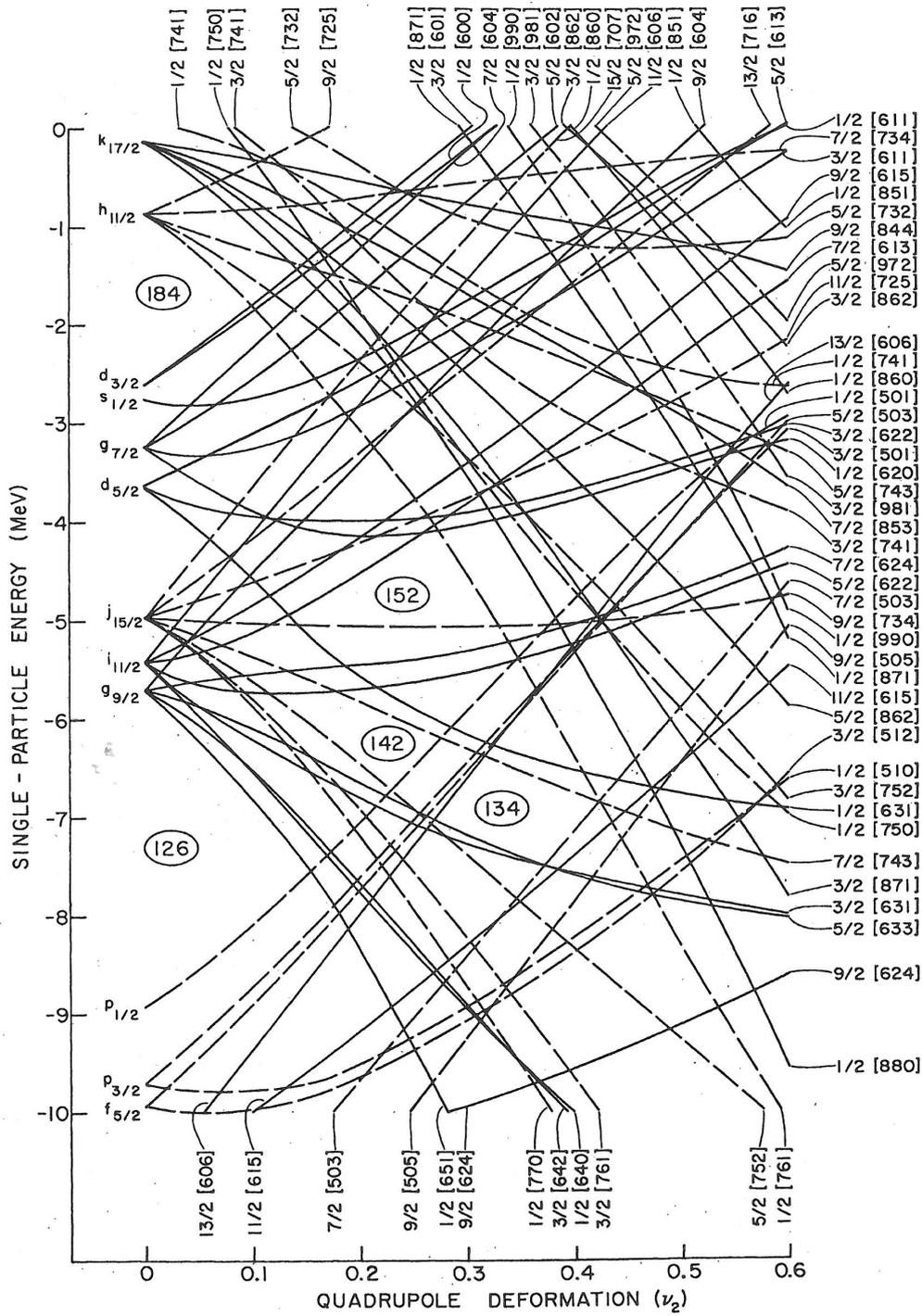


Abbildung 2.3.: Nilsson-Diagramm für Neutronenzustände im Bereich der Aktiniden (Abbildungen aus [Cha77]).

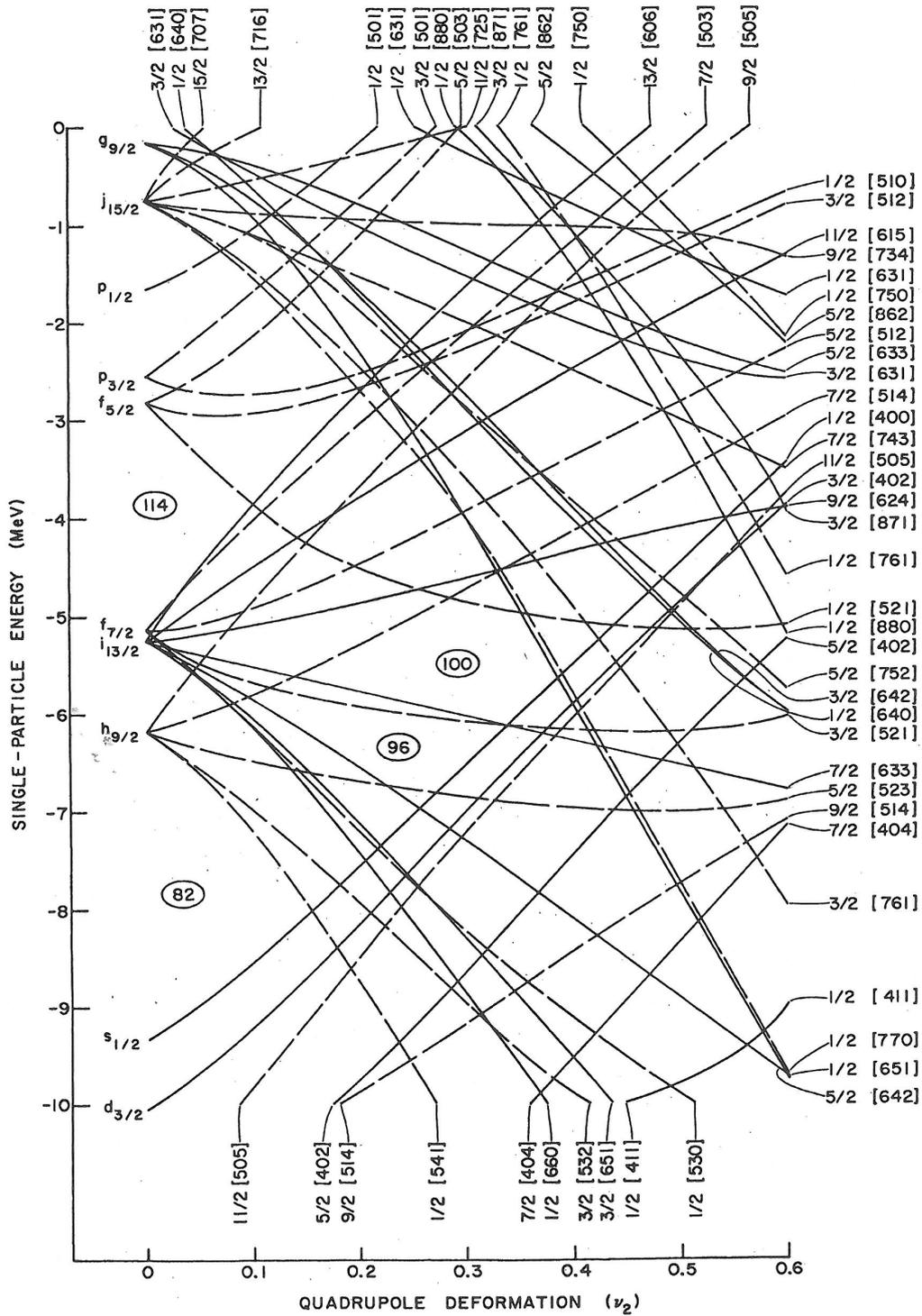


Abbildung 2.3.: Nilsson-Diagramm für Protonenzustände (rechts) im Bereich der Aktiniden (Abbildungen aus [Cha77]).

Symmetrieachse und die Projektion des Bahndrehimpulses Λ auf die Symmetrieachse. Per Definition gilt $K = \Lambda + \Sigma = \Lambda \pm 1/2$, wobei Σ der Spin des Nukleons ist. Oft wird in der Literatur noch die Parität π zusammen mit der K-Quantenzahl angegeben, da diese sich aber auch direkt aus der Hauptquantenzahl mit $\pi = (-1)^N$ ergibt, wird darauf in dieser Arbeit verzichtet.

Die Abbildung 2.4 zeigt noch einmal in einer anderen etwas übersichtlicheren Darstellung die Nilsson-Zustände, die für die in dieser Arbeit untersuchten Kerne relevanten sind.

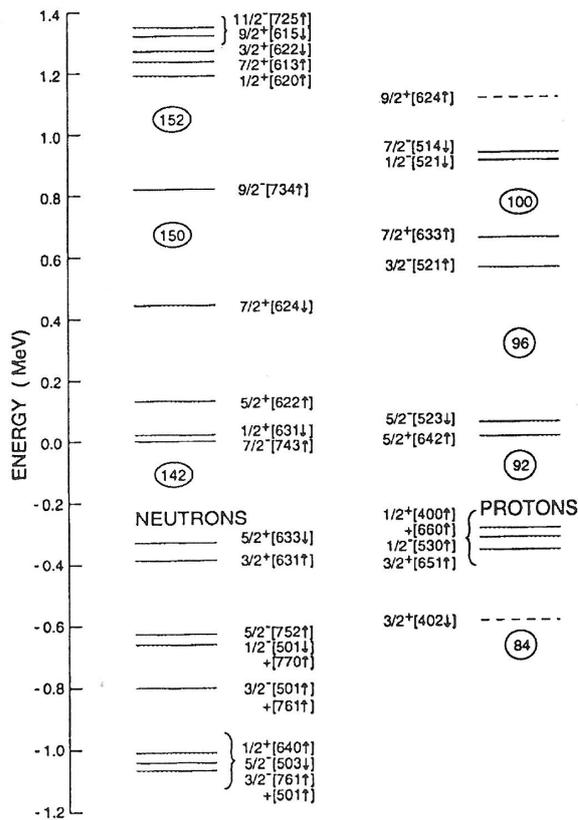


Abbildung 2.4.: Relevante Nilsson-Orbitale für quadrupoldeformierte Kerne mit $A \geq 230$. Die Energieskala für die Neutronenorbitale (linke Spalte) entspricht der Situation für ^{235}U ($N=143$), während die Energieskala der Protonenorbitale (rechte Spalte) an ^{235}Np ($Z=93$) angepasst ist. Die Zustände, die mit einer Klammer zusammen gefasst sind, liegen energetisch sehr dicht beieinander und ihre Reihenfolge variiert daher von Kern zu Kern. Darüber hinaus werden gemischte Konfigurationen erwartet, (wie etwa $1/2^+[501]+[770]$), wenn zwei Orbitale mit demselben K^π aber $\Delta N=2$ nahe beieinander liegen (Abbildung aus [Soo94]).

2.2. Doppelt-Gerade Kerne

Bei den deformierten doppelt-geraden Kerne ist der Grundzustand wie bei allen doppelt-geraden Kernen ein 0^+ -Zustand. Sowohl die Protonen als auch die Neutronen besetzen die zur Verfügung stehenden Nilsson-Orbitale paarweise und koppeln dabei jeweils zu Spin 0. Letztendlich ist dies eine Konsequenz der kurzreichweitigen Nukleonen-Nukleonen-Wechselwirkung und des Pauli-Prinzips. Bei den Aktiniden wird dieser Effekt in der Regel durch die Paarungswechselwirkung beschrieben. Es handelt sich dabei um eine Wechselwirkung zwischen identischen Teilchen, die einen 0^+ -Zustand bilden. Alle anderen Zustände bleiben unbeeinflusst. Die Paarungswechselwirkung führt zu einer

zusätzlichen Bindungsenergie für 0^+ -Zustände, so dass diese besonders stabil sind. Im Anregungsspektrum entsteht dadurch eine deutliche Energielücke von etwa 1,5 MeV bis 2 MeV zwischen dem Grundzustand und den nächsten Anregungen mit Einteilchen-Charakter. Üblicherweise wird diese Lücke verkürzt dadurch erklärt, dass es sich hierbei um die Energie handelt, die benötigt wird, um ein Nukleonenpaar aufzubrechen und eines der beiden Nukleonen in ein höheres Nilsson-Orbital anzuheben. Allerdings scheint es in diesem Bild vorstellbar, dass das Paar als Ganzes in ein höheres Orbital angehoben wird, ohne dass hierfür die Kopplung zwischen den beiden Teilchen aufgehoben werden müsste. Eine solche Anregung würde nur zweimal die Energiedifferenz zwischen den beiden beteiligten Nilsson-Orbitalen benötigen und diese ist in der Regel deutlich kleiner als die Paarungsenergie. Solche niedrigliegenden 0^+ -Zustände werden jedoch nicht beobachtet. Die Erklärung hierfür ist, dass die Paarungswechselwirkung eine Mischung aller niedrigliegenden 0^+ -Zustände bewirkt. Durch diese Mischung wird der Grundzustand als niedrigster der an der Mischung beteiligten Zustände um genau die Paarungsenergie gegenüber den anderen möglichen 0^+ -Zuständen abgesenkt. Ohne Paarungswechselwirkung wären alle Zustände bis zu einer bestimmten Energie, der sogenannten Fermi-Energie λ , gefüllt, während die Zustände oberhalb dieser Energie leer wären. Durch die Paarungswechselwirkung ist nun der Grundzustand eine Mischung aller Zustände mit einem bestimmten Energieabstand Δ um diese Fermi-Energie. Dies äußert sich dadurch, dass die Wahrscheinlichkeit ein Teilchen in den Orbitalen direkt oberhalb der Fermi-Energie bzw. ein Loch in den Orbitalen direkt unterhalb der Fermi-Energie vorzufinden nicht verschwindet. Die Fermi-Energie ist also keine klare Grenze zwischen besetzten und unbesetzten Orbitalen mehr. Um diesen Effekt auf elegante Weise in Berechnungen und Theorien berücksichtigen zu können, werden die gewöhnlichen Einteilchenenergie ϵ_i durch sogenannte Quasiteilchenenergien $E_i = \sqrt{(\epsilon_i - \lambda)^2 + \Delta^2}$ ersetzt. Der niedrigste Wert für E_i ist somit etwa die Paarungsenergie Δ . In diesem Formalismus bildet der Grundzustand das Quasiteilchenvakuum und Teilchen-Loch-Anregungen werden zu Zwei-Quasiteilchenzuständen. Zur Erzeugung eines solchen Zwei-Quasiteilchenzustands ist nun die Energie

$$E^* = \sqrt{(\epsilon_i - \lambda)^2 + \Delta^2} + \sqrt{(\epsilon_j - \lambda)^2 + \Delta^2} \geq 2\Delta$$

nötig, woraus sich die Energielücke im Anregungsspektrum von doppelt-geraden Kernen erklärt. Anders sieht die Situation bei Kernen mit ungerader Nukleonenzahl aus, hier wird der Grundzustand durch ein ungepaartes Nukleon gebildet, das bereits einen Quasiteilchenzustand bildet, der bei der Anregung diese Nukleons in ein höheres Orbital durch einen anderen Quasiteilchenzustand ersetzt wird. Die hierfür nötige Energie ist

$$E^* = \sqrt{(\epsilon_i - \lambda)^2 + \Delta^2} - \sqrt{(\epsilon_j - \lambda)^2 + \Delta^2}$$

und kann somit beliebig klein werden. Daher tritt bei ungeraden Kernen keine Lücke im Anregungsspektrum auftritt (vgl. Abschnitt 2.3).

Unterhalb der Paarungsenergie gibt es zwar keine Anregungen mit Einteilchen-Charakter, kollektive Anregungen sind aber sehr wohl möglich. Neben den Rotati-

onszuständen zum Grundzustand, sind dies Vibrationszustände und die dazugehörigen Rotationsbanden.

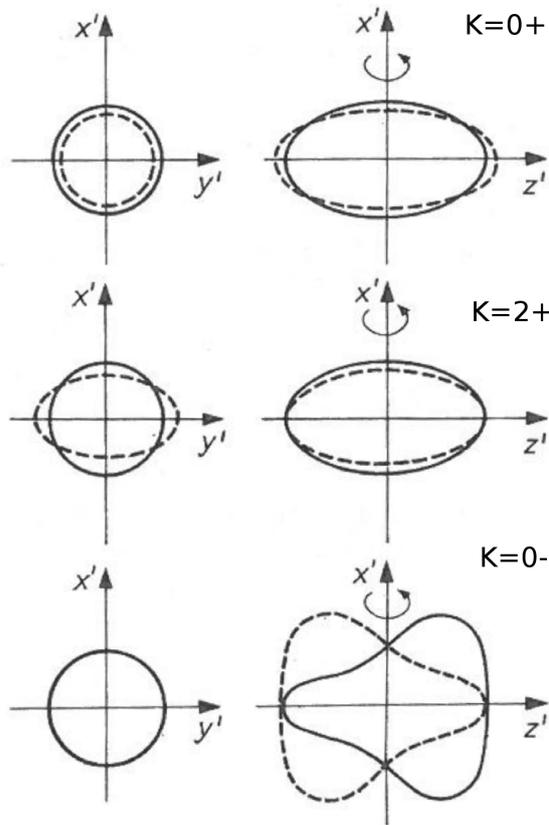


Abbildung 2.5.: Verschiedene Oberflächenschwingungen bei deformierten Kernen. Bei der β -Vibration (Oktupolvibration mit $K=0^+$) erfährt der Kern eine periodische Streckung und Stauchung entlang der Symmetrieachse, dabei bleibt die Achsensymmetrie erhalten. Bei der γ -Vibration (Oktupolvibration mit $K=2^+$) dagegen wird der Kern senkrecht zur Symmetrieachse gestaucht, so dass die Achsensymmetrie kurzzeitig gebrochen wird. Dies macht eine zusätzliche Rotationsbewegung um die Symmetrieachse möglich. Bei der Oktupolvibration wird die Reflexionssymmetrie des Kerns kurzzeitig gebrochen. Bleibt dabei wie hier in der Abbildung die Achsensymmetrie erhalten, so ergibt sich die $K=0^-$ Oktupolvibration. Wird auch die Achsensymmetrie während der Schwingung gebrochen, so sind Rotationen um die Symmetrieachse möglich und es ergeben sich die Oktupolvibrationen mit $K > 0$.

Die häufigsten niedrigliegenden Vibrationszustände sind die beiden Quadrupolvibrationen mit $K=0^+$ und $K=2^+$. Die Abbildung 2.5 veranschaulicht diese Oszillationen der Kernoberfläche. Die Quadrupolvibration mit $K=0^+$ wird als β -Vibration bezeichnet. Obwohl in vielen Kernen niedrigliegende kollektive Anregungen mit $K=0^+$ beobachtet werden, ist in vielen Fällen nicht klar, ob es sich dabei tatsächlich, um die β -Vibration handelt. Für eine ausführliche Diskussion dieser Problematik sei auf die Literatur verwiesen ([Cas00], Seite 210 ff.). Sicher ist, dass es im Bereich der hier diskutierten Kerne in der Regel eine solche kollektive Anregung unterhalb der Paarungsenergie gibt. Sie wird inzwischen oft neutral als $K=0^+$ -Anregung bezeichnet, um deutlich zu machen, dass ihre Natur nicht geklärt ist. Die andere Quadrupolvibration, die sogenannte γ -Vibration, ist dagegen unumstritten. Dieser Anregung liegt eine periodische Stauchung des Kerns senkrecht zur Symmetrieachse zu Grunde. Dabei wird die Achsensymmetrie kurzzeitig gebrochen, so dass eine Rotation um die Symmetrieachse möglich wird, die wiederum zu $K=2^+$ führt. Die Abbildung 2.5 verdeutlicht auch diese Oszillation.

Eine weitere Klasse niedrigliegender Vibrationen, die im Bereich der Kerne mit $A \geq 230$ beobachtet wird, sind die Oktupolvibrationen. Bei diesen Vibrationen wird die Reflexionssymmetrie des Kerns kurzzeitig gebrochen. Auch diese Art der Oszillation wird

in der Abbildung 2.5 skizziert. Der an den hier diskutierten Bereich angrenzende Teil der Nuklidkarte mit $221 \leq A \leq 229$ zeichnet sich sogar durch eine statische Oktupoldeformation aus. Die Oktupolvibrationen gibt es mit $K=0^-$, $K=1^-$, $K=2^-$ und $K=3^-$.

Die bisher besprochenen Vibrationszustände stellen Ein-Phononen-Anregungen dar. Die Quadrupolvibrationen zerfallen elektromagnetisch über starke E2-Übergänge in die Grundzustandsbande, während die Oktupolvibrationen über E3-Übergänge zerfallen. Bei diesen Übergängen wird jeweils ein Phonon vernichtet. Übergänge zwischen den einzelnen Vibrationen sind nicht erlaubt, da dafür gleichzeitig ein Phonon vernichtet und ein anderes erzeugt werden müsste. Die Vibrationsanregungen lassen sich mikroskopisch als Mischung aus verschiedenen Zwei-Quasiteilchenanregungen erklären. Durch diese Mischung entsteht ein Zustand, der Anteile aller beteiligten Zwei-Quasiteilchenzustände enthält und der durch die Mischung soweit abgesenkt wird, dass er unterhalb der Paarungsenergie auftritt. In der Regel sind nur einige wenige Zustände entscheidend für einen bestimmten Vibrationszustand, wobei die Anregungsenergie der Vibration um so niedriger liegt, je mehr Zustände beteiligt sind, denn mehr beteiligte Zustände bedeuten eine höhere Kollektivität. Die elektromagnetischen Übergangsstärken sind dabei auf Grund der Kollektivität deutlich stärker als bei Einteilchenzustände. Da aber nur verhältnismäßig wenige Orbitale beteiligt sind, ist die Stärke der Übergänge im Vergleich zu den Übergängen zwischen den einzelnen Zuständen einer Rotationsbande schwächer, da dort *alle* Nukleonen des Kerns an der kollektiven Bewegung teilhaben.

Auf allen beschriebenen intrinsischen Zuständen bauen Rotationsbanden auf. Die Anregungsenergien in diesen Rotationsbanden lassen sich in erster Ordnung durch die Formel

$$E_{JK} = E_{qp} + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} [J(J+1) - K^2]$$

beschreiben. Der Faktor $\hbar^2/2\mathcal{I}$ wird in der Regel als Rotationsparameter A bezeichnet und E_{qp} wird aus der empirischen Anregungsenergie E_{int} des intrinsischen Zustands mit $E_{qp} = E_{int} - AK$ berechnet. Außerdem muss beachtet werden, dass für Zustände mit $K=0$ bei positiver Parität nur gerade Spins auftreten und bei negativer Parität nur ungerade Spins.

Die Rotationsbewegung ist in erster Näherung unabhängig von der intrinsischen Anregung, da die Frequenz der einen Bewegung deutlich verschieden von der anderen ist. Die Wellenfunktion ist daher in zwei Teile separierbar, ein Teil für die Rotation und einen Teil für die intrinsische Anregung. Entsprechend ergibt sich die elektromagnetische Übergangsstärke als Produkt aus einem intrinsischen Teil und einem Teil der nur von der Rotation abhängt

$$\langle \Psi_f || E_2 || \Psi_i \rangle = \langle D_{J_f M K_f} || E_2 || D_{J_i M K_i} \rangle \langle \chi_{K_f} || E_2 || \chi_{K_i} \rangle$$

wobei dies entsprechend auch für andere Übergangsstärken als E2 gilt. Der zweite Teil beschreibt dabei die intrinsische Anregung, während der erste Teil die Rotation beschreibt und proportional zum Clebsch-Gordan-Koeffizient

$$\langle J_i K_i 2 \Delta K | J_f K_f \rangle$$

ist. Diesen Sachverhalt machen sich die sogenannten Alaga-Regeln zu Nutze. Betrachtet man die relativen Übergangsstärken zwischen einem Paar von Zuständen mit der selben intrinsischen Konfiguration, so hebt sich der intrinsische Anteil in der obigen Formel weg. Das Verhältnis der beiden Übergangsstärken hängt somit nicht von der mikroskopischen Struktur der Zustände ab, sondern nur von den Drehimpulsen und ist damit modellunabhängig. Es lässt sich über die entsprechenden Clebsch-Gordan-Koeffizienten vorhersagen.

$$\frac{B(E\lambda : J_i \rightarrow J_f)}{B(E\lambda : J_i \rightarrow J'_f)} = \frac{\langle J_i K_i \lambda \Delta K | J_f K_f \rangle^2}{\langle J_i K_i \lambda \Delta K | J'_f K_f \rangle^2}$$

Häufig verwendete Beispiele für diese Verhältnisse sind:

$$\frac{B(E2 : 2_\gamma^+ \rightarrow 0_g^+)}{B(E2 : 2_\gamma^+ \rightarrow 2_g^+)} = 0.7$$

$$\frac{B(E2 : 2_\gamma^+ \rightarrow 4_g^+)}{B(E2 : 2_\gamma^+ \rightarrow 2_g^+)} = 0.05$$

Zwischen der experimentell bestimmten Intensität eines Übergangs und der Übergangsstärke besteht dabei folgender Zusammenhang:

$$I(\lambda, E_\gamma) = 8\pi \frac{\lambda + 1}{\lambda[(2\lambda + 1)!!]^2} E_\gamma^{2\lambda+1} B(E\lambda)$$

Da die Alaga-Regeln von der K-Quantenzahl abhängen, kann mit ihrer Hilfe eine Zuweisung dieser Quantenzahl überprüft werden. Abweichung von der Regel sind oft ein Hinweis dafür, dass die beteiligten intrinsischen Zustände keine reinen Zustände sind.

2.3. Ungerade Kerne

In einem einfachen Modell lassen sich Kerne mit einer ungeraden Anzahl von Nukleonen durch ein einzelnes ungepaartes Nukleon beschreiben, das einen Kernrumpf umkreist, der jeweils eine gerade Anzahl von Protonen und Neutronen enthält. Der Kernrumpf hat dabei genau wie der Grundzustand eines doppelt-geraden Kerns den Spin 0 und das Nilsson-Orbital, in dem sich das ungepaarte Nukleon befindet, bestimmt den Spin und die Parität des Kerns. Die niedrigliegenden Anregungen des Kerns ergeben sich dann auf zwei Arten, entweder durch Anhebung des ungepaarten Nukleons in ein freies, energetisch höherliegendes Nilsson-Orbital (Teilchenanregung) oder durch Anhebung eines Nukleons aus einem gefüllten Nilsson-Orbital in das Orbital des letzten Nukleons. Dieses wird dadurch gefüllt und in dem anderen Orbital bleibt ein ungepaartes Nukleon zurück (Löcheranregung). Dadurch gibt es in ungeraden Kernen auch unterhalb der Paarungsenergie eine Reihe von nicht-kollektiven Zuständen. Jedes zur Verfügung stehende Nilsson-Orbital ergibt einen Quasiteilchenzustand. Auf diesen Quasiteilchenzuständen bauen die Rotationsbanden auf. Bei den einzelnen Zuständen der Rotationsbanden überlagern

sich die Rotationsbewegung des Kernrumpfes und die Bewegung des ungepaarten Nukleons. Hierbei sind der Gesamtdrehimpuls des Systems J und die Projektion auf die Symmetrieachse des Kerns K gute Quantenzahlen, nicht aber der Drehimpuls j des einzelnen ungepaarten Nukleons. Der Gesamtdrehimpuls J ergibt sich dabei als Vektorsumme aus dem Drehimpuls des Kernrumpfes R und dem Drehimpuls j dieses Nukleons. Die häufig vertretene Annahme, dass die Rotationsbanden dadurch entstehen, dass zu dem festen Drehimpuls j ein von Zustand zu Zustand anwachsender Drehimpuls R mit zusätzlicher Rotationsenergie

$$E_{rot} = \frac{\hbar}{2\mathcal{I}} \cdot R(R+1)$$

hinzukommt ist allerdings zu simple, um die beobachtete Folge $K=J, J+1, J+2, \dots$ von Drehimpulsen mit proportional zu $J(J+1)$ zunehmender Energie innerhalb einer gewöhnlichen Rotationsbande zu erklären. Dies soll hier an einem Beispiel kurz gezeigt werden. Der Einfachheit halber betrachten wir dafür eine Nilsson-Konfiguration, die nur einen j -Anteil enthält. Der Anteil des ungepaarten Nukleons am Gesamtdrehimpuls J des Kerns ist somit j und alle Zustände mit $J \neq j$ *müssen* durch zusätzliche Rotation R des Kernrumpfes zu Stande kommen. Für das Nilsson-Orbital $1/2[660]$ gilt zum Beispiel $j=13/2$. Für den Zustand mit $J=13/2$ gilt somit $R=0$. Dieser Zustand erhält also keine zusätzliche Rotationsenergie aus der Bewegung des Kernrumpfes und es müsste sich folglich um den energetisch niedrigsten Zustand der Bande handeln. Alle anderen Zustände würden sich durch Kopplung der Rotation R mit j ergeben, z.B. würde der $17/2$ -Zustand durch parallele Kopplung von $j=13/2$ mit $R=2$ entstehen, ebenso der $9/2$ -Zustand durch antiparallele Kopplung oder der $5/2$ -Zustand durch antiparallele Kopplung mit $R=4$. Somit würden alle weiteren Zustände der Bande um die entsprechenden Rotationsenergien höher liegen als der Zustand mit $J=13/2$. Obwohl es durchaus vereinzelt Rotationsbanden mit einer solchen Zustandsfolge gibt, widerspricht dies in der Regel der Beobachtung. Es wird stattdessen in diesem Fall die Folge $K=1/2, 3/2, 5/2, \dots$ beobachtet.

Das Zusammenspiel zwischen Rotation des Kernrumpfes und der Bewegung des ungepaarten Nukleons ist etwas komplizierter. Es muss bedacht werden, dass nicht der Drehimpuls j sondern nur die Projektion von j auf die Symmetrieachse des Kerns eine Konstante der Bewegung ist. Der Vektor j führt eine Präzessionsbewegung um die Symmetrieachse aus. Die Abbildung 2.6 versucht die Situation zu veranschaulichen. Links oben sind zwei mögliche Positionen des Vektors j eingezeichnet. Die Projektion von j auf die Symmetrieachse ist dabei konstant und entspricht K . Der resultierende Gesamtdrehimpuls J des Kerns ist eine gute Quantenzahl und somit fest. Um dies zu erreichen, muss sich der Drehimpuls R des Kernrumpfes je nach momentaner Position des Vektors j nach Richtung und Betrag ständig ändern. Rechts daneben wird die Situation aus einem anderen Blickwinkel dargestellt. Die Symmetrieachse Z des Kerns steht hier senkrecht zur Bildebene. Der Kreis zeigt die Bahn, die der Endpunkt des Vektors j bei seiner Präzessionsbewegung um die Symmetrieachse nimmt. Der Punkt B ist der Endpunkt des festen Vektors J . In dem oben verwendeten Beispiel hat das einzelne Nukleon einen Drehimpuls von $j=13/2$ mit einer Projektion auf die Symmetrieachse von

$K=1/2$. In der Abbildung 2.6 unten ist die Situation nun für verschiedene Zustände der Rotationsbande eingezeichnet. Im $J=1/2$ -Zustand weicht der feste Vektor J nur wenig von der z -Achse ab, so dass der Betrag von R fast konstant $|R| \sim 6$ ist, aber die Richtung ständig wechselt. Im $J=13/2$ -Zustand dagegen nimmt der Betrag von R Werte von 0 bis 12 an. Da die Rotationsenergie quadratisch vom Betrag des Drehimpulses abhängt, fallen Anteile mit größerem $|R|$ mehr ins Gewicht, so dass sich im Durchschnitt für den $13/2$ -Zustand, wo $|R|$ im Bereich von 0 bis 12 variiert, eine größere Rotationsenergie ergibt als im Fall des $1/2$ -Zustands, wo $|R|$ nahezu konstant bei einem Wert von ungefähr 6 liegt. Für den Zustand mit $J=15/2$ ist dagegen der minimale Wert von $|R| \sim 1$.

Die Zunahme der Energie innerhalb der Rotationsbande gemäß $J(J+1)$ kann ebenfalls mit Hilfe der Abbildung 2.6 abgeleitet werden. Mit dem Kosinussatz ergibt sich aus dem rechten oberen Bild:

$$R^2 = r^2 + (BC)^2 + 2r(BC) \cos \theta$$

nach Integration über alle Winkel θ folgt hieraus für den gemittelten Wert von R :

$$\bar{R}^2 = r^2 + (BC)^2$$

nun gilt aber auch (siehe linke Seite der Abbildung):

$$r^2 = (AC)^2 = j^2 - K^2$$

und

$$(BC)^2 = J^2 - K^2$$

damit ergibt sich letztendlich:

$$\bar{R}^2 = j^2 - K^2 + J^2 - K^2$$

oder nach Übergang zu den quantenmechanischen Erwartungswerten

$$R(R+1) = J(J+1) + \langle j^2 \rangle - 2K^2$$

und somit folgt für die Rotationsenergie:

$$E_{JK} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} [J(J+1) - 2K^2 + \langle j^2 \rangle]$$

Bei dieser Überlegung wurde bisher die Wechselwirkung zwischen dem einzelnen Nukleon und der Rotation des Kernrumpfes vernachlässigt. Diese Restwechselwirkung wird als Corioliswechselwirkung bezeichnet, weil sie der aus der Mechanik stammenden Corioliskraft entspricht. Sie kann oft vernachlässigt werden, was im Einzelfall aber überprüft werden muss. Die Auswirkung dieser Restwechselwirkung ist eine Mischung verschiedener Nilsson-Konfigurationen mit $\Delta K=1$. Einen Spezialfall bilden hier Konfigurationen mit $K=1/2$. Im klassischen Bild entsprechen die beiden entarteten Zustände mit dieser Konfiguration zwei Bahnen um den Kernrumpf mit entgegengesetzten Umlaufrichtungen, so dass die Projektion des Drehimpulses auf die Symmetrieachse $\pm 1/2$

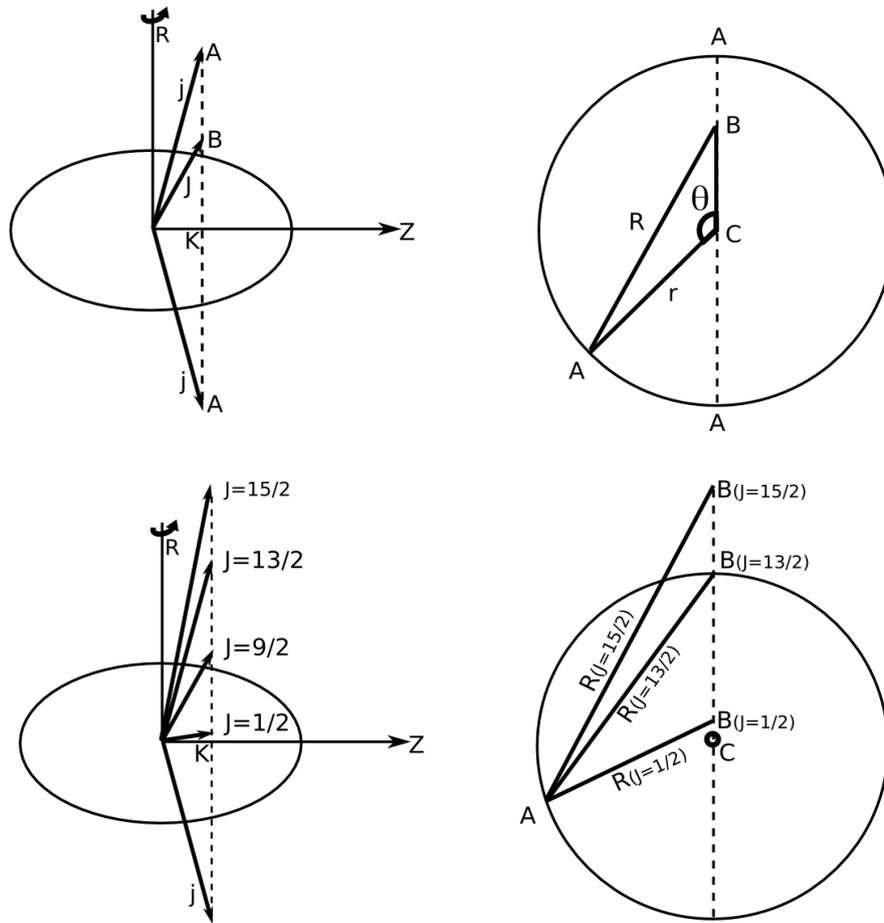


Abbildung 2.6.: Veranschaulichung der Kopplung des Drehimpulses j des ungepaarten Nukleons mit dem Drehimpuls R des Kernrumpfes. Hierbei sind der Gesamtdrehimpuls J und die Projektion K gute Quantenzahlen. Der Drehimpuls j vollzieht eine Präzessionsbewegung um die Symmetrieachse Z . Der rechts eingezeichnete Kreis zeigt die Bahn, die das Ende des Vektors j bei dieser Präzessionsbewegung folgt. Der Drehimpuls R muss daher ständig sowohl Betrag wie auch Richtung ändern, damit der Gesamtdrehimpuls J fest bleibt. Die unteren beiden Abbildungen zeigen die Situation für verschiedene Zustände der auf dem Zustand mit dem Drehimpuls j und der Projektion K aufbauenden Rotationsbande.

ist. In diesem Fall wirkt die Corioliswechselwirkung zwischen diesen beiden Zuständen, da zwischen ihnen $\Delta K=1$ gilt. Die Folge dieser Wechselwirkung ist eine Verschiebung der Rotationszustände mit geradem Spin gegen die Zustände mit ungeradem Spin. Im Extremfall scheint die Rotationsbande in zwei voneinander unabhängige Anteile zu zerfallen. Außerdem ist in einer solchen Bande nicht zwingend der Bandenkopf mit Spin $J=K$ der niedrigste Zustand. Beschrieben wird dieser Effekt durch einen weiteren Term in der Formel für die Rotationsenergien

$$E_{JK} = E_{qp} + A [J(J+1) - K^2 + \delta_{K,1/2} a (-1)^{(J+1/2)} (J+1/2)]$$

wobei der Decoupling-Parameter a die Stärke der Corioliswechselwirkung für diese Bande angibt. Umso größer der Betrag des Decoupling-Parameters ist, umso größer ist die Abweichung der Rotationsenergien vom gewöhnlichen $J(J+1)$ -Verhalten und umso unregelmäßiger erscheint daher die Bande. Die Abbildung 2.7 zeigt, wie sich die einzelnen Zustände einer Rotationsbande mit dem Decoupling-Parameter gegeneinander verschieben. Diese Unregelmäßigkeit kann sich in abgeschwächter Form auf andere Banden übertragen, wenn sie über die Corioliswechselwirkung mit einer $K=1/2$ -Bande mischen. In der Regel kann allerdings der Effekt der Corioliswechselwirkung zwischen zwei Zuständen mit $K \neq 1/2$ durch eine Anpassung der Rotationsparameter A für die beiden Banden beschrieben werden. Die energetisch tieferliegende Bande erfährt dabei eine Kompression der Rotationszustände (kleineres A), während entsprechend in der höherliegenden Bande die Zustände weiter auseinander rücken (größeres A) [Cas00].

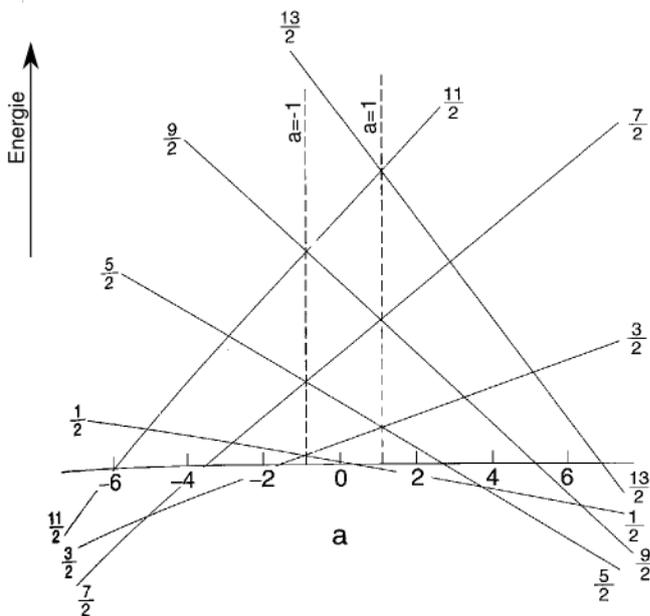


Abbildung 2.7.: Verhalten der Rotationszustände einer Bande mit $K=1/2$ in Abhängigkeit vom Decoupling-Parameter a . Für $|a| \geq 1$ gilt nicht mehr die gewöhnliche Zustandsfolge mit aufsteigendem Drehimpuls (Abbildung aus [Cas00]).

2.4. Doppelt-Ungerade Kerne

In den doppelt-ungeraden Kernen befinden sich zwei ungepaarte Nukleonen, ein Proton und ein Neutron, außerhalb des deformierten Kernrumpfes. Der Grundzustand und die niedrig angeregten Zustände ergeben sich als Zwei-Quasiteilchenzustände aus der Kopplung dieser zwei ungepaarten Teilchen. Die Zustandsdichte unterhalb der Paarungsenergie ist daher noch einmal deutlich höher als bei den Nachbarkernen mit ungeradem A . Aus der Kopplung eines Neutrons in einem Nilsson-Orbital mit $K=K_n$ und eines Protons in einem Nilsson-Orbital mit $K=K_p$ ergibt sich ein Paar aus Zwei-Quasiteilchenzuständen mit $K=|K_p \pm K_n|$. Die Entartung dieser beiden Zustände wird

durch die Protonen-Neutronen-Wechselwirkung aufgehoben und nach der Gallagher-Moszkowski-Regel ist dabei der Zustand energetisch bevorzugt, bei dem der Spin parallel koppelt $\Sigma_n + \Sigma_p = 1$ (Triplett-Zustand) [Gal58]. Die Energiedifferenz ΔE_{GM} zwischen den beiden GM-Partnern (korrigiert um die unterschiedlichen Rotationsenergien) wird *GM Splitting-Energie* genannt und ist aus Sicht der Theoretiker interessant, da sie durch die Protonen-Neutronen-Wechselwirkung bestimmt wird. In Rotationsbanden mit $K=0$ wird außerdem eine Verschiebung der Zustände mit geradem Spin relativ zu den Zuständen mit ungeradem Spin beobachtet. Diese Verschiebung wird Newby-Shift genannt [New62, Fri88].

Trotz der großen Zustandsdichte lassen sich die niedrigliegenden Zustände in doppelt-ungeraden Kernen mit Hilfe eines semi-empirischen Modells beschreiben [Str65, Ion79, Hof90, Hof85, Jai90]. Mit diesem Modell ist es möglich, aus Eigenschaften der benachbarten Kerne Vorhersagen zum Anregungsspektrum zu gewinnen.

Die Anregungsenergie ergibt sich in diesem Modell als Summe der Quasiteilchenenergien der beiden ungepaarten Nukleonen, der Rotationsenergie und der Wechselwirkungsenergie zwischen den beiden ungepaarten Nukleonen [Hof90].

$$E_{JK} = E_{qp}^p + E_{qp}^n + A[J(J+1) - K^2 - (-1)^J a_p a_n \delta_{K,0} \delta_{K_p,1/2} \delta_{K_n,1/2}] - \left(\frac{1}{2} - \delta_{\Sigma,0}\right) \Delta E_{GM} + \delta_{K,0} (-1)^{(J+1)} E_n$$

Hierbei ergibt jede Kombination aus zwei Quasiteilchenzuständen aus Isotopen und Isotonen des Kerns zwei Banden. Die Wechselwirkungsenergie zwischen den ungepaarten Nukleonen wird durch die GM-Splitting-Energie ΔE_{GM} und gegebenenfalls durch die Newby-Shift E_n parametrisiert. Die Quasiteilchenenergien E_{qp}^p und E_{qp}^n können aus den Anregungsenergien E_K der entsprechenden Bandenköpfe aus den Nachbarkernen gewonnen werden. Dafür wird die Anregungsenergie um den Beitrag der Rotationsenergie korrigiert [Ogl71]:

$$E_{qp} = E_K - A(K - \delta_{K,1/2} a)$$

Der Zustand mit der niedrigsten Energie stellt dabei den Grundzustand dar und die Anregungsenergien aller weiteren Zustände ergeben sich relativ zur Energie des Grundzustands E_0 :

$$E^* = E_{JK} - E_0$$

Im günstigsten Fall, in dem alle benötigten Werte vorliegen (siehe Abbildung 2.8), sollte der Mittelwert aus den jeweiligen Werten für die Vorhersage verwendet werden, da dies zu den besten Ergebnissen führt.

Auch der Rotationsparameter A der Banden lässt sich auf Grund der Rotationsparameter der entsprechenden Banden in den Nachbarkernen vorhersagen [Str65]. Das Trägheitsmoment \mathcal{I}_{uu} eines doppelt-ungeraden Kerns ist durch die beiden ungepaarten Teilchen etwas größer als in den doppelt-geraden isobaren Nachbarkernen. Eine einfache Betrachtung der Trägheitsmomente ergibt:

$$\begin{aligned} \mathcal{I}_{uu} &= \mathcal{I}_{gg} + \delta\mathcal{I}_p + \delta\mathcal{I}_n \\ &= \mathcal{I}_{gg} + (\mathcal{I}_{gg} - \mathcal{I}_p) + (\mathcal{I}_{gg} - \mathcal{I}_n) \\ &= \mathcal{I}_p + \mathcal{I}_n - \mathcal{I}_{gg} \end{aligned}$$

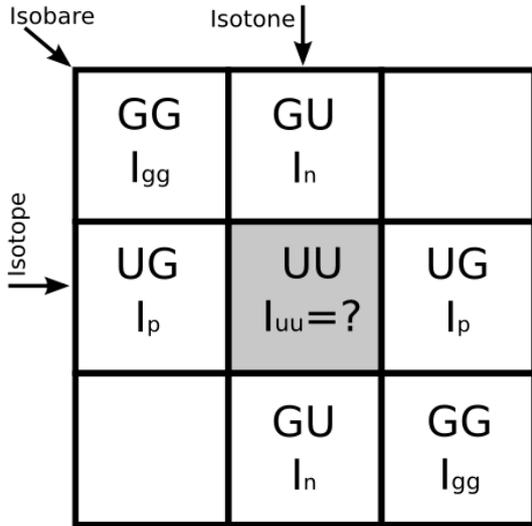


Abbildung 2.8.: Um die Rotationsbandenstruktur eines doppelt-ungeraden Kerns vorherzusagen, werden Anregungsenergien und Trägheitsmomente für die verschiedenen Quasiteilchenzustände aus den benachbarten Isotopen und Isotonen, sowie das Trägheitsmoment des Grundzustands aus den doppelt-geraden Isobaren benötigt. Im günstigsten Fall, wenn alle Werte bekannt sind, sollte jeweils der Durchschnitt aus beiden Werten gebildet werden.

hierbei sind \mathcal{I}_p und \mathcal{I}_n die Trägheitsmomente der beteiligten Quasiteilchenzustände in den benachbarten Isotopen und Isotonen und \mathcal{I}_{gg} das Trägheitsmoment des Grundzustands der benachbarten doppelt-geraden Isobaren. Der Rotationsparameter A_{uu} ergibt sich dann als:

$$\begin{aligned}
 A_{uu} &= \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}_{uu}} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}_p + 2\mathcal{I}_n - 2\mathcal{I}_{gg}} \\
 &= \frac{\hbar^2}{\frac{\hbar^2}{A_p} + \frac{\hbar^2}{A_n} - \frac{\hbar^2}{A_{gg}}} \\
 &= \frac{A_p A_n A_{gg}}{A_n A_{gg} + A_p A_{gg} - A_p A_n}
 \end{aligned}$$

Das Trägheitsmoment sollte für die beiden GM-Partner mit $K=|K_p \pm K_n|$ identisch sein. Im Fall, dass für eines der beiden zugrundeliegenden Nilsson-Orbitale $K=1/2$ und somit zwischen den beiden GM-Partner $\Delta K=1$ gilt, kann es auf Grund der Corioliswechselwirkung zu deutlichen Abweichungen von dieser Regel kommen.

Es gilt dann [Boh75]:

$$A_{K>} - A_{K<} = \frac{2(a\bar{A})^2}{E_{K>} - E_{K<}}$$

wobei \bar{A} der Mittelwert der beiden Rotationsparameter, a der Decoupling-Parameter und $(E_{K>} - E_{K<})$ die Energiedifferenz zwischen den Banden ist und somit dem GM-Splitting ΔE_{GM} entspricht.

Trotz seiner Einfachheit sagt das Modell die experimentellen Werte gut vorher. Die Abweichung im Rotationsparameter betragen in den Seltenen Erden im Durchschnitt nur 8% und selbst die Anregungsenergien werden trotz der großen Unsicherheit durch den in der Regel nicht bekannten Wert des GM-Splittings ΔE_{GM} gut wiedergegeben

[Jai98]. In den Aktiniden wurde es erfolgreich zur Beschreibung von ^{238}Np [Ion79, Hof90] und ^{252}Es [Sai08] eingesetzt.

2.5. Transferreaktionen

Transferreaktionen, besonders die Ein-Neutronen-Transferreaktionen (d,p) und (d,t), sind nützliche Werkzeuge zum Studium der Quasiteilchenzustände und der darauf aufbauenden Rotationsbanden in deformierten Kernen. Bei diesen Reaktionen kommt es zu einer kurzen Wechselwirkung zwischen einem Targetkern und einem vorbeifliegenden Deuteron aus dem Strahl. Im Fall der (d,p)-Reaktion wird dabei ein Neutron vom Deuteron auf das Target übertragen, so dass statt des Deuterons ein Proton weiterfliegt (Abbildung 2.9 links). Im Fall der (d,t)-Reaktion dagegen wird ein Neutron vom Target auf das Deuteron übertragen, das sich dadurch in ein Triton umwandelt (Abbildung 2.9 rechts).

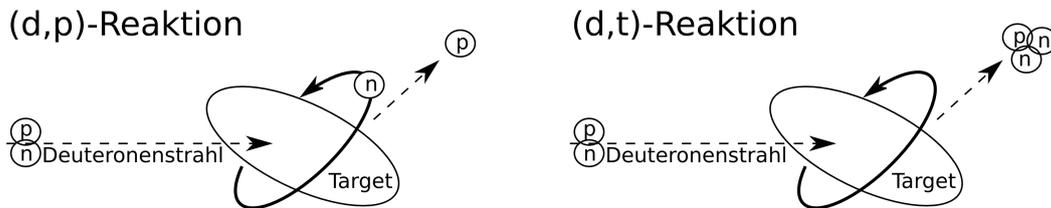


Abbildung 2.9.: Ein-Neutronen-Transferreaktionen: (d,p) und (d,t).

In einem einfachen Bild dieser Reaktionen bleibt der Targetkern als Rumpf unberührt und das übertragende Neutron besetzt entweder ein freies Nilsson-Orbital oberhalb der Fermi-Energie oder es bildet sich ein Lochzustand in einem Nilsson-Orbital unterhalb der Fermi-Energie. Bei einer solchen Transferreaktion wird keine kollektive Anregung des Kernrumpfes erzeugt, insbesondere wird kein zusätzlicher Drehimpuls übertragen, der eine Rotation des Rumpfs bewirken könnte. Kompliziertere mehrstufige Prozesse sind deutlich unwahrscheinlicher und können in erster Ordnung vernachlässigt werden. Transferreaktionen sind somit selektiv auf Einteilchenzustände.

Die Anregung von Rotationszuständen ist nur möglich, wenn die Wellenfunktion des jeweiligen Zustands einen Anteil mit $|R|=0$ hat. Der Drehimpulsübertrag Δj stammt in einem solchen Fall alleine aus dem Spin und dem Bahndrehimpulsübertrag Δl des Neutrons. Aus der Abbildung 2.6 und den entsprechenden Überlegungen im Abschnitt 2.3 folgt, dass ein Zustand mit Spin J nur dann einen Anteil mit $|R|=0$ haben kann, wenn seine Nilsson-Wellenfunktion einen Anteil $j=J$ aufweist. Bei allen anderen Zuständen gilt für jede Position des Vektors j während seiner Präzessionsbewegung um die Symmetrieachse $|R|>0$. Die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Zustand mit Spin J in einer Transferreaktion gebildet wird, hängt letztendlich von der Größe des Anteils mit $j=J$ an der Gesamtwellenfunktion ab. Der maximale Spin, der in einer Rotationsbande beobachtet werden kann, die auf einer Nilsson-Konfiguration mit der Hauptquantenzahl

2. Kernstruktur schwerer deformierter Kerne ($A \geq 230$)

N aufbaut, ist demnach $J_{\max} = N + 1/2$, da dies der höchste mögliche j -Wert ist, den eine solche Nilsson-Konfiguration haben kann. In vielen Fällen werden eine ganze Reihe von Zuständen einer Rotationsbande beobachtet, dies liegt daran, dass in der Regel die Wellenfunktion der zugrundeliegenden Nilsson-Konfiguration eine gründliche Mischung aus mehreren sphärischen Einteilchenzuständen mit ihren verschiedenen j -Werten ist.

$$\Psi_{\text{Nil}s} = \sum_j C_j \phi_j$$

Aus der Verteilung des Transfer-Wirkungsquerschnitts auf die einzelnen Zustände einer Rotationsbande kann die Zusammensetzung der Nilsson-Wellenfunktion aus diesen Einteilchenzuständen abgelesen werden. Gerade diese Eigenschaft der Transferreaktionen macht sie aus Sicht der Theorie interessant, da so die Struktur der Wellenfunktion experimentell überprüft werden kann. Andererseits ist die Verteilung des Wirkungsquerschnitts dadurch so charakteristisch für die jeweilige Nilsson-Konfiguration wie ein Fingerabdruck. Dies ist aus experimenteller Sicht interessant, da auf diese Weise die Nilsson-Konfiguration einer Rotationsbande identifiziert werden kann. Die Abbildung 2.10 zeigt beispielsweise die Verteilung der spektroskopischen Stärken für die 7 Nilsson-Konfigurationen, die für die niedrigliegenden Quasiteilchenanregungen im Isotop ^{229}Th verantwortlich sind.

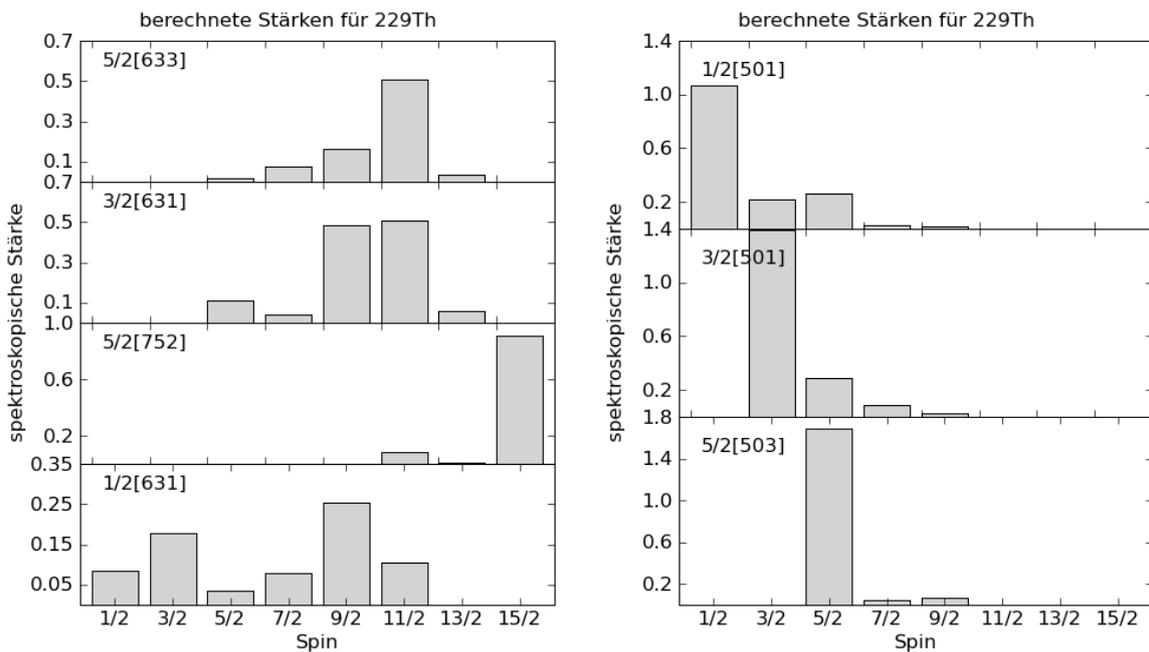


Abbildung 2.10.: Verteilung der spektroskopischen Stärken für 7 Nilsson-Konfigurationen, die für die niedrigstliegenden Quasiteilchenzustände in ^{229}Th relevant sind [Bur08].

Mit Hilfe von Transferreaktionen ist es oft auch möglich, den Spin und die Parität des gebildeten Endzustands direkt zu bestimmen. Hierfür wird der Wirkungsquerschnitt

unter verschiedenen Winkeln gemessen und so eine Winkelverteilung bestimmt. Umso größer der Drehimpulsübertrag Δl ist, je größer ist der Streuwinkel unter dem das erste Maximum im Wirkungsquerschnitt auftritt. Dies scheint plausibel, denn ein größerer Drehimpulsübertrag Δl ist nur bei einem größeren Stoßparameter möglich, dies führt aber wiederum zu größeren Streuwinkeln, insbesondere werden Rückwärtsstreuungen unwahrscheinlich (siehe dazu auch Abbildung 2.11).

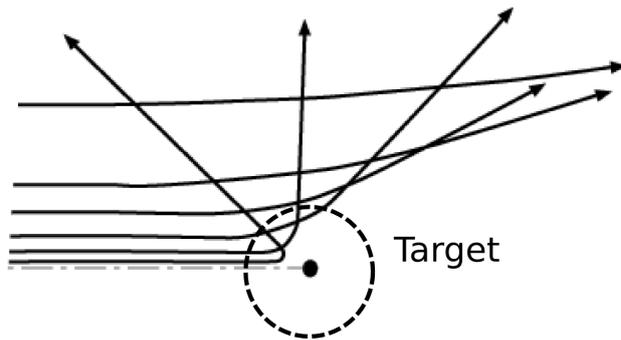


Abbildung 2.11.: *Strewinkel für verschiedene Stoßparameter. Ein relativ zentraler Stoß führt zu Streuung unter Rückwärtswinkeln, während ein eher steifender Stoß zu größeren Streuwinkeln führt. Der Drehimpulsübertrag hängt dabei vom Stoßparameter ab, um so größer der Stoßparameter, um so größer der Drehimpulsübertrag.*

Zur detaillierten Berechnung des Verlaufs des Wirkungsquerschnitts wird in der Regel die Distorted Wave Born Approximation (DWBA) verwendet. In dieser Näherung werden die einlaufenden Teilchen als Wellenpakete beschrieben, die an dem Kernpotential gestreut werden, wobei zur Beschreibung des Kernpotentials das optische Modell herangezogen wird. Für mehr Details zu dieser Methode sei hier auf die entsprechende Literatur wie z.B. die Lehrbücher von Satchler [Sat83] oder Glendenning [Gle04] verwiesen. Aus dem Vergleich der berechneten Kurven und der gemessenen Werte kann der Drehimpulsübertrag Δl auf den Kern bestimmt werden. Der gesamte übertragene Drehimpuls ist somit entweder $\Delta j = \Delta l + 1/2$ oder $\Delta j = \Delta l - 1/2$. Wird ein vektorpolarisierter Deuteronenstrahl für die Reaktion verwendet, kann sogar zwischen diesen beiden Möglichkeiten experimentell unterschieden werden. Die Größe, die hierfür bestimmt werden muss, ist die Analysierstärke, sie ist sensitiv auf den Gesamtdrehimpulsübertrag Δj . Es handelt sich hierbei im Wesentlichen um die Differenz zwischen den Wirkungsquerschnitten für die beiden Polarisationsrichtungen σ_{up} und σ_{down} ,

$$A_y = \frac{\sigma_{\text{up}} - \sigma_{\text{down}}}{1.5P_y\sigma}$$

wobei P_y die Größe der Vektorpolarisation und σ der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt ist, der sich als Mittel aus den Wirkungsquerschnitten für die beiden Polarisationsrichtungen ergibt.

$$\sigma = \frac{\sigma_{\text{up}} + \sigma_{\text{down}}}{2}$$

Auch die Analysierstärke lässt sich mit Hilfe von DWBA-Rechnungen bestimmen. Da aber diese Winkelverteilung selber nicht so ausgeprägt ist, wird in der Regel sowohl die Winkelverteilung des Wirkungsquerschnitts als auch die Winkelverteilung der Analysierstärke A_y zur Bestimmung der Drehimpulsüberträge herangezogen. Das Verhältnis

zwischen den auf Grund der DWBA-Rechnungen erwarteten Wirkungsquerschnitte und den gemessenen wird spektroskopische Stärke genannt (Definition nach [Bur08]) und ist ein Maß für den Anteil der Einteilchenkonfiguration mit $j=J$ an der Nilsson-Konfiguration, die dem gebildeten Zustand zu Grunde liegt.

Ein-Neutronen-Transferreaktionen sind besonders zur Untersuchung von Kernen mit ungerader Massenzahl sehr effizient und gehören hier zu den Standardmethoden. In diesem Fall hat der Targetkern selber keinen Spin, so dass der durch das Neutron übertragene Gesamtdrehimpuls direkt dem Spin des angeregten Zustands entspricht. Über eine Auswertung der Winkelverteilungen ist somit eine direkte Spinbestimmung möglich. Falls Informationen zu den möglichen Nilsson-Konfigurationen verfügbar sind, kann darüber hinaus die Verteilung der Wirkungsquerschnitte innerhalb der einzelnen Rotationsbanden ausgewertet werden.

Beim Studium von Kernen mit gerader Massenzahl sieht die Situation nicht ganz so einfach aus. In diesem Fall stellt bereits der Targetkern mit ungerader Massenzahl einen Quasiteilchenzustand dar. Durch Transferreaktionen kommt es zur Bildung von Zwei-Quasiteilchenzuständen, wobei nur Zustände gebildet werden können, bei denen die Quasiteilchenkonfiguration des Grundzustands des Targets sich in der resultierenden Zwei-Quasiteilchenkonfiguration wiederfindet. Die Ein-Neutronen-Transferreaktionen sind somit in diesem Fall extrem selektiv. Bei der Bestimmung des Spins des angeregten Endzustands aus den Winkelverteilungen muss der Spin des Grundzustands des Targetkerns J_T mit berücksichtigt werden. Aus der Drehimpulskopplung ergibt sich, dass zu einem möglichen Endspin J eine Reihe von Drehimpulsüberträgen Δj beitragen können, wobei die Dreiecksungleichung gilt:

$$|J_T - \Delta j| \leq J \leq J_T + \Delta j$$

Die experimentellen Winkelverteilungen ergeben sich in einem solchen Fall aus der Überlagerung der einzelnen Anteile $\frac{d\sigma_l}{d\Omega}(\theta)$ [Bj68]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \sum_{j,l} \langle J_0 K_0 j \Delta K | J K \rangle^2 C_{jl}^2 \frac{d\sigma_l}{d\Omega}(\theta)$$

hierbei ist der relative Anteil eines einzelnen Anteils von dem entsprechenden Clebsch-Gordan-Koeffizienten für die nötige Kopplung sowie von der Zusammensetzung der am Transfer beteiligten Nilsson-Konfiguration abhängig. Dies führt zu deutlich weniger ausgeprägten Winkelverteilungen. Aber innerhalb einer Rotationsbande und der dazugehörigen Partnerbande, die auf den gleichen Zwei-Quasiteilchen aufbaut, wird für jeden Zustand abgesehen von den Clebsch-Gordan-Koeffizienten das selbe Muster in der Verteilung der spektroskopischen Stärken erwartet. Es kann nun entweder versucht werden, die unbekannt Faktoren durch einen Fit zu bestimmen oder es wird ein Vergleich mit Werten vorgenommen, die sich aus theoretischen Berechnungen ergeben. Ersteres führt nicht unbedingt zu eindeutigen Ergebnissen und beim zweiten möglichen Vorgehen fließt die theoretische Erwartung in die experimentelle Auswertung ein, so dass das Ergebnis dadurch modellabhängig wird.

3. γ -Spektroskopische Untersuchung des Isotops ^{234}U

Die wahrscheinlich ausführlichsten Daten zum doppelt-geraden Isotop ^{234}U stammen aus einer teilchenspektroskopischen Untersuchung mit Hilfe der $^{235}\text{U}(\text{d,t})$ und der $^{233}\text{U}(\text{d,p})$ Reaktion von Bjørnholm et al. [Bjø68]. Unser heutiges Wissen über die Bandenstruktur des Isotops ^{234}U geht im Wesentlichen auf diese Messung zurück. Kollektive Eigenschaften wurden über elastische Deuteronenstreuung [Boy73], Coulomb-Anregung mit α -Teilchen [McG74] und über Transferreaktionen mit schweren Projektilen [Hel91] untersucht. Die γ -Daten stammen zum großen Teil aus β -Zerfallsstudien, eine ausführliche Untersuchung hierzu ist z.B. von Ardisson et al. [Ard86] veröffentlicht worden. Im Rahmen dieser Untersuchung wurde der β -Zerfall von ^{234}Pa studiert und die γ -Zerfälle mit HPGe- und Ge(Li)-Detektoren vermessen. Für einige Energien wurden auch $\gamma\gamma$ -Koinzidenzdaten aufgenommen und ausgewertet.

In in dieser Arbeit wurde die $^{235}\text{U}(\text{d,t})$ -Reaktion genutzt, um das Isotop ^{234}U zu produzieren, allerdings wurden nicht die Tritonen, sondern die bei dieser Reaktion auftretenden γ -Quanten spektroskopiert. Die Strahlenergie war mit 11 MeV nur 2 MeV niedriger als in der älteren Messung von Bjørnholm [Bjø68]. Es konnten $\gamma\gamma$ -Koinzidenzdaten mit hoher Statistik und guter Auflösung gewonnen werden, da mit dem MINIBALL-Spektrometer ein modernes 4π -Spektrometer mit insgesamt 24 HPGe-Detektoren zur Verfügung stand. Insbesondere bei der Auswertung dieser Koinzidenz-Daten konnte gegenüber den alten Messungen von den Fortschritten im Bereich von Speicher- und Rechenkapazität profitiert werden. Heutzutage ist es ohne weiteres möglich und auch üblich alle γ -Energien, die während der Reaktion auftreten, zu speichern und die Koinzidenzinformation später offline auszuwerten. Dadurch können alle auftretenden Koinzidenzen eingehend untersucht werden, während bei den alten Messungen vor zwei Jahrzehnten noch während des Experiments entschieden werden musste, auf welche Energien sich konzentriert werden sollte, und dann die Daten durch entsprechende elektronischen Koinzidenzschaltungen auf genau diese Daten reduziert werden mussten. Mit der neuen Messung ist es somit möglich das bekannte Termschema des Isotops ^{234}U zu erweitern und zu korrigieren. Zunächst soll hier der experimentelle Aufbau dargestellt werden und die Datenanalyse kurz umrissen werden. Danach werden die Ergebnisse der Analyse ausführlich diskutiert. Zuletzt folgt die Diskussion eines möglichen Zwei-Phononenzustands im Isotop ^{234}U .

3.1. Experimenteller Aufbau

Die vorliegenden Daten zum Isotop ^{234}U wurden am Kölner Tandem-Beschleuniger mit dem MINIBALL-Spektrometer gewonnen (Abbildung 3.1). Das MINIBALL-Spektrometer wurde für Messungen mit radioaktiven Strahl an REX/ISOLDE am CERN konzipiert. Es besteht aus insgesamt 24 sechsfach segmentierten HPGe-Detektoren, die in einem Abstand von nur etwa 15 cm von der Target-Position angebracht werden können. Die Stärken dieses Spektrometers sind seine gute Auflösung (2,3 keV bei 1,3 MeV) bei gleichzeitig hoher Effizienz von etwa 8 % [Wei03]. Während der jährlichen Strahlpausen am CERN, werden die MINIBALL-Detektoren an anderen Messplätzen eingesetzt. In Köln steht dafür in der Osiris-Halle ein Messplatz mit einem entsprechenden Gestell zur Befestigung der Zähler um die Targetkammer zur Verfügung. In einer etwa zweiwöchigen Strahlzeit wurde an diesem Messplatz ein freitragendes Target aus metallischem ^{235}U (Dicke: 3,5 mg/cm², Reinheit: 99,698 %) mit einem Deuteronenstrahl bestrahlt. Die Strahlenergie betrug 11 MeV. Dabei wurden gleichzeitig die γ -Energien zu den Reaktionen $^{235}\text{U}(d,p)^{236}\text{U}$ und $^{235}\text{U}(d,t)^{234}\text{U}$ gemessen. Die Daten zum Isotop ^{236}U wurden bereits in einer vorherigen Arbeit analysiert [Kot05]. Dort werden auch weitere Details des Aufbaus beschrieben, die allerdings für die Analyse der Daten zum Isotop ^{234}U nicht relevant sind.

Um die γ -Daten eindeutig den beiden Reaktionen zuordnen zu können und um die starke Untergrundstrahlung aus der Spaltung der Targetkerne zu unterdrücken, war in der Targetkammer unter Rückwärtswinkeln ein ΔE -E-Teleskop aus zwei Si-Zählern eingebaut (Abbildung 3.2). Das Teleskop bestand aus einem dünneren Si-Zähler mit einer Dicke von 100 μm und einem dahinter angebrachten dickeren Si-Zähler mit einer Dicke von 1000 μm . Der dünnere vordere Zähler dient als Durchflugzähler in dem der Energieverlust der Teilchen gemessen wird, während im zweiten dickeren Zähler die Teilchen vollständig gestoppt werden und ihre Restenergie gemessen wird. Um die Zähler vor direktem Strahlbeschuss zu schützen, war das Teleskop von hinten mit Tantal abgedeckt und auch die mittige Strahldurchführung war von innen mit Tantal verkleidet. Auf der dem Target zugewandten Seite war das Teleskop mit einer dünnen Kunststoffolie (40 μm Hostaphan) abgedeckt. Durch diese Folie wurden schwere Spaltfragmente aus der Spaltung des ^{235}U abgebremst. Daher wurden im Teleskop nur leichte Teilchen gemessen.

Die MINIBALL-Zähler werden mit DGF-Modulen (Digital Gamma Finder) der Firma XIA ausgelesen. Diese Module digitalisieren direkt die Vorverstärkersignale aus den Zählern und extrahieren daraus über digitale Operationen die Energieinformation und Zeitinformation. Die Module aller MINIBALL-Zähler sind dabei über eine externe Clock synchronisiert, so dass für jedes Ereignis ein globaler Timestamp generiert wird, mit dessen Hilfe die koinzidenten Ereignisse offline rekonstruiert werden können. Leider lassen sich die Signale der Si-Zähler auf Grund der anderen Pulsform nicht auch in solchen DGF-Modulen verarbeiten. Für die beiden Si-Zähler im Teilchenteleskop wurde daher ein Verarbeitungszweig aus herkömmlicher analoger Elektronik aufgebaut, bei der erst der resultierende Energiewert digitalisiert und abgespeichert wird. Die Ereignisse aus diesem Zweig enthalten daher leider keinen globalen Timestamp. Um

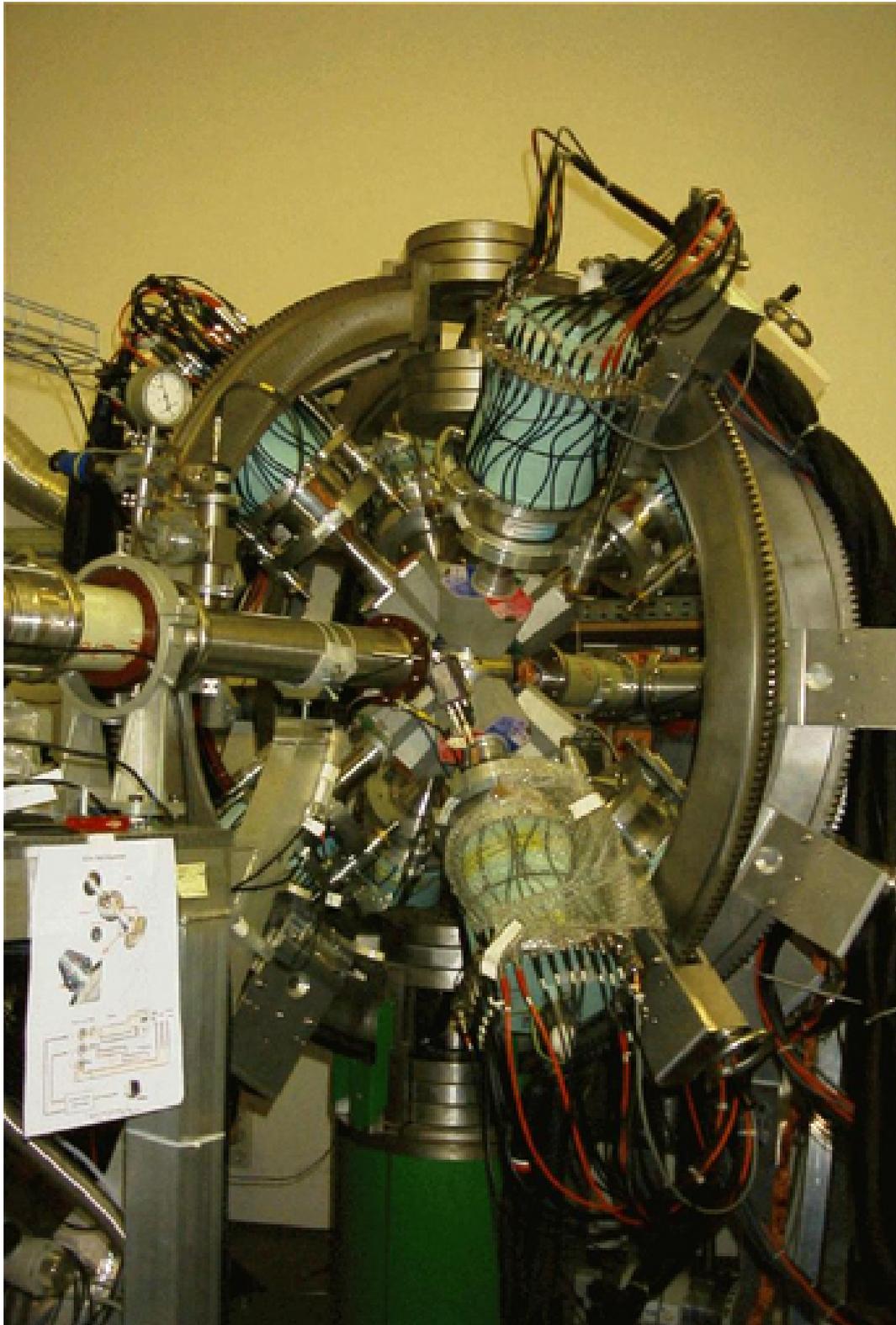


Abbildung 3.1.: *Miniball-Spektrometer in der Osirishalle am Tandembeschleuniger des Instituts für Kernphysik der Universität Köln*

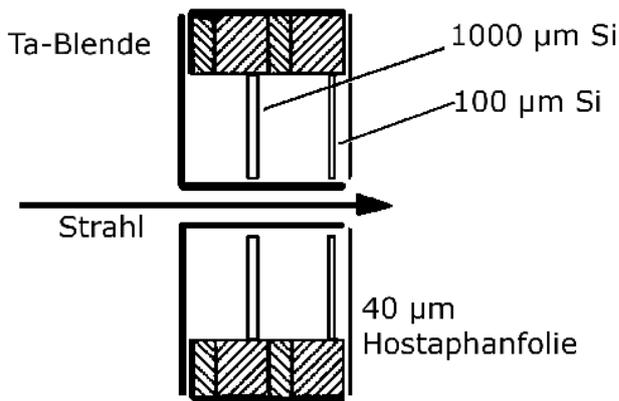


Abbildung 3.2.: ΔE - E -Teleskop aus zwei Si-Zählern. Dieser Anordnung erlaubt eine Unterscheidung verschiedener Teilchensorten aufgrund ihres unterschiedlichen Energieverlusts beim Durchflug durch den ersten dünneren Zähler.

die Teilchendaten trotzdem den γ -Daten zuordnen zu können, musste daher aus dem Si-Signal ein logisches Signal abgeleitet werden, um damit in einem speziellen DGF-Modul ein Timestamp für jedes Si-Signal zu generieren. Da in diesem Experiment nur γ -Signale von Interesse waren, die zusammen mit einem Teilchen auftraten, wurde außerdem aus dem Signal des Si-Teleskops ein Fenster von $\pm 2 \mu\text{s}$ abgeleitet, und nur die Daten aus den MINIBALL-Zählern weggeschrieben, die in dieses Fenster fielen. Eine genauere Beschreibung der Logik und eine Abbildung des Schaltplans findet sich in [Kot05]. Als Datenaufnahmesystem wurde eine speziell an den Kölner Aufbau angepasste Version des Datenaufnahmesystems MARABOU verwendet, das auch am CERN für MINIBALL-Messungen eingesetzt wird [Lut07].

3.2. Datenaufbereitung und Analyse

Insgesamt wurden in etwa zwei Wochen Strahlzeit etwa 400 GB Rohdaten im sogenannten Listmode-Format auf Festplatte geschrieben, dies entspricht etwa 2 GB pro Stunde. Der erste Schritt in der Aufbereitung dieser Rohdaten besteht im sogenannten Eventbuilding, d.h. dem rekonstruieren der koinzidenten Daten. Dafür müssen zuerst die Timestamps, die extra für das Si-Teleskop generiert wurden, den Si-Daten zugeordnet werden. Danach werden dann mit Hilfe dieser Timestamps jedem im Si-Teleskop nachgewiesenen Teilchen, die entsprechenden γ -Daten aus dem MINIBALL-Spektrometer zugeordnet. Das Koinzidenzfenster betrug dabei $\pm 500 \text{ ns}$ relativ zum Teilchensignal. Alle γ -Daten, die außerhalb dieses Zeitfensters liegen, werden dabei verworfen. Für weitere Details sei hier wiederum auf die Ausarbeitung der Analyse zum Isotop ^{236}U verwiesen [Kot05].

Nach diesem ersten Sortierschritt stehen $4,6 \cdot 10^8$ Ereignisse für die weitere Analyse zur Verfügung. Der nächste Schritt in der Datenaufbereitung ist die Identifikation des mit dem jeweiligen Ereignis korrelierten Teilchen und damit die Unterscheidung der verschiedenen Reaktionskanäle. Die Teilchenidentifikation beruht dabei auf den unterschiedlichen Energieverlusten verschiedener Teilchen im ersten dünneren Zähler des Teilchenteleskops, in dem sie nur abgebremst aber nicht vollständig gestoppt werden. Eine Auftragung der im ersten Zähler gemessenen Energie gegen die im zweiten Zähler gemessene Restenergie macht daher eine Trennung der verschiedenen Teilchensorten

möglich.

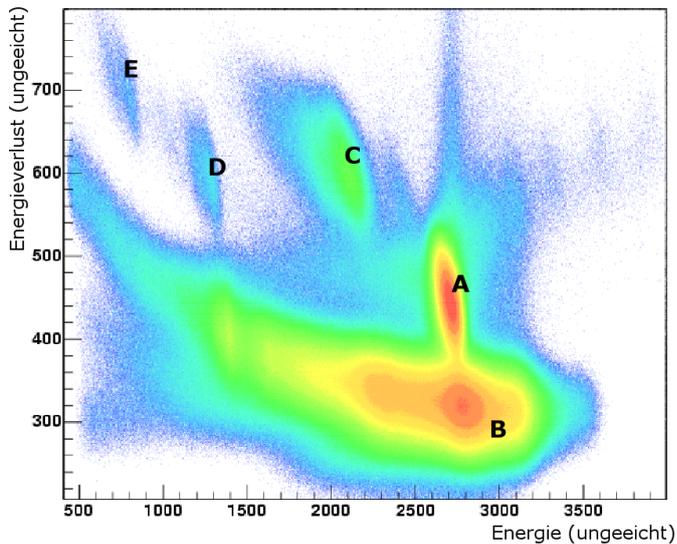


Abbildung 3.3.: Aufgetragen ist der Energieverlust im dünnen Zähler gegen die Restenergie. Es sind deutlich verschiedenen Anhäufungen zu erkennen, die zu verschiedenen Teilchensorten gehören. A: elastisch gestreute Deuteronen am Target, B: Protonen, C: Tritonen, D und E: elastisch gestreute Deuteronen an leichteren Teilchen (^{12}C und ^{16}O)

Die Abbildung 3.3 zeigt eine solche Auftragung. Deutlich sind verschiedene Bereiche zu unterscheiden. Da schwerere Teilchen bereits in der schützenden Folie vor dem Si-Teleskop gestoppt wurden, muss es sich hierbei um Protonen, Deuteronen und Tritonen handeln. Die ausgeprägte Häufung A stammt dabei von elastisch am Target gestreuten Deuteronen. Die langgezogene Struktur B unterhalb der elastisch gestreuten Deuteronen lässt sich anhand des dazugehörigen γ -Spektrums den Protonen aus der Reaktion $^{235}\text{U}(\text{d},\text{p})^{236}\text{U}$ zuordnen, die bereits in einer früheren Arbeit analysiert wurde [Kot05]. Die kleinere Struktur C oberhalb der Deuteronen stammt von den Tritonen aus der hier interessierenden Reaktion $^{235}\text{U}(\text{d},\text{t})^{234}\text{U}$. Diese Anhäufung enthält etwa $2,6 \cdot 10^6$ Ereignisse. Bei der weiteren Analyse wurde ein entsprechendes zweidimensionales Fenster in diesem Diagramm zur Selektion der interessantesten Ereignisse verwendet. Die γ -Spektren zu den deutlich schwächeren Strukturen D und E zeigen keine charakteristischen Linien, es handelt sich hierbei also auch um elastische Streuungen, bei denen es nicht zu Kernanregungen gekommen ist. Kinematische Rechnungen unter Berücksichtigung der verschiedenen Energieverluste in den einzelnen Schichten des Zählers zeigen, dass es sich hierbei um elastische Streuungen an ^{12}C und ^{16}O handelt. Eine Eichung der Si-Zähler ist für die Unterscheidung der verschiedenen Reaktionen nicht nötig und wurde daher unterlassen.

Zur Eichung der 24 MINIBALL-Zähler wurden die bekannten Linien einer ^{60}Co - und einer ^{152}Eu -Eichquelle verwendet. Es wurden am Anfang sowie am Ende der zweiwöchigen Messzeit entsprechende Eichspektren aufgenommen. Es gibt keinen Hinweis, dass sich die Eichung während der Messzeit signifikant verändert hätte. Mit Hilfe der Eichspektren wurde sowohl eine Energieeichung als auch eine Effizienzzeichnung der MINIBALL-Zähler vorgenommen (Details: [Kot05]).

Die Abbildung 3.4 zeigt das geeichte γ -Spektrum zum Isotop ^{234}U . Bei diesem Spektrum handelt es sich um ein sogenanntes Single-Spektrum, d.h. hier wurden alle gemessenen γ -Energien einsortiert ohne die Koinzidenzinformation zu verwenden.

3. γ -Spektroskopische Untersuchung des Isotops ^{234}U

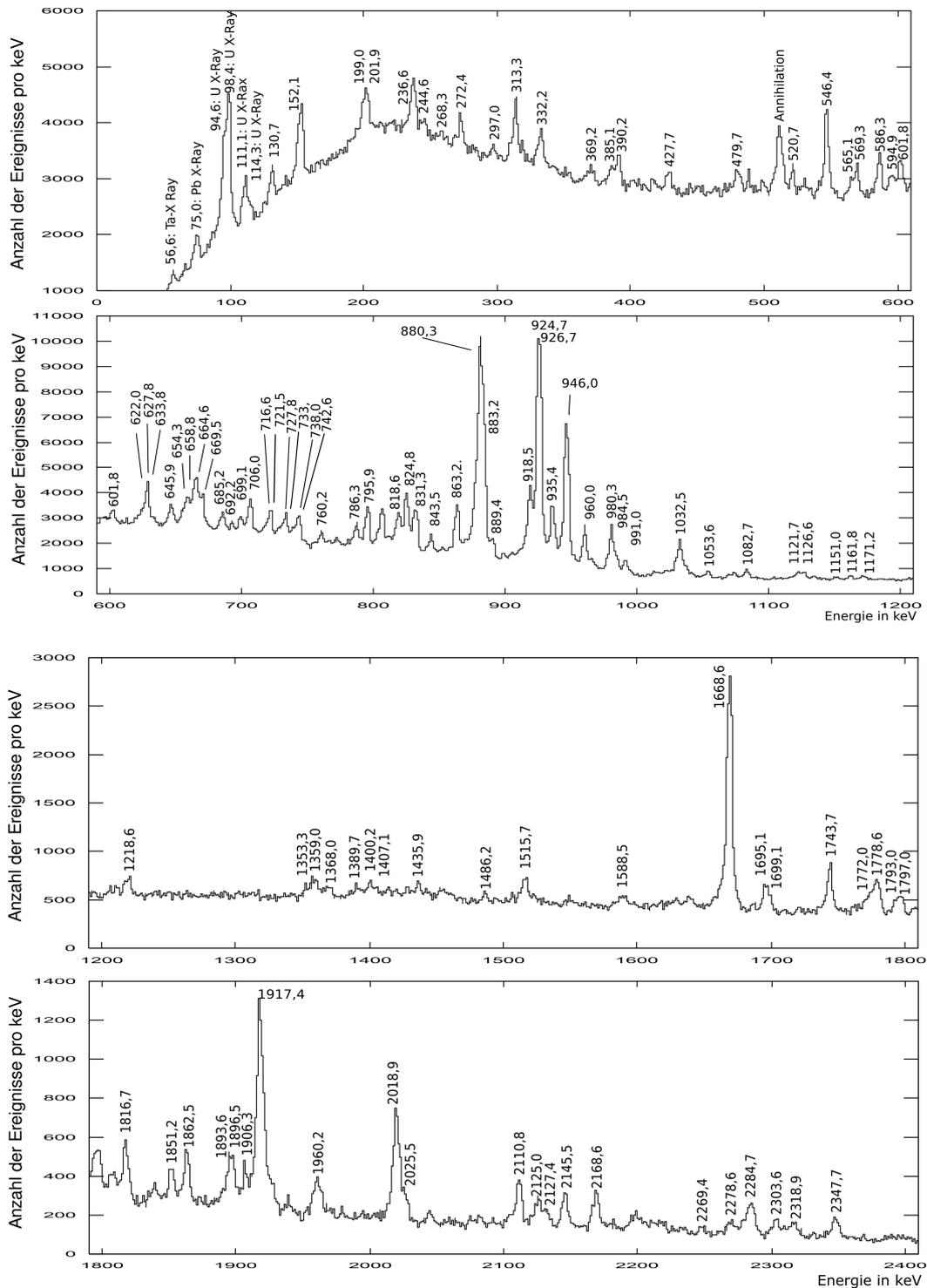


Abbildung 3.4.: Geeichtes γ -Spektrum zum Isotop ^{234}U

Die nachfolgende Tabelle listet alle Linien auf, die im Single-Spektrum zu erkennen sind.

Energie [keV]	FWHM [keV]	relative Intensität	Energie [keV]	FWHM [keV]	relative Intensität
56.8(4)*	2.5(4)	228(33)	918.3(1)	4.49(2)	510(6)
74.5(3)*	5.0(1)	340(18)	924.7(5)	4.49(2)	1064(13)
93.5(3)*	5.0(1)	402(20)	926.7(5)	4.49(2)	622(11)
98.1(1)*	5.0(1)	747(21)	935.5(1)	4.49(2)	385(5)
110.7(4)*	5.0(1)	156(12)	946.2(1)	4.49(2)	1000(7)
114.3(9)*	5.0(1)	26(11)	959.9(1)	3.31(8)	215(5)
130.8(3)	5.0(1)	79(4)	965.4(3)	3.31(8)	45(3)
152.5(2)	5.0(1)	108(3)	980.2(1)	4.1(1)	312(8)
200.7(3)	8.2(5)	55(2)	984.1(4)	4.1(1)	83(7)
236.7(2)	4.9(3)	27(1)	991.0(2)	4.1(1)	90(4)
272.3(3)	3.3(4)	11(1)	1032.5(1)	5.5(1)	325(6)
313.4(2)	5.5(3)	31(1)	1053.6(3)	3.7(4)	42(4)
332.1(3)	5.5(3)	23(1)	1070(1)	5.0(3)	25(6)
369.2(8)	5.9(8)	10(1)	1073.9(9)	5.0(3)	43(6)
385.1(5)	3.5(3)	8.2(9)	1082.7(3)	5.0(3)	78(5)
390.2(3)	3.5(3)	13(1)	1121(1)	6(1)	61(7)
427.7(5)	3.3(5)	8(1)	1126(1)	6(1)	69(11)
479.7(5)	4.1(5)	12(1)	1151.0(9)	3.6(4)	15(3)
510.9(2)	4.9(2)	59(2)	1161.7(5)	3.6(4)	25(4)
520.7(4)	4.9(2)	18(2)	1171.2(5)	3.6(4)	32(4)
546.4(1)	4.0(1)	76(2)	1218.6(5)	5.6(6)	57(5)
564.6(7)	3.8(2)	14(2)	1353(1)	6.1(5)	40(7)
569.2(3)	3.8(2)	30(2)	1359.1(8)	6.1(5)	76(8)
585.9(2)	3.8(2)	35(2)	1368.3(9)	6.1(5)	51(6)
595.1(6)	3.8(2)	17(2)	1389.8(10)	7.6(9)	62(7)
601.6(3)	3.8(2)	32(2)	1401(1)	7.6(9)	89(11)
622.7(4)	3.9(1)	34(2)	1409(6)	7.6(9)	33(8)
627.8(1)	3.9(1)	105(3)	1515.8(5)	8.2(7)	138(9)
633.4(6)	3.9(1)	19(2)	1588.5(9)	8(1)	63(8)
645.9(2)	4.57(9)	68(3)	1668.6(1)	5.50(7)	1029(11)
654.3(5)	4.57(9)	42(4)	1695.1(4)	4.3(4)	97(9)
658.8(3)	4.57(9)	104(4)	1699.1(7)	4.3(4)	53(7)
664.6(1)	4.57(9)	181(4)	1743.7(2)	4.9(2)	206(7)
669.6(2)	4.57(9)	110(4)	1771.4(7)	6.2(2)	96(7)
684.9(2)	4.49(8)	77(3)	1778.7(3)	6.2(2)	212(8)
692.2(3)	4.49(8)	49(2)	1791(2)	6.2(2)	47(11)
699.1(2)	4.49(8)	73(2)	1796.3(7)	6.2(2)	123(12)
706.0(1)	4.49(8)	141(3)	1807.2(5)	6.2(2)	69(5)

wird fortgesetzt...

wird fortgesetzt...

Energie [keV]	FWHM [keV]	relative Intensität	Energie [keV]	FWHM [keV]	relative Intensität
715.6(6)	4.49(8)	46(3)	1816.7(3)	6.2(2)	143(6)
721.2(2)	4.49(8)	122(4)	1851.2(4)	5.4(3)	83(5)
727.8(4)	4.49(8)	53(2)	1862.4(3)	5.4(3)	112(6)
733.0(2)	4.49(8)	117(3)	1888(2)	7.0(1)	23(6)
738.3(5)	4.49(8)	46(4)	1895.5(4)	7.0(1)	166(7)
742.7(2)	4.49(8)	110(4)	1906.5(4)	7.0(1)	113(6)
760.2(2)	3.6(3)	49(4)	1917.5(1)	7.0(1)	622(9)
786.6(2)	4.31(4)	114(4)	1960.1(4)	8.6(5)	141(7)
795.0(1)	4.31(4)	188(4)	2019.4(2)	7.6(2)	342(7)
805.7(1)	4.31(4)	192(4)	2103.9(10)	5.6(2)	24(3)
811.9(4)	4.31(4)	59(4)	2111.0(2)	5.6(2)	103(4)
818.4(1)	4.31(4)	207(4)	2124.9(4)	5.6(2)	74(4)
824.7(1)	4.31(4)	283(5)	2131.5(7)	5.6(2)	40(3)
831.3(1)	4.31(4)	222(4)	2145.5(2)	5.6(2)	84(3)
843.4(2)	3.2(2)	72(4)	2168.6(3)	5.6(2)	95(4)
863.1(1)	3.95(5)	254(5)	2270(1)	7.9(3)	31(4)
869.9(3)	3.95(5)	85(4)	2283.7(4)	7.9(3)	106(5)
875.9(1)	3.95(5)	297(7)	2303.5(7)	7.7(5)	48(4)
880.3(1)	3.95(5)	1039(17)	2315.7(7)	7.7(5)	43(4)
883.2(1)	3.95(5)	696(19)	2347.8(4)	6.0(5)	50(4)
889.3(2)	3.95(5)	95(4)			

* Röntgenlinien

Zur Analyse der Koinzidenzinformationen wurden im nächsten Schritt der Datenaufbereitung die geeichten γ -Daten in eine $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrix einsortiert. Eine solche Matrix stellt ein zweidimensionales Spektrum dar. Auf den zwei Achsen der Matrix sind Energien aufgetragen. Für jede mögliche Kombination aus zwei koinzidenten γ -Energien E_1 und E_2 werden in dieser Matrix zwei Einträge inkrementiert, nämlich der Eintrag mit den Koordinaten (E_1, E_2) und der Eintrag mit den Koordinaten (E_2, E_1) . Die resultierende Matrix ist somit symmetrisch. Die Abbildung 3.5 zeigt oben links die Aufsicht auf die aus den Daten zum Isotop ^{234}U generierte Matrix. Mit Hilfe dieser Matrix kann bestimmt werden, welche Übergänge zueinander koinzident sind und somit aus einer Kaskade von direkt aufeinander folgenden Übergängen stammen. Die Reihenfolge der Übergänge innerhalb einer Kaskade wird durch Intensitätsüberlegungen bestimmt.

Die Abbildung 3.5 zeigt unten das Spektrum, das sich durch die Projektion der Matrix auf eine Achse ergibt. Bei der Analyse der Matrix setzt man in dieser Projektion ein *Schnittfenster* auf einen interessanten Übergang und analysiert dann die Projektion dieses *Schnittes* auf die andere Achse. In einem Schnittspektrum sind dann die Übergänge zu erkennen, die zu dem Übergang, „auf den geschnitten wurde“, koinzident sind. Der Untergrund in diesen Schnittspektren kann deutlich reduziert werden, indem für jeden

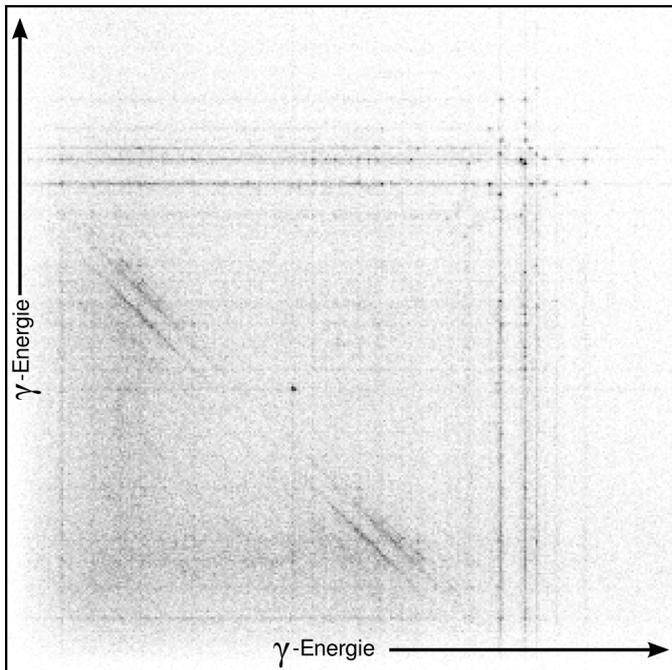
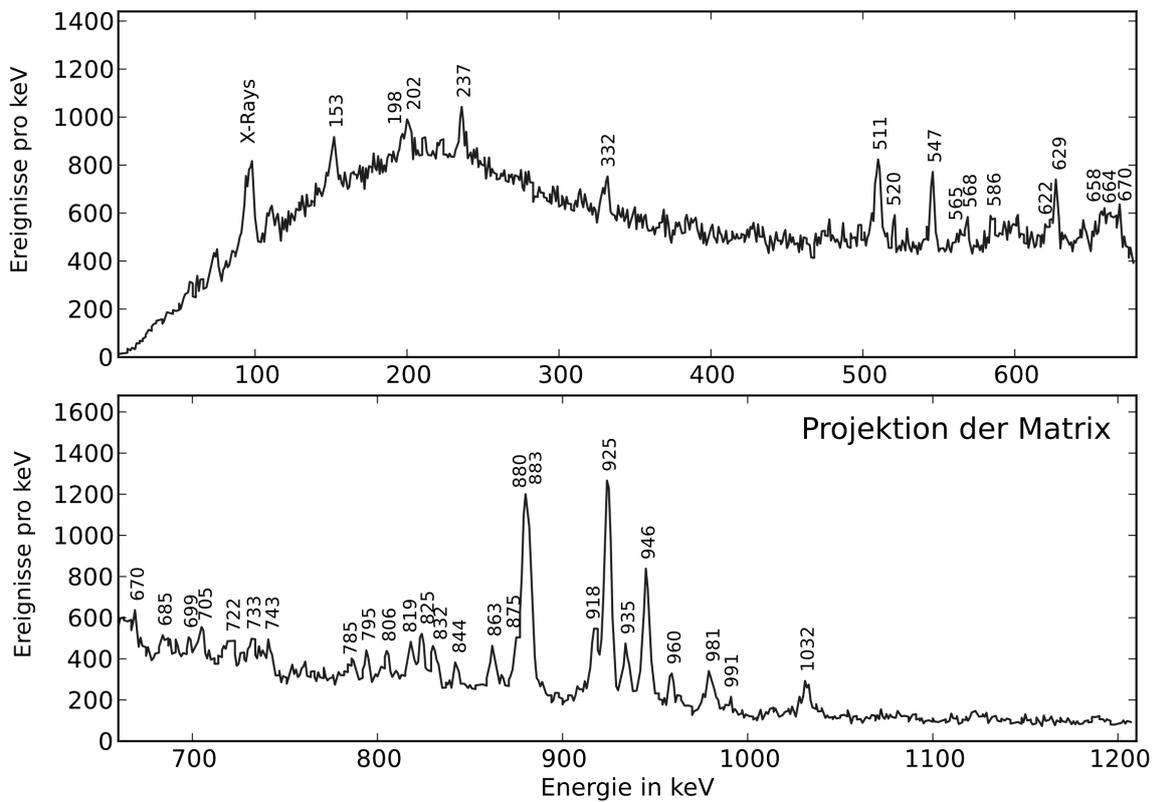


Abbildung 3.5.:

Links: Aufsicht auf die $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrix zu den Daten für das Isotop ^{234}U . Umso dunkler ein Punkt ist, je mehr Einträge hat die Matrix an diesem Punkt.

Unten: Projektion der $\gamma\gamma$ -Matrix. In der Projektion sind im Gegensatz zum Single-Spektrum aus Abbildung 3.4 nur Linien zu erkennen, zu denen es koinzidente Energien gibt.



Schnitt geeignete Untergrundfenster definiert und die dazugehörigen Schnitte nach entsprechender Wichtung von dem eigentlichen Schnittspektrum abgezogen werden. Die Abbildung 3.6 zeigt oben die Schnittfenster, die zur Untersuchung der Linie bei 925 keV verwendet wurden, und unten einen interessanten Ausschnitt aus dem Schnittspektrum. Deutlich sind eine ganze Reihe von koinzidenten Linien zu erkennen. Aus der Untersuchung des gesamten Schnittspektrums ergibt sich eine Koinzidenz von

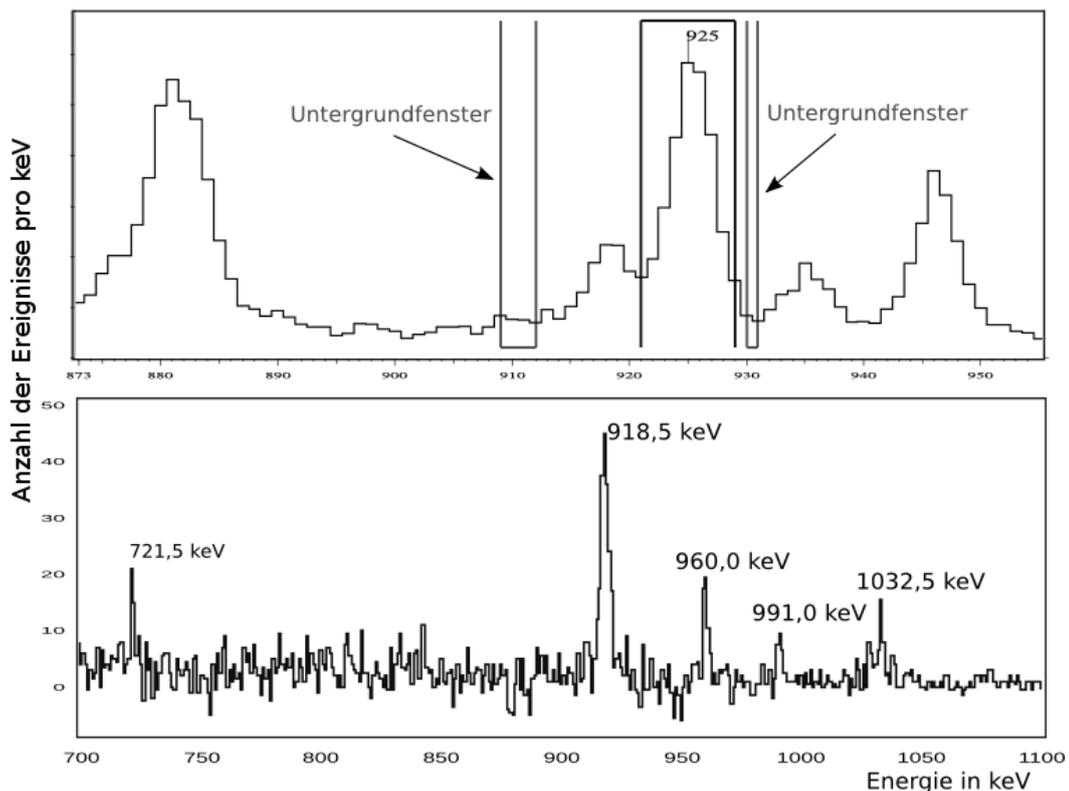


Abbildung 3.6.: *Oben: Schnittfenster zur Untersuchung der Koinzidenz zur γ -Linie bei 925 keV. Außer dem Schnittfenster selber sind zwei Untergrundfenster zur Erzeugung von Untergrundspektren definiert. Unten: Ausschnitt aus dem resultierenden Schnittspektrum.*

925 keV zu den folgenden Linien: 546,4 keV, 569,4 keV, 586,3 keV, 627,8 keV, 721,5 keV, 918,5 keV, 960,0 keV, 991,0 keV und 1032,5 keV. Erschwert wird die Situation dadurch, dass es sich bei der Linie bei 925 keV um ein Duplett handelt. Dies ist im Single-Spektrum kaum zu erkennen, aber durch eine sorgfältige Analyse der Koinzidenzdaten auflösbar. Die oben aufgeführten Linien können zu einem oder zu beiden Anteilen der Linie koinzident sein. Indem das Schnittfenster etwas weiter nach links oder rechts verschoben und dabei die Intensitätsänderung beobachtet wird, kann ein Hinweis dafür gewonnen werden, ob eine Linie eher zum niederenergetischen Anteil des Dupletts koinzident ist oder zum höherenergetischen. Zusätzlich wird untersucht, wie sich der Schwerpunkt der Linie in den Schnittspektren zu den einzelnen koinzidenten Linien verhält. Außerdem enthalten die Schnittspektren im günstigsten Fall noch weitere koinzidente Linien, die die eindeutige Einordnung ermöglichen. Dies ist auch in diesem Fall gegeben. Linien, die

zum niederenergetischen Anteil bei 924,7 keV koinzident sind, sind auch koinzident zu einer Linie bei 824,8 keV und Linien, die zum höherenergetischen Anteil bei 926,7 keV koinzident sind, sind auch zu einer Linie bei 883,2 keV koinzident. Die Abbildung 3.7 zeigt dies für den Fall der Linie bei 918,5 keV und der Linie bei 1032,5 keV.

Somit ergibt sich folgendes Bild:

Koinzident zu 926,7 keV und 883,2 keV:

546,4 keV, 569,4 keV, 627,8 keV, 960,0 keV, 1032,5 keV

Koinzident zu 924,7 keV und 824,8 keV:

586,3 keV, 721,5 keV, 918,5 keV, 991,0 keV

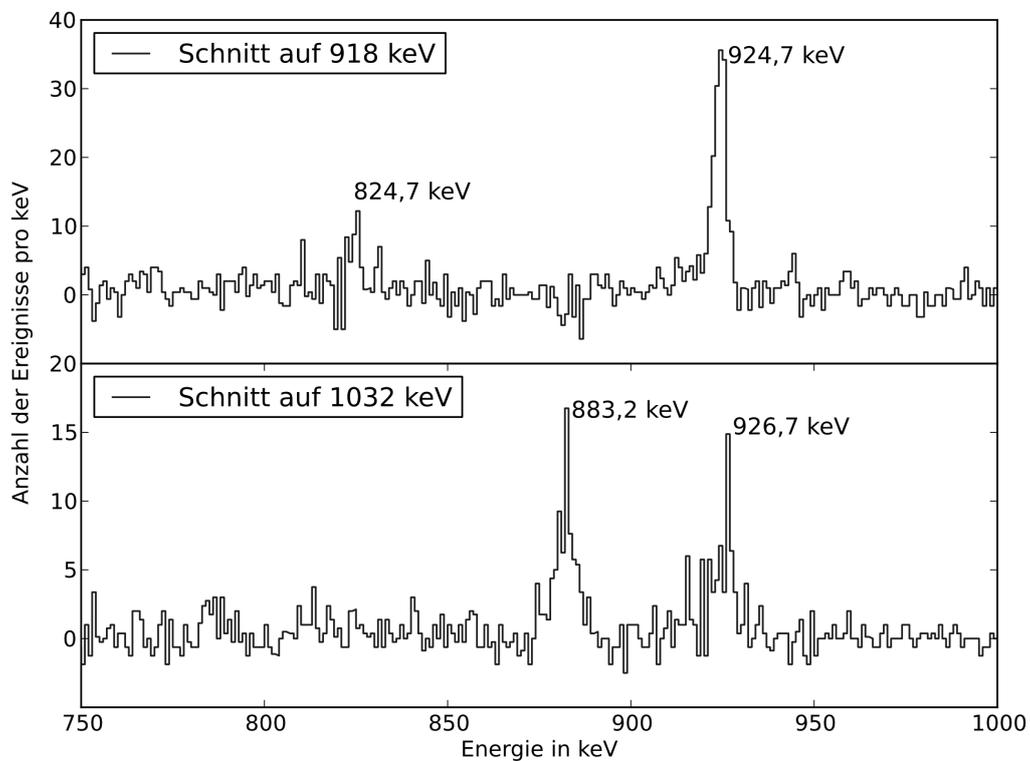


Abbildung 3.7.: Schnitt auf die Linie bei 918 keV und auf die Linie bei 1032 keV. Anhand der zweiten koinzidenten Linie ist es möglich zu unterscheiden, ob die jeweilige Linie zu 924,7 keV oder zu 926,7 keV koinzident ist.

Ähnliche ist die Situation bei der Linie bei 881 keV, es handelt sich hierbei um ein Duplett aus 880,4 keV und 883,2 keV. Auch hier wird die Situation durch eine sorgfältige Analyse der Koinzidenzdaten geklärt, so sind die Energien 669,5 keV, 862,9 keV koinzident zu 880,4 keV und 980,3 keV, aber nicht zu 883,2 keV und 926,7 keV. Die Linie bei 935,4 keV dagegen ist nur koinzident zu 880,4 keV.

Die nachfolgende Tabelle listet alle in der Auswertung der Koinzidenzmatrix gefundenen Koinzidenzen auf, im nächsten Abschnitt wird die Interpretation dieser Daten diskutiert.

Schnittenergie [keV]	koinzidente Linien [keV]
153:	832, 875
237:	733, 946
332:	628, 925
547:	883, 927, 1668
568:	927
586:	825, 925
628:	255, 332, 883, 927
670:	210, 880, 980
722:	925, 1120
733:	236, 946
825:	918
832:	153, 883, 1083
863:	880, 981
875:	153
880:	670, 863, 935
883:	547, 568, 629, 685, 832, 863, 960, 1032
918:	825, 925, 946, 960, 991
925:	586, 722, 918, 991
927:	547, 568, 628, 960, 1032
935:	202, 880, 946
946:	237, 658, 733, 935, 1054
960:	883, 927
981:	670, 863
991:	925
1032:	883, 927
1054:	946
1668:	545

3.3. Ergebnisse zum Isotop ^{234}U

Bei der weiteren Analyse der Koinzidenzdaten ergibt sich, dass das bisher bekannte Termschema an mehreren Stellen korrigiert werden muss. Die Tabelle 3.3 stellt die

neu gemachten Einordnungen den alten Einordnungen gegenüber. Letztendlich kann nicht völlig ausgeschlossen werden, dass diese Übergangsenergien an verschiedenen Stellen im Termschema auftreten, aber da die alte Einordnung, soweit dies aus den Veröffentlichungen zu erkennen ist, im Wesentlichen auf dem Ritzschen Kombinationsprinzip beruhte, scheint es sinnvoll sie zu Gunsten des hier vorgeschlagenen Zerfallsschemas (siehe Abbildung 3.14) abzuändern. Im Weiteren sollen nun die einzelnen Ergebnisse der Auswertung im Detail diskutiert werden.

γ -Energie	Ausgangszustand bei [Bro07]	Ausgangszustand in dieser Arbeit
332,2 keV	2068,8 keV	1886,7 keV
569,3 keV	1537,3 keV	1554,5 keV
627,8 keV	1125,3 keV	1554,5 keV
862,9 keV	1811,6 keV	1886,7 keV
918,4 keV	1214,7 keV	1886,7 keV
960,0 keV	1811,6 keV	1886,7 keV
1032,5 keV	2101,4 keV	1959,2 keV
1959,2 keV	2101,4 keV	1959,2 keV

Tabelle 3.3.: Übersicht über die γ -Energien, die auf Grund der Ergebnisse dieser Arbeit anders ins Termschema von ^{234}U eingeordnet werden als in den Nuclear Data Sheets [Bro07].

Quadrupolvibrationsbanden (γ -Bande und β -Bande)

Eine ganze Reihe starker Übergänge, die in dieser Messung beobachtet werden, stammen von den gut bekannten Zerfällen der γ -Vibrationsbande mit Bandenkopf bei 926,7 keV in die Grundzustandsbande [Bro07]. Die Abbildung 3.8 stellt einen Ausschnitt aus dem Termschema dar, in dem die niedrigliegenden Vibrationsbanden zu sehen sind.

Die γ -Vibrationsbande wird in der $^{235}\text{U}(\text{d,t})$ -Reaktion nur schwach über den Quasiteilchenanteil $7/2[743]+3/2[761]$ direkt populiert [Bjø68]. Die Stärke der hier beobachteten Zerfälle ist daher auf Fütterung dieser Bande durch Zerfälle anderer Zustände zu erklären. Der höchste Zustand der γ -Bande, der über seinen Zerfall nachweisbar ist, ist dabei der 6^+ -Zustand bei einer Anregungsenergie von 1171,8 keV. Der Zerfall dieses Zustands zum 6^+ -Zustand der Grundzustandsbande kann auf Grund seiner Koinzidenz mit dem Zerfall ebendieses Zustands bestätigt werden. Der zweitstärkste Zerfall, der in den Nuclear Data Sheets aufgelistet wird, scheint dagegen zu schwach zu sein und wird nicht beobachtet. Davon abgesehen werden alle bekannten Zerfälle [Bro07] dieser Bande beobachtet. In der Tabelle 3.4 werden die experimentell bestimmten relativen Übergangsstärken zwischen den verschiedenen Zuständen der γ -Bande mit den Erwartungen auf Grund der Alaga-Regeln verglichen (vgl. Abschnitt 2.2). Die Übereinstimmung ist verhältnismäßig gut außer für die Zerfälle des 4^+ -Zustandes, hier ist der experimentelle Wert etwa um einen Faktor 2 zu klein. Dies erklärt sich dadurch, dass der 3^- -Zustand der Oktupolbande mit $K=2^-$ etwa die gleiche Anregungsenergie hat. Die Energiedifferenz zwischen diesen beiden Zuständen beträgt nur 0,05 keV. Somit sind die Zerfälle dieser beiden Zustände experimentell nur sehr schwer voneinander zu unterscheiden. Wird angenommen, dass

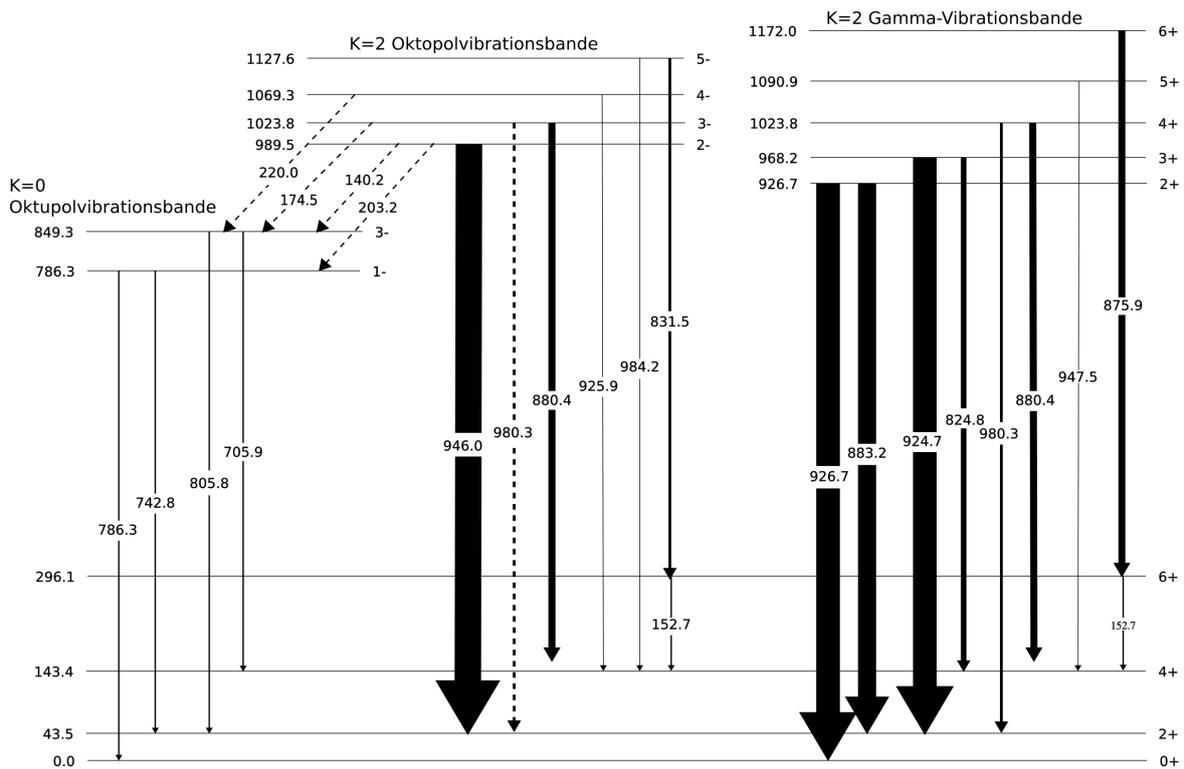


Abbildung 3.8.: Zerfälle der Oktupolvibrationsbande mit $K=2^-$, der γ -Vibrationsbande ($K=2^+$) und der Oktupolvibrationsbande mit $K=0^-$ in ^{234}U .

die Intensität der γ -Linie mit der Energie 880,3 keV etwa zur Hälfte aus dem Zerfall des einen Zustands und zur Hälfte aus dem anderen Zustand stammt, während die andere γ -Energie nur im Zerfall des 4^+ -Zustands auftritt, so ergibt sich für das experimentelle Verhältnis 0,34, was deutlich besser mit dem erwarteten Wert übereinstimmt.

Im Gegensatz zur γ -Bande wird die β -Vibrationsbande gar nicht direkt populiert und es gibt in den Spektren auch keine Hinweise auf γ -Zerfälle dieser Bande. Eine nennenswerte indirekte Population ist somit auch ausgeschlossen.

Oktupolvibrationsbande mit $K=2^-$

Weitere starke γ -Übergänge stammen aus dem Zerfall der Oktupolvibrationsbande mit $K=2^-$ mit Bandenkopf bei 989,5 keV. Diese Bande wird in der $^{235}\text{U}(\text{d,t})$ -Transfer-Reaktion durch den Anteil der Zwei-Quasiteilchenkonfiguration $3/2[631]-7/2[743]$ an dem kollektiven Zustand bis zum 7^- -Zustand stark direkt populiert. Über die beobachteten γ -Zerfälle wird sie hier bis zum 5^- -Zustand bei einer Anregungsenergie von 1127,6 keV nachgewiesen. Der Zerfall des 5^- -Zustands in den 6^+ -Zustand der Grundzustandsbande kann dabei auf Grund seiner Koinzidenz zu dem Zerfall ebendieses Zustands bestätigt werden, während die nächstschwächeren Übergänge, die in den Nuclear Data Sheets aufgeführt werden [Bro07], nicht beobachtet werden. In der Abbildung 3.8 ist diese Bande mit allen beobachteten Zerfällen in der Mitte zu sehen.

γ -Energien				γ -Energien			
	calc.	exp.		calc.	exp.		
Zerfälle aus der γ -Vibrationsbande ($K^\pi=2^+$):				Zerfälle des $K^\pi=4^+$ -Zustands bei 1886 keV:			
$\frac{B(E2;2_\gamma^+ \rightarrow 0_g^+)}{B(E2;2_\gamma^+ \rightarrow 2_g^+)}$	926,7 keV	0,7	0,74	$\frac{B(E2;4^+ \rightarrow 2_\gamma^+)}{B(E2;4^+ \rightarrow 3_\gamma^+)}$	959,9 keV	1,8	0,34
$\frac{B(E2;3_\gamma^+ \rightarrow 2_g^+)}{B(E2;3_\gamma^+ \rightarrow 4_g^+)}$	924,7 keV	2,5	2,12	$\frac{B(E2;4^+ \rightarrow 2_\gamma^+)}{B(E2;4^+ \rightarrow 4_\gamma^+)}$	959,9 keV	5,1	0,49
$\frac{B(E2;4_\gamma^+ \rightarrow 2_g^+)}{B(E2;4_\gamma^+ \rightarrow 4_g^+)}$	883,2 keV			$\frac{B(E2;4^+ \rightarrow 3_\gamma^+)}{B(E2;4^+ \rightarrow 4_\gamma^+)}$	863,1 keV	2,9	1,5
	980,2 keV	0,3	0,17		918,3 keV		
	880,3 keV				863,1 keV		
Zerfälle aus der Oktupolvibrationsbande mit $K^\pi=2^-$:				Zerfälle des $K^\pi=3^{(+)}$ -Zustands bei 1959 keV:			
$\frac{B(E3;3_o^- \rightarrow 2_g^+)}{B(E3;3_o^- \rightarrow 4_g^+)}$	980,2 keV	0,0	0,17	$\frac{B(E2;3^{(+)} \rightarrow 2_\gamma^+)}{B(E2;3^{(+)} \rightarrow 3_\gamma^+)}$	1032,5 keV	0,9	1,9
$\frac{B(E3;5_o^- \rightarrow 4_g^+)}{B(E3;5_o^- \rightarrow 6_g^+)}$	880,3 keV			$\frac{B(E1;3^{(+)} \rightarrow 3_o^-)}{B(E1;3^{(+)} \rightarrow 4_o^-)}$	991,0 keV	7,0	3,5
	984,1 keV	0,13	0,16		935,5 keV		
	831,3 keV				889,3 keV		

Tabelle 3.4.: Vergleich der experimentell bestimmten Verhältnisse einiger Übergangsintensitäten mit den auf Grund der Alaga-Regeln erwarteten Verhältnissen. Hierbei wurden die meist unbekanntesten Multipolordnungen der Übergänge auf Grund von Plausibilitätsüberlegungen festgelegt.

Wie bereits weiter oben diskutiert ist der 3^- -Zustand energetisch praktisch entartet mit dem 4^+ -Zustand der γ -Bande. In der Literatur werden für beide Zustände Zerfälle mit Übergangsenergien von 980,2 keV und 880,3 keV angegeben. Das Intensitätsverhältnis der höheren Energie zur niedrigeren soll dabei zwischen diesen beiden Übergängen für den 3^- -Zustand etwa 0,63 betragen. In der Diskussion des 4^+ -Zustands wurde bereits bemerkt, dass sich für diesen Zustand eine deutlich bessere Übereinstimmung mit den Alaga-Regeln ergibt, wenn angenommen wird, dass die Intensität der Linie mit der Energie von 880,3 keV sich etwa zur Hälfte auf beide Zustände aufteilt und die andere Linie fast ganz aus dem Zerfall des 4^+ -Zustands stammt. Der Zerfall des 3^- -Zustands in den 2^+ -Zustand der Grundzustandsbande sollte auch tatsächlich nur schwach sein, da der entsprechende Clebsch-Gordan-Koeffizient $\langle 323 - 2 | 20 \rangle$ für einen E3-Übergang verschwindet. Diese Annahme wird auch von den beobachteten Koinzidenzen bestätigt. So ist, wie in der Abbildung 3.9 zu sehen, die Übergangsenergie 980,2 keV im Gegensatz zur Übergangsenergie 880,3 keV nicht koinzident zur Übergangsenergie 935,4 keV, die den 3^- -Zustand füttert.

Oktupolvibrationsbande mit $K=0^-$

Die Intensitäten der Zerfälle der Oktupolbande mit $K=0^-$ mit Bandenkopf bei 786,3 keV sind deutlich schwächer. In der $^{235}\text{U}(d,t)$ -Transferreaktion wird nur der 3^- -Zustand direkt populiert [Bj68]. Da es sich um eine Rotationsbande mit $K=0$ und negativer Parität handelt, treten in dieser Bande nur Zustände mit ungeradem Spin auf. Es werden die Zerfälle des 1^- -Zustand mit Übergangsenergien von 786,3 keV und 742,8 keV sowie die

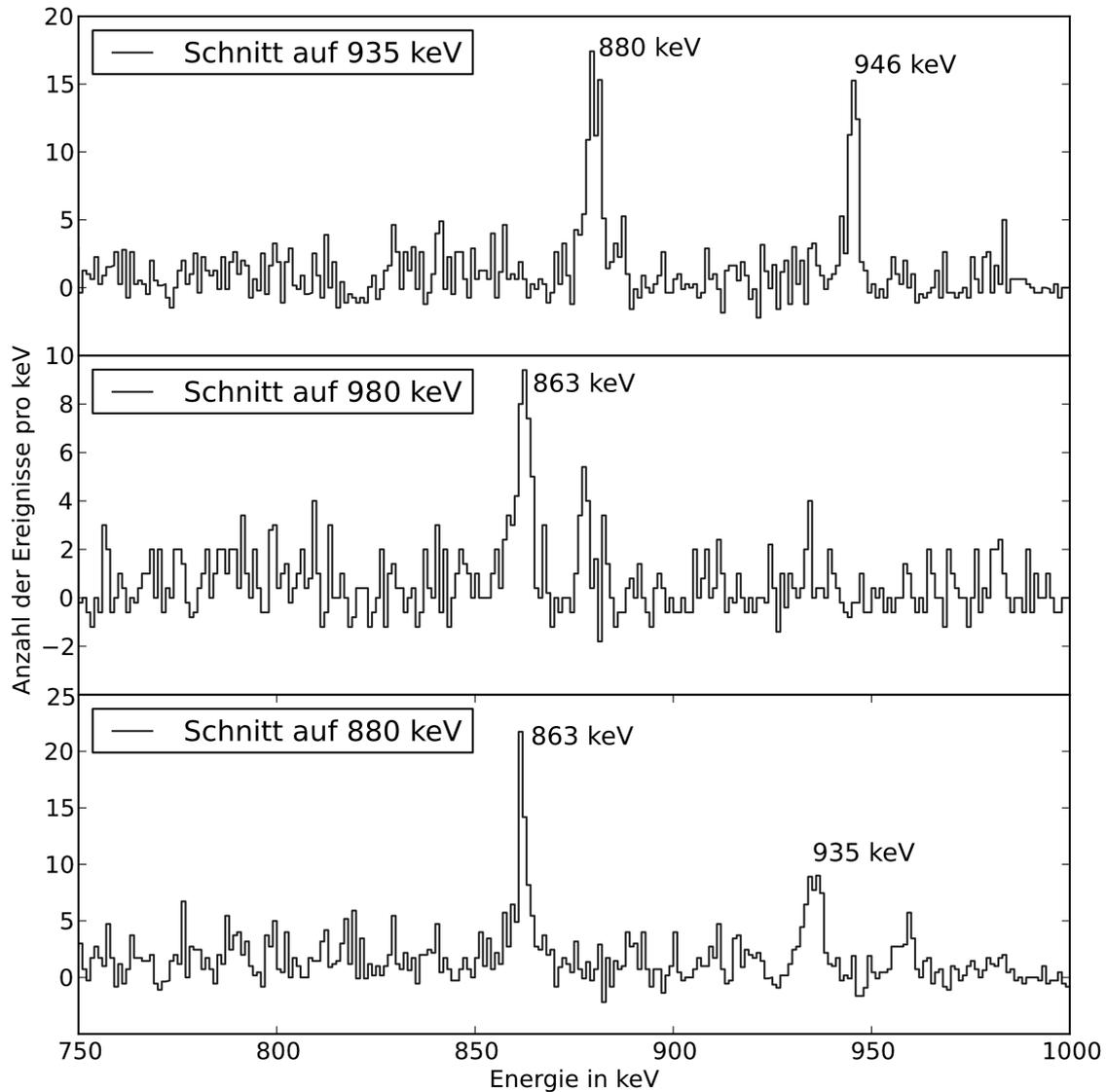


Abbildung 3.9.: Schnittspektren zur Untersuchung des Zerfalls der 3^- -Zustands aus der Oktupolbande mit $K=2^-$. Dieser Zustand wird durch eine Übergangsenergie von 935,4 keV gefüttert und zerfällt mit einer Energie von 880,3 keV und indirekt über den Bandenkopf der Oktupolbande mit einer Energie von 946,0 keV in die Grundzustandsbande. Der Zerfall mit einer Energie von 980,2 keV kann auf Grund der fehlenden Koinzidenz nicht bestätigt werden. Die Übergangsenergie 863 keV, die in Koinzidenz sowohl zu 880,3 keV als auch zu 980,2 keV auftritt, füttert dagegen den 4^+ -Zustand der γ -Bande, der energetisch entartet mit dem 3^- -Zustand ist (siehe hierzu auch Abbildung 3.10).

Zerfälle des 3^- -Zustand mit Übergangsenergien von 805,8 keV und 705,9 keV beobachtet. Die Abbildung 3.8 zeigt links diese Bande mit ihren Zerfällen. Es konnten keine Koinzidenzen zu diesen Übergangsenergien nachgewiesen und somit keine Übergänge aus höherliegenden Rotationsbanden. Die Übergänge aus der Oktupolbande mit $K=2^-$ [Bro07] sind vermutlich stark konvertiert und werden daher hier nicht beobachtet, lediglich eine breite Linie bei 200 keV tritt im Spektrum auf. Möglicherweise kann diese Linie mit einem dieser Übergänge identifiziert werden. Eine eindeutige Klärung ist nicht möglich, da der starke Untergrund aus Comptonstreuung in diesem Teil des γ -Spektrums die Beurteilung der Koinzidenz verhindert.

Zustand bei einer Anregungsenergie von 1886,7 keV

Auf Grund der oben bereits aufgeführten Koinzidenzen werden die starken Linien bei 960,0 keV, bei 918,5 keV und bei 862,9 keV in dieser Arbeit als Zerfälle eines Zustands bei 1886,7 keV in die γ -Vibrationsbande gedeutet. Die Abbildung 3.10 zeigt die entsprechenden Koinzidenzspektren. Zusätzlich zu diesen starken Linien ist in den Koinzidenzdaten noch eine deutlich schwächere Zerfallskaskade zu erkennen. Bei dieser Kaskade handelt es sich um eine dreifache Koinzidenz aus 332,2 keV, 586,3 keV bzw. 627,8 keV und den Zerfällen der γ -Vibrationsbande. Bei dem Zwischenzustand der Kaskade handelt es sich vermutlich um einen bereits bekannten Zustand bei 1554,5 keV mit Spin 1 und unbekannter Parität. Allerdings fehlen die in den Nuclear Data Sheets [Bro07] angegebenen γ -Zerfälle dieses Zustands.

Alle γ -Energien, die hier neu als Zerfällen des Zustands bei einer Anregungsenergie von 1886,7 keV vorgeschlagen werden, waren bereits als γ -Energien im Isotop ^{234}U bekannt [Bro07], sind bisher aber anders eingeordnet worden (siehe Tabelle 3.3). Der Ausgangszustand bei 1668,7 keV kann mit dem Bandenkopf der Rotationsbande mit $K=4^+$ identifiziert werden, die von Bjørnholm [BjØ68] beobachtet wurde. Die Anregungsenergie dieses Zustands beträgt nach Bjørnholm 1884,3 keV und als Nilsson-Konfiguration wird $1/2[501]+7/2[743]$ angegeben. Es handelt sich um einen der stärksten Zustände, die in der $^{235}\text{U}(d,t)$ -Messung beobachtet wurden. Die beiden nächsten Zustände der Rotationsbande wurden auch beobachtet, aber schon deutlich schwächer. Ardisson et al. [Ard86] platzieren diesen Zustand dagegen bei einer Energie von 1882,1 keV und in den Nuclear Data Sheets [Bro07] wird als Anregungsenergie dieses Zustands ein Wert von 1881,7 keV angegeben. Falls es sich um den schon bekannten Zustand handelt, sollte dieser über die folgenden γ -Energien zerfallen: 1585,9 keV, 1737,7 keV, 716,5 keV. Für alle drei Linien gibt es auch in den vorliegenden Daten Kandidaten mit entsprechenden leicht abweichenden Energien von 1588,5 keV, 1743,7 keV und 721,2 keV, wobei die erste Energie um etwa 2 keV zu niedrig ist, um den Zerfall zum 6^+ -Zustand darzustellen. Darüber hinaus stimmen die Intensitätsverhältnisse, die in den Nuclear Data Sheets angegeben werden [Bro07], nicht mit den vorliegenden Beobachtungen überein. Dort heißt es, dass die Linien bei 1585,9 keV, die stärkste der drei Linien sei, während sie in den vorliegenden Daten deutlich schwächer ist als die beiden anderen Linien. Daher muss zumindest die Deutung der Linie bei 1588,5 keV in Frage gestellt werden. Die Übergangsenergie von 721,5 keV populiert einen 3^+ -Zustand bei 1165,4 keV, der dann

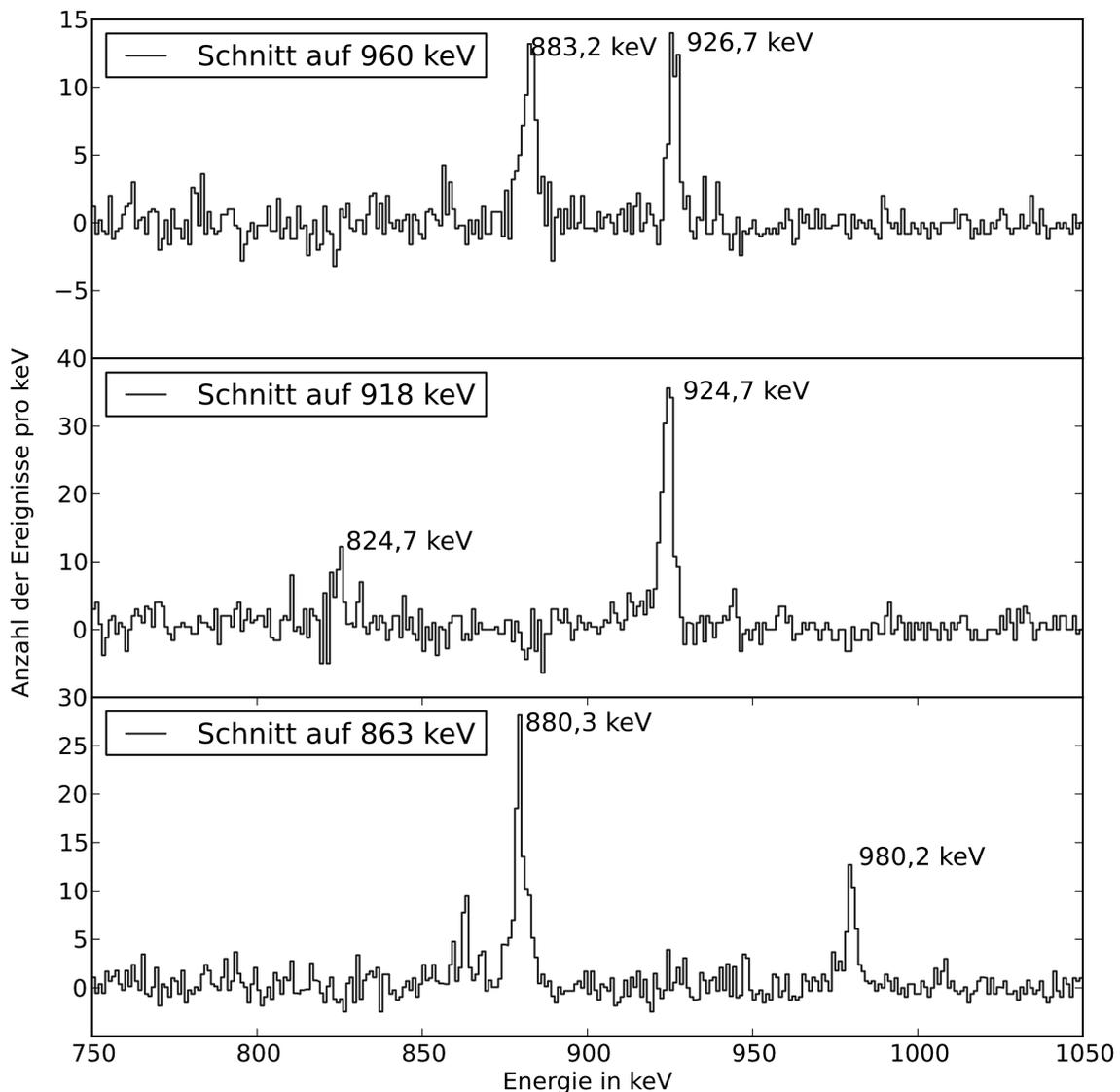


Abbildung 3.10.: Schnitterspektren zu den Zerfällen des 4^+ -Zustands bei einer Anregungsenergie von 1886,7 keV. Deutlich sind die Koinzidenzen zu den verschiedenen Zerfallsenergien der γ -Bande zu erkennen.

mit einer Übergangsenergie von 197,2 keV in den 3^+ -Zustand bei 968,2 keV zerfällt. Dies würde die Beobachtung einer Linie mit 721,5 keV in den Koinzidenzspektren zu den Zerfällen dieses Zustands erklären, wobei allerdings die Übergangsenergie von 197,2 keV nicht direkt beobachtet wird. Der Zwischenzustand soll darüber hinaus mit Übergangsenergien von 313,5 keV, 1021,8 keV und 1121,7 keV zerfallen. Die letzte Energie tritt auch in Koinzidenz mit der Übergangsenergie von 721,5 keV auf und für die erste Energie gibt es im Single-Spektrum einen entsprechenden Kandidaten, aber die zweite Energie wird nicht beobachtet, obwohl sie genauso stark sein sollte wie die erste.

Insgesamt ergibt sich für den Zustand bei 1886,7 keV das in Abbildung 3.11 dargestellte Zerfallsschema, wobei die gestrichelten Übergänge auf Grund der hier diskutierten Daten nicht bestätigt werden können und somit in Frage gestellt werden müssen.

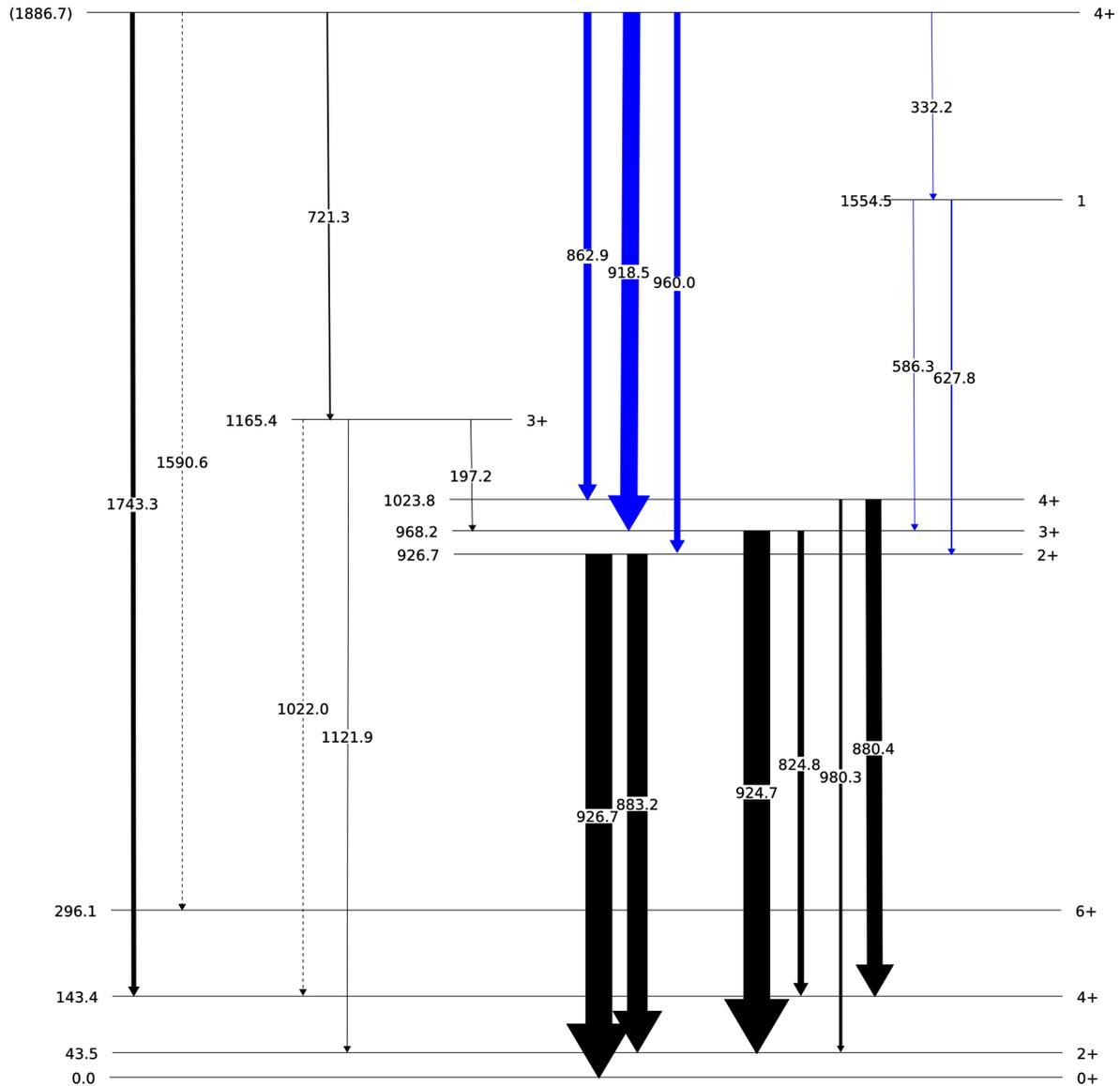


Abbildung 3.11.: Zerfälle des im Text diskutierten Zustands bei 1886,7 keV. Die Übergangsenergien 960,0 keV, 918,5 keV, 862,9 keV, 332,2 keV, 586,3 keV und 627,8 keV sind bisher anders interpretiert worden. Die Übergänge mit 1590,6 keV und 1022,0 keV konnten nicht bestätigt werden und müssen daher in Frage gestellt werden.

In der Tabelle 3.4 sind die Intensitätsverhältnisse für die drei starken Zerfälle mit Energien von 960,0 keV, 918,5 keV und 862,9 keV in die γ -Vibrationsbande mit den Erwartungen aus den Alaga-Regeln verglichen, wobei hier die Annahme gemacht wurde, dass es sich bei diesem Zustand tatsächlich um den Bandenkopf einer Rotationsbande mit $K=4^+$ handelt. Die Abweichungen sind beträchtlich. Dies könnte entweder ein Hinweis

darauf sein, dass die Zuordnung der Quantenzahlen nicht stimmt oder aber auf Coriolis-Mischung dieser Bande mit einer anderen Bande. Bjørnholm et al. vermuteten bereits eine deutliche Mischung mit der $K=3^+$ -Bande mit Bandenkopf bei 1956 keV, die aus der Kopplung der selben Quasiteilchen entsteht, und somit die Nilsson-Konfiguration $1/2[501]-7/2[743]$, anstelle von $1/2[501]+7/2[743]$ hat. Da zwischen diesen beiden Banden $\Delta K=1$ gilt, ist mit einer starken Coriolis-Wechselwirkung zu rechnen.

Zustand bei einer Anregungsenergie von 1959,2 keV

In Koinzidenz zu den Zerfallsenergien 880,4 keV und 946,0 keV der Oktupolvibrationsbande mit $K=2^-$ tritt wie bereits erwähnt eine Linie bei 935,4 keV auf (siehe hierzu Abbildung 3.9). Bei dieser Übergangsenergie handelt es sich laut den Angaben aus den Nuclear Data Sheets um einen Zerfall eines Zustands bei einer Anregungsenergie von 1959,2 keV [Bro07]. Dieser Übergang kann ohne Zweifel bestätigt werden. Die beobachtete Koinzidenz zu 946,0 keV ist ein Hinweis darauf, dass es sich beim Endzustand des Übergangs tatsächlich um den 3^- -Zustand aus der $K^\pi=2^-$ -Bande handelt und nicht um den 4^+ -Zustand gleicher Energie.

In der Arbeit von Ardisson et al. wird der Zustand bei 1959,2 keV als 3^- -Zustand angegeben [Ard86], während Bjørnholm et al. in der $^{235}\text{U}(d,t)$ -Reaktion einen 3^+ -Zustand bei 1955,8 keV gesehen haben, der den Bandenkopf für die bereits im letzten Abschnitt erwähnte $K=3^+$ -Rotationsbande mit der Nilsson-Konfiguration $1/2[501]-7/2[743]$ bildet. Der 3^+ -Zustand wird demnach in der $^{235}\text{U}(d,t)$ -Reaktion ähnlich stark wie der im letzten Abschnitt diskutierte 4^+ -Zustand mit einer Anregungsenergie von 1886,7 keV angeregt. Der nächste Zustand der Rotationsbande wird dagegen schon deutlich schwächer populiert und weitere Zustände sind nicht identifiziert worden [Bjø68].

Der 3^- -Zustand von Ardisson soll mit 1915,5 keV und 1815,3 keV in die Grundzustandsbande zerfallen [Ard86], diese könnten mit den Linien bei 1917,4 keV und 1816,7 keV identisch ist. Bei der Linie bei einer Energie von 1960,2 keV könnte es sich um den direkten Zerfall dieses Zustands in den Grundzustand handeln. Nach den Angaben aus den Nuclear Data Sheets gibt es einen Übergang mit einer Energie von 1958,0 keV aus einem Zustand bei 2101,4 keV, aber dieser Zustand sollte bevorzugt mit einer Energie von 839,5 keV zerfallen, der in dieser Messung nicht beobachtet wurde [Bro07]. Daher scheint die Deutung dieser Energie als Zerfall eines Zustands bei 1959,2 keV schlüssiger. Die Abweichung der Übergangsenergien von den erwarteten Werten kann mit einer etwas ungenauen Eichung bei den hohen Energien erklärt werden, da die höchste Eichenergie für die vorliegende Messung bei 1408,0 keV lag.

Als weiterer Zerfall des Zustands bei 1959,2 keV wird in den Nuclear Data Sheets [Bro07] eine Übergangsenergie von 889,4 keV aufgeführt, diese Linie sollte koinzident zu 925,9 keV sein. Diese Koinzidenz lässt sich allerdings nicht bestätigen. Da die Linie bei 889,4 keV sehr schwach ist und die Energie von 925 keV auch noch an zwei weiteren Stellen im Termschema auftritt, wird dieser Übergang im Schnittspektrum möglicherweise überdeckt.

Die beiden relative starken Übergänge in die Oktupolvibrationsbande mit $K^\pi=0^-$, die in den Nuclear Data Sheets aufgeführt werden [Bro07], fehlen. Das Gleiche gilt für

einen Übergang mit einer Energie von 221,2 keV.

In Koinzidenz mit 946,0 keV treten dafür noch die Energien 733,1 keV und 236,6 keV auf. Dies läßt auf einen Zerfall über den 3^- -Zustand bei 1722,6 keV in die $K^\pi=2^-$ -Bande schließen. Diese Deutung unterscheidet sich von der bisherigen [Bro07], wo eine Übergangsenergie von 235,1 keV für einen Übergang in einen 4^+ -Zustand bei 1723,4 keV angenommen wird. Der Zerfall des Zustands bei 1722,6 keV mit 733,1 keV ist bereits bekannt und kann bestätigt werden. Der zweistärkste Zerfall dieses Zustands mit der Übergangsenergie 699,1 keV wird auch beobachtet. Die Statistik in dem dazugehörigen Schnittspektrum ist leider sehr niedrig, aber die Daten deuten auf eine Koinzidenz zu 880,4 keV und 946,0 keV hin. Dieser Übergang kann demnach auch bestätigt werden.

Die weitere Auswertung der Koinzidenzdaten ergibt außerdem eine Energie von 1032,5 keV in Koinzidenz zu den zwei Zerfällen des 2^+ -Zustands bei 926,7 keV (siehe Abbildung 3.7). Bei dieser Übergangsenergie scheint es sich daher um einen Übergang aus dem Zustand bei 1959,2 keV in die γ -Bande zu handeln. Auch diese Übergangsenergie wurde wie auch schon 1960,2 keV von Ardisson als Zerfall eines Zustands bei 2101,4 keV gedeutet [Ard86]. Außerdem wird noch eine Energie von 991,0 keV in Koinzidenz mit den Zerfällen des 3^+ -Zustands bei 968,2 keV beobachtet, die für einen weiteren Übergang in die γ -Bande spricht. Diese Energie wurde bisher nicht im Isotop ^{234}U beobachtet.

Die Abbildung 3.12 zeigt das Zerfallsschema des Zustands bei 1959,2 keV, wie es sich aus den vorliegenden Daten ergibt. Die Tabelle 3.3 listet die nötigen Korrekturen gegenüber vorherigen Messungen auf.

Für die Zerfälle in die Oktupolbande als auch für die Zerfälle in die γ -Bande wurden die Intensitätsverhältnisse bestimmt und mit den Erwartungen aus den Alaga-Regeln verglichen. Die Ergebnisse dieser Rechnungen sind in der Tabelle 3.4 aufgeführt. Wie schon beim 4^+ -Zustand bei einer Anregungsenergie von 1886,7 keV sind auch hier die Abweichungen beträchtlich. Dies stellt einen weiteren Hinweis auf die schon im vorherigen Abschnitt diskutierte mögliche Mischung zwischen den beiden Banden dar.

Zustand bei einer Anregungsenergie von 1473,1 keV

In der Reaktion $^{233}\text{U}(d,p)$ wurde ein Zustand bei einer Anregungsenergie von 1473 keV beobachtet [Bjø68]. Dieser Zustand konnte aber keiner Bande zugeordnet werden und ist daher nicht näher untersucht worden. Die hier beobachtete Koinzidenz zwischen 546,4 keV und den beiden Zerfällen des 2^+ -Zustands bei 926,7 keV, könnte durch einen Zerfall dieses Zustands, über den sonst nichts weiter bekannt ist, in den 2^+ -Zustand erklärt werden. Allerdings bleibt dann unklar, warum dieser Zustand populierte wurde, denn er wurde in der älteren Messung in der $^{235}\text{U}(d,t)$ -Reaktion nicht beobachtet [Bjø68].

Zustand bei einer Anregungsenergie von 1496,1 keV

Dieser Zustand ist aus dem β -Zerfall von ^{234}Pa bekannt [Ard86]. Er zerfällt mit einer Übergangsenergie von 569,4 keV in den 2^+ -Zustand bei 926,7 keV. Dies kann bestätigt werden, da die entsprechende Koinzidenz der Linie bei 569,4 keV mit den Zerfällen des 2^+ -Zustands vorliegt. Auch der nächststärkere γ -Zerfall dieses Zustands mit einer Energie

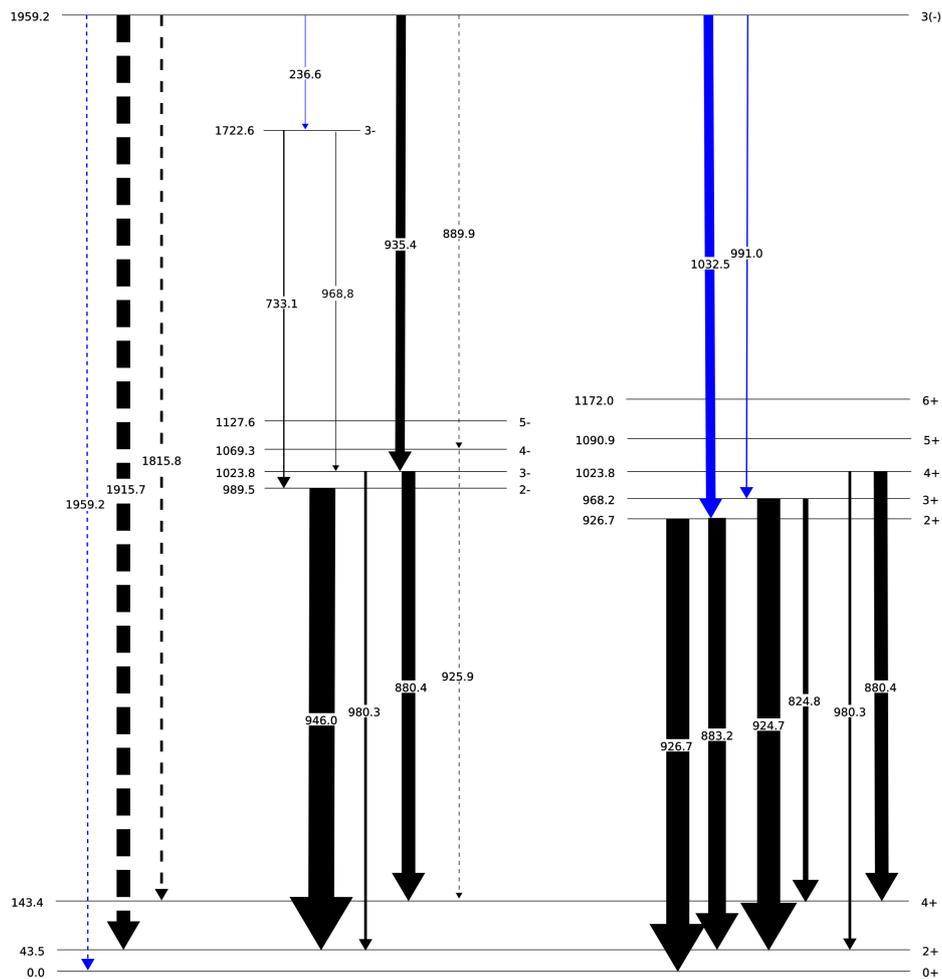


Abbildung 3.12.: Zerfallschema des Zustands bei 1959 keV. Der Zerfall über den Zustand bei 1722,6 keV ist so bisher nicht bekannt gewesen, ebenso die Übergänge mit Energien von 1032,5 keV und 991,0 keV. Die Kaskade von 889,4 keV und 925,9 keV konnte leider nicht einwandfrei bestätigt werden. Bei den direkten Übergängen in die Grundzustandsbande stimmt die Energie nicht ganz.

von 369,5 keV kann im Spektrum als schwache Linie identifiziert werden. Allerdings reicht hier die Statistik nicht mehr aus, um Aussagen über Koinzidenzen zu machen. Da auch dieser Zustand in der $^{235}\text{U}(\text{d,t})$ -Reaktion nicht direkt gebildet wird [Bjø68], muss es unbeobachtet Zerfälle aus höheren Zuständen geben, die diesen bevölkern.

Zustand bei einer Anregungsenergie von 1693,3 keV

Dieser Zustand wurde bereits in der $^{235}\text{U}(\text{d,t})$ -Reaktion beobachtet [Bjø68] und als Bandenkopf einer Rotationsbande mit $K^\pi=5^-$ identifiziert. Die bei der Untersuchung des β -Zerfalls von ^{234}Pa beobachteten Zerfälle dieses Zustands mit Übergangsenergien von 669,5 keV, 602,4 keV und 521,5 keV [Ard86], können durch die Beobachtung entsprechender Koinzidenzen bestätigt werden. Die Linie bei 521,5 keV ist koinzident zu

der Linie bei 875,7 keV und die Linie bei 669,5 keV ist koinzident zu den Linien bei 880,4 keV und bei 980,3 keV. Bei der Übergangsenergie von 602,4 keV handelt es sich um eine schwache Linie zu der keine Koinzidenzen gefunden wurden.

Zustand bei einer Anregungsenergie von 1749,6 keV

Auf Grund einer Koinzidenz zwischen 658 keV und 946 keV wird ein Zustand bei 1749,6 keV angenommen. In der $^{233}\text{U}(\text{d},\text{p})$ -Reaktion wurde bereits ein Zustand bei dieser Energie beobachtet und in der $^{235}\text{U}(\text{d},\text{t})$ -Reaktion ein Zustand bei 1747,1 keV, der als 6^- -Zustand der Bande mit Bandenkopf bei 1722,6 keV gedeutet wurde [Bjø68]. Es liegt nahe, dass es sich bei diesen beiden Zuständen um den selben handelt.

Zustand bei einer Anregungsenergie von 2043,1 keV

Auf Grund einer deutlichen Koinzidenz zwischen 1053,6 keV und 946,0 keV wird ein bisher unbekannter Zustand bei 2043,1 keV vorgeschlagen. Die Abbildung 3.13 zeigt die entsprechenden Schnittspektren. Möglicher Weise handelt es sich bei diesem Zustand um den Zustand den Bjørnholm et al. auch in der $^{235}\text{U}(\text{d},\text{t})$ -Reaktion gesehen und mit einer Anregungsenergie von etwa 2038,6 keV angegeben haben [Bjø68].

3.4. Zwei-Phononenzustand im Isotop ^{234}U

Die starken Übergänge des 4^+ -Zustands bei einer Anregungsenergie von 1886,7 keV in die γ -Vibrationsbande, die in dieser Arbeit auf Grund der Beobachtungen entsprechender Koinzidenzen zum ersten Mal etabliert wurden, führen zu der Frage, ob es sich bei diesem Zustand möglicher Weise um die Zwei-Phononen- γ -Vibration handelt bzw. ob dieser Zustand einen deutlichen Anteil dieser kollektiven Anregung enthält. Solche Zwei-Phononenanregungen zeichnen sich durch starke kollektive Übergänge in die jeweiligen Ein-Phononenzustände aus, wobei die direkten Übergänge in die Grundzustandsbande verboten sind, da dabei mehr als ein Phonon vernichtet würde.

Die K-Quantenzahlen der Zwei-Phononenanregungen ergeben sich als algebraische Summe und Differenz der K-Werte der beteiligten Phononen. Die Anregungsenergie ergibt sich im Grenzfall eines vollständig harmonischen Oszillators als Summe der Phononenenergien [Cas00]. Die Zwei-Phononen- γ -Vibrationen sollten also als $K=0^+$ -Zustand und als $K=4^+$ -Zustand bei etwa einer Energie von $2E_\gamma$ auftreten. Die erste Beobachtung eines Zwei-Phononenzustands in einem deformierten Kern stammt von Börner et al. [B91], die im Isotop ^{168}Er die Zwei-Phononen- γ -Anregung mit $K=4^+$ gefunden haben. Weitere Zwei-Phononen- γ -Anregungen mit $K=4^+$ sind aus den Isotopen ^{164}Dy [Cor97], ^{166}Er [Fah96] und ^{232}Th [Kor93] bekannt, wobei letzteres die einzige Beobachtung eines Zwei-Phononenzustands bei einem Kern mit $A \geq 230$ darstellt. Die Beobachtung von solchen Multi-Phononen-Anregungen stellt damit in deformierten Kernen anders als in sphärischen Kernen, wo oft Anregungen mit zwei oder drei oder sogar mehr Phononen bekannt sind, eher die Ausnahme dar. In der Regel liegen die erwarteten Energien für

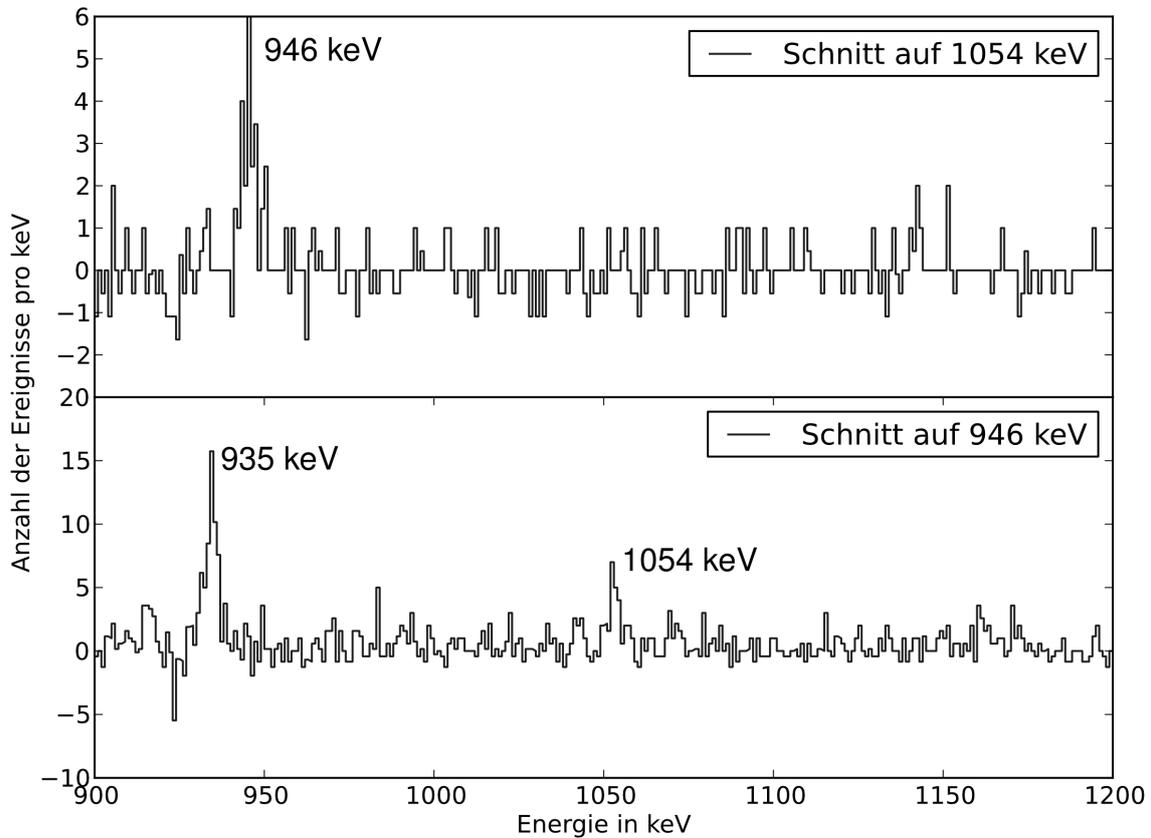


Abbildung 3.13.: Schnitterspektren zu 1054 keV und 935 keV. Auf Grund der deutlichen Koinzidenz wird ein neuer Zustand bei 2043,1 keV angenommen.

Zwei-Phononzustände schon oberhalb der Paarungsenergie und somit in einem Bereich mit einer hohen Zwei-Quasiteilchendichte, so dass auf Grund von Mischung mit diesen der Zwei-Phononen-Charakter der Anregung mit großer Wahrscheinlichkeit verloren geht. Darüber hinaus kann es vorkommen, dass das Pauli-Prinzip einen Zwei-Phononzustand verhindert, da eine bestimmte Konfiguration die für den Ein-Phononzustand wichtig ist, für den Zwei-Phononzustand nicht mehr zur Verfügung steht. Dieser Effekt wird als „Blocking“ bezeichnet [Cas00]. Die Frage nach der grundsätzlichen Existenz dieser Anregungsart in deformierten Kernen ist in der Vergangenheit immer wieder teilweise kontrovers diskutiert worden [Wu01, Bur02, Wu02] und ist bis heute nicht entschieden. Burke argumentiert z.B., dass viele der vorgeschlagenen Zwei-Phononzustände sich besser als eine mögliche Hexadekapolvibration erklären lassen [Bur94].

Der einzige unumstrittene Zwei-Phononzustand, der im Bereich der schweren deformierten Kerne mit $A \geq 230$ bisher bekannt ist, ist der bereits erwähnte $K=4^+$ -Zustand im Isotop ^{232}Th bei einer Anregungsenergie von 1414 keV. Die Anregungsenergie der γ -Vibration beträgt in diesem Kern 785,3 keV und liegt damit verhältnismäßig niedrig, was auf eine hohe Kollektivität dieses Zustands schließen lässt. Die Energie des Zwei-Phononzustands beträgt somit $1,8E_\gamma$. Zu erst nachgewiesen wurde der fragliche

Zustand durch Coulomb-Anregung [Kor93], was eine Methode darstellt, die besonders empfindlich für kollektive Zustände ist. In einem Nachfolge-Experiment wurde schließlich die Lebensdauer dieses Zustands gemessen und somit die absolute Übergangsstärke bestimmt [Kor95]. In einer späteren Untersuchung wurde die Spin-Zuordnung und damit die Interpretation als Zwei-Phononenzustand in Frage gestellt [Ger97], die erneute Untersuchung der γ -Zerfälle des Zustands durch Martin et al. [Mar00] bestätigt aber letztendlich wiederum die Zwei-Phononen-Hypothese.

Bei dem in dieser Arbeit untersuchten Isotop ^{234}U handelt es sich nun um ein Isoton ($N=142$) zu ^{232}Th . Da kollektive Eigenschaften in der Regel von einem Kern zum nächsten keine großen Änderungen erfahren, erscheint die Existenz des Zwei-Phononenzustands mit $K=4^+$ in ^{234}U wahrscheinlich. Die Anregungsenergie der γ -Vibration ist in ^{234}U mit 926,7 keV etwas höher und konsequenter Weise erscheint auch der Kandidat für eine Zwei-Phononenanregung mit $K=4^+$ bei einer deutlich höheren Anregungsenergie von 1886,7 keV, was einem Verhältnis der Anregungsenergien von 2,035 entspricht. Allerdings werden neben den starken Übergängen dieses Zustands in die γ -Bande, noch weitere schwächere Übergänge beobachtet, insbesondere auch ein Übergang in die Grundzustandsbande, der für einen Zwei-Phononenzustand verboten wäre. Leider wurde in keinem der bisher veröffentlichten Experimente zum Isotop ^{234}U , die sensitiv auf kollektive Eigenschaften waren, der 4^+ -Zustand mit einer Anregungsenergie von 1886,7 keV beobachtet. Dies liegt entweder daran, dass die maximale Anregungsenergie, die in dem entsprechenden Experiment erreicht wurde, nicht ausreichend war [Boy73, McG74] oder dass sich die Untersuchung nur auf die Grundzustandsbande konzentriert hat [Hel91]. Die in dem in dieser Arbeit vorgestellten Experiment verwendete Ein-Neutronen-Transferreaktion ist im Prinzip wenig geeignet zur Untersuchung kollektiver Eigenschaften. Kollektive Zustände werden in einer solchen Reaktion nur über den Anteil einzelner Zwei-Quasiteilchen-Konfigurationen an der Mischung angeregt, die den entsprechenden Zustand darstellt. Der γ -Vibrationszustand im Isotop ^{234}U bei einer Anregungsenergie von 926,7 keV wird in dieser Reaktion über die Konfiguration $3/2[761]+7/2[743]$ nur schwach angeregt. In der Reaktion $^{233}\text{U}(d,p)$ dagegen wird er über die Konfiguration $5/2[633]-1/2[631]$ deutlich stärker angeregt [Bj68]. Genau anders herum verhält es sich mit dem 4^+ -Zustand, der hier als möglicher Zwei-Phononenzustand in Erwägung gezogen wird, er wird in der Reaktion $^{235}\text{U}(d,t)$ stark und in der Reaktion $^{233}\text{U}(d,p)$ nicht bevölkert. Da die Ein-Phononen-Anregung anscheinend keinen nennenswerten Anteil enthält, der in der Reaktion $^{235}\text{U}(d,t)$ zugänglich ist, erscheint es verwunderlich, dass ausgerechnet der Kandidat für einen Zwei-Phononenzustand in dieser Reaktion so stark bevölkert wird und wiederum in der Reaktion $^{233}\text{U}(d,p)$ nicht.

Auf Grund der Daten aus der älteren Transfer-Messung wird dem 4^+ -Zustand bei einer Anregungsenergie von 1886,7 keV die Zwei-Quasiteilchen-Konfiguration $1/2[501]+7/2[743]$ zugeordnet [Bj68]. Die entscheidenden Zwei-Quasiteilchen-Anteile an einer γ -Vibration zeichnen sich nach Casten [Cas00] durch $\Delta K=\pm 2$, $\Delta \lambda=\pm 2$ und $\Delta n_z=0$ aus. Die obige Konfiguration wäre somit kein Kandidat für einen deutlichen Anteil an der γ -Vibration. Hierdurch lässt sich übrigens auch erklären, dass die Anregung der γ -Vibration über die Konfiguration $3/2[761]+7/2[743]$ in der Reaktion $^{235}\text{U}(d,t)$ deutlich schwächer war,

als die Anregung über die Konfiguration $5/2[633]-1/2[631]$ in der Reaktion $^{233}\text{U}(\text{d,p})$. Unter den in der Reaktion $^{235}\text{U}(\text{d,t})$ zugänglichen Zuständen, die von Bjørnholm et al. berücksichtigt wurden [Bjø68] gibt es letztendlich keinen, der die Bedingungen für einen starken Anteil an der γ -Vibration erfüllt. Eine starke Population der γ -Bande und der entsprechenden Zwei-Phononenbanden wäre daher in dieser Reaktion nicht zu erwarten.

Natürlich ist damit nicht gänzlich ausgeschlossen, dass der fragliche 4^+ -Zustand bei einer Anregungsenergie von 1886,7 keV nicht doch auch einen Anteil der Zwei-Phononen- γ -Vibration enthält. Um dies genauer zu untersuchen, müsste vor allem die Lebensdauer dieses Zustands bestimmt werden und daraus die absolute Übergangsstärke der Übergänge in die γ -Bande, um die Kollektivität dieser Übergänge zweifelsfrei nachzuweisen. Dann sollte aber auch der Multipol-Charakter der einzelnen Übergänge genauer untersucht und die Zuordnung der Quantenzahlen überprüft werden. Sicherlich wäre eine weitere genauere Untersuchung des Charakters dieses Zustands und auch des 3^+ -Zustands bei 1959,2 keV, der ebenso starke Übergänge in die γ -Bande aufweist, lohnenswert. Grundsätzlich bleibt die Frage nach den Zwei-Phononenanregungen in den schweren deformierten Kernen mit $A \geq 230$ interessant. Es fragt sich, ob das Auftreten der Zwei-Phononen- γ -Vibration im Isotop ^{232}Th eine isolierte Erscheinung ist oder ob sie sich nicht doch in anderen Kernen nachweisen lässt.

3.5. Zusammenfassung

Durch die neue Messung konnte das Termschema des doppelt-geraden Isotops um 12 γ -Übergänge ergänzt werden. Hierbei wurden die gemessenen $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen ausgenutzt und es wurden zum Teil ältere Einordnungen korrigiert. Die Abbildung 3.14 zeigt das Termschema wie es sich aus der Analyse der vorliegenden Daten ergibt. Darüber hinaus wurde als möglicher Kandidat für eine Zwei-Phononen-Vibrationsanregung der 4^+ -Zustand bei einer Anregungsenergie von 1886,7 keV ausführlich diskutiert.

4. Teilchenspektroskopie nach Transferreaktionen

Die Messung der Winkelverteilung der leichten Reaktionspartner nach einer Transferreaktion ist, wie bereits dargelegt, ein mächtiges Werkzeug zur Untersuchung der Kernstruktur, insbesondere der Einteilchenzustände. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die bereits bekannten ungeraden Isotope ^{231}Th und ^{233}U , sowie die beiden völlig unbekannt doppel-ungeraden Isotope ^{230}Pa und ^{232}Pa mit Hilfe der beiden Ein-Neutron-Transferreaktionen (d,p) und (d,t) untersucht. Die Messungen wurden am Q3D-Spektrometer des Mayer-Leibnitz-Laboratoriums (MLL) in Garching bei München durchgeführt. Dort steht eine Quelle für polarisierte Deuteronen zur Verfügung. Der Einsatz eines polarisierten Strahls ermöglicht es den totale Drehimpulsübertrag Δj direkt zu bestimmen und nicht nur, wie es in älteren Messungen in aller Regel gemacht wurde, den Bahndrehimpulsübertrag Δl .

4.1. Messung am Q3D-Spektrometer

Beim Q3D-Spektrometer (Abbildung 4.1) handelt es sich um ein magnetisches Teilchenspektrometer zum Nachweis der leichten Reaktionspartner bei direkten Reaktionen. Es besteht im Wesentlichen aus einem fokussierenden Quadrupolmagnet am Eingang und drei großen Dipolmagneten, die die einfallenden Teilchen entsprechend ihrer magnetischen Steifigkeit $B \cdot r = p/q$ separieren und auf einen Detektor in der Fokalebene lenken. Der maximale Öffnungswinkel beträgt bei voll geöffneten Blenden 11 msr. Das ganze Spektrometer ist auf Schienen um die Targetkammer drehbar gelagert. Der Winkelbereich im Laborsystem, der somit messbar ist, reicht von 0° bis 135° . Die Magnetfelder, die für die Abbildung eines bestimmten Reaktionsprodukts einer bestimmten Energie auf den Fokalebenedetektor nötig sind, werden mit einem Computerprogramm eingestellt und über NMR-Sonden automatisch stabilisiert ($\Delta E/E \approx 1 \cdot 10^{-4}$) [Wir01].

Bei dem Detektor in der Fokalebene handelt es sich um eine Proportionalitätskammer mit zwei Anodendrähten und einer in Streifen segmentierten Kathodenfolie für die Ortsmessung. Hinter der Gaskammer ist ein Szintillator eingebaut, in dem die Restenergie der einfallenden Teilchen gemessen wird. Mit Hilfe dieser Restenergiemessung und dem Energieverlust in der Gaskammer, der mit den Anodendrähten gemessen wird, ist eine Teilchenidentifikation möglich, die zur Untergrundunterdrückung herangezogen werden kann [Wir01].

Der Strahl für Q3D-Experimente wird in Garching von einem Tandembeschleuniger (maximaler Terminalspannung 13,5 MV) geliefert. Die Strahlenergie betrug für alle

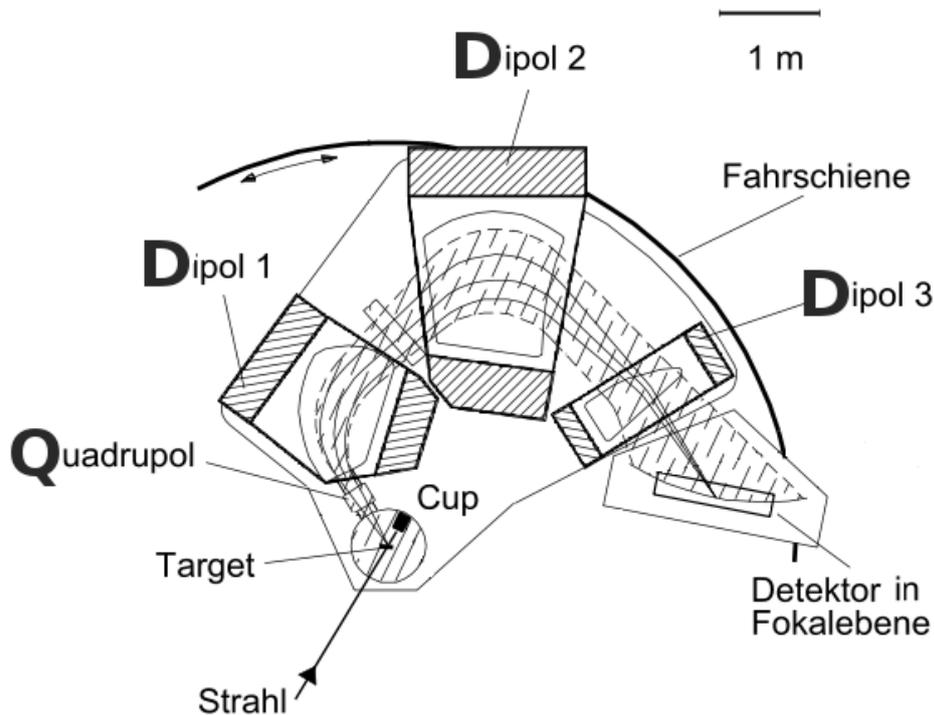


Abbildung 4.1.: Schematische Darstellung des Münchener Q3D Spektrometers inklusive Targetkammer. Der Quadrupolmagnet (Q) und die 3 Dipolmagneten (D) geben dem Spektrometertyp seinen Namen. Es können Winkel zwischen 0° und 135° abgefahren werden. Der Öffnungswinkel für das Spektrometer beträgt 11 msr. [Wir01]

vermessenen Reaktionen 22 MeV. Als Quelle für die polarisierten Deuteronen wurde die Stern-Gerlach-Quelle eingesetzt [Her05]. Die Vektorpolarisation wurde unmittelbar vor den eigentlichen Messungen mit Hilfe einer bekannten Reaktion an einem ^{65}Cu -Target bestimmt und betrug 80%. Insgesamt stand eine Woche Strahlzeit zur Verfügung. Es wurden jeweils Spektren für 8-9 Winkel zwischen 5° und 45° mit beiden Polarisationsrichtungen aufgenommen. Der Strahlstrom betrug zwischen 600 nA und 900 nA. Der kleinste Winkel, der für die (d,p)-Messungen messbar war, betrug dabei 7° . Bei kleineren Winkeln wird bei dieser Reaktion der Untergrund aus gestreuten Strahlteilchen zu massiv. Auf Grund der größeren magnetischen Steifigkeit der Tritonen ist es bei den (d,t)-Reaktionen möglich auch noch 5° zu messen, ohne dass Probleme mit dem Untergrund auftreten. Pro Winkeleinstellung wurden für jede Polarisationsrichtung je nach verfügbarem Strahlstrom und Wirkungsquerschnitt der Reaktion eine bis zwei Stunden gemessen. Die Tabelle 4.1 enthält einen Überblick über die verschiedenen gemessenen Reaktionen. Auf Grund der ähnlichen Q-Werte zwischen den Reaktionen mit den bekannten Isotopen und den Reaktionen mit den Protactiniumisotopen, können die bekannten Reaktionen zur Energieeichung der Protactinium-Messungen dienen.

Target	Reaktion	Endkern	Q-Wert in MeV	Winkelbereich	Bemerkung
^{230}Th	(\vec{d},p)	^{231}Th	2,893 45(20)	7° bis 45°	18 Spektren
^{231}Pa	(\vec{d},p)	^{232}Pa	3,325(8)	7° bis 45°	18 Spektren
^{234}U	(d,p)	^{235}U	3,072 92(23)	35°	zur Eichung
^{230}Th	(d,t)	^{229}Th	-0,5366(23)	20°	zur Eichung
^{231}Pa	(\vec{d},t)	^{230}Pa	-0,563(3)	5° bis 45°	18 Spektren
^{234}U	(\vec{d},t)	^{233}U	-0,5874(21)	5° bis 35°	14 Spektren

Tabelle 4.1.: Übersicht über die am Münchener Q3D vermessenen Reaktionen. Die Q-Werte stammen aus [Aud03]. Die Reaktionen mit den bekannten Isotopen können auf Grund der ähnlichen Q-Werte für die Eichung der Protactinium-Isotope benutzt werden.

Die drei verwendeten Targets stammen aus dem Targetlabor des MLL und hatten eine Dicke (Massenbelegung) von $140 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ bzw. $160 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ im Falle des Urantargets. Bei allen drei Targets ist das eigentliche Targetmaterial auf einer dünnen Trägerfolie aus Kohlenstoff aufgedampft. Alle drei Targetmaterialien sind radioaktiv und erfordern somit besondere Sorgfalt beim Umgang. Besonders kritisch ist dabei das ^{231}Pa -Target. Die Halbwertszeit beträgt $3,3 \cdot 10^4$ Jahre und die Aktivität des Targets 28 kBq. Die eigentliche Problematik liegt aber weniger in der direkten Eigenaktivität als vielmehr in den hochaktiven Zerfallsprodukten dieses Isotops. Der Tochterkern ^{227}Ac aus dem α -Zerfall hat beispielsweise nur eine Halbwertszeit von 21,7 Jahren und alle anderen Zerfallsprodukte sind nochmals um Größenordnungen kurzlebiger und damit aktiver. Dies macht besonderen Aufwand beim Umgang mit dem Target nötig, insbesondere darf das Targetmaterial nie außerhalb von geschlossenen Behältern gelagert oder bearbeitet werden [Thi10].

4.2. Datenaufbereitung und Analyse

Als Datenaufnahmesystem wird auch in Garching MAR_aBQ_U [Lut07] verwendet, dass auf dem ROOT Toolkit [Bru10] aufsetzt. Der erste Schritt der Datenaufbereitung nach der Messung besteht darin, aus den Rohdaten des Streifendetektors in der Fokalebene die Ortsinformationen zu gewinnen. Dies wird grob bereits online während der Messung gemacht, bei der Datenaufbereitung nach der Messung können hierfür allerdings aufwendigere und genauere Algorithmen eingesetzt werden. Außerdem werden in diesem Schritt die Daten durch verschiedene zusätzliche Bedingungen, so weit dies möglich ist, von Untergrund befreit. Das Vorgehen in diesem frühen Schritt der Datenaufbereitung entspricht dem von Wirth [Wir01] beschriebenen Verfahren. Darüber hinaus empfiehlt es sich, in diesem Schritt die Spektren aus verschiedenen Messungen zusammenzufassen, die zur gleichen Kombination aus Reaktion, Winkel und Polarisationsrichtung gehören. Für die hier untersuchten vier Reaktionen ergeben sich so insgesamt 70 Spektren.

Die weitere Analyse der Spektren erfolgte mit den in Köln neu entwickelten Analyseprogramm HDTV, das für die Verarbeitung vieler Spektren konzipiert und dessen

Entwicklung speziell für diese Auswertung voran getrieben wurde (siehe Anhang A.1). In den einzelnen Spektren wurden alle Peaks gefittet und ihr jeweiliger Peakinhalt bestimmt. Als Fitfunktion wurde ein Gauss-Funktion mit einseitigem Ausläufer (siehe hierzu Dokumentation zu TV[Fit00] und HDTV [Bra10]) verwendet. Die durchschnittliche Breite der Peaks (FWHM) betrug etwa 7 keV. Die Ergebnisse der Fits wurden in einem selbstentwickelten XML-Format abgespeichert, das die einfache Weiterverarbeitung mit Skripten ermöglicht. Insgesamt wurden so etwa 3400 Peaks untersucht. Alleine auf Grund der Menge der Daten und der bei den vier Reaktionen doch recht ähnlichen Arbeitsschritten, war es sinnvoll möglichst viel mit Hilfe von Skripten zu automatisieren. So ist im Laufe der Analyse eine umfangreiche Sammlung an Python-Modulen entstanden, die im Anhang A.2 vorgestellt werden.

4.2.1. Eichung der Spektren

Die Energie der leichten Reaktionspartner ergibt sich aus der Position, an der sie im Fokalebeneendetektor nachgewiesen werden. Damit entsprechen die erzeugten Ortsspektren Energiespektren. Die Anregungsenergie E^* des Targetkerns folgt aus der Energieerhaltung:

$$E_{\text{Strahl}} + Q = E_{\text{Teilchen}} + E^* + E_{\text{Rückstoß}}$$

Insofern entsprechen die Q3D-Spektren direkt dem Anregungsspektrum des Targetkerns.

Zur Eichung der Spektren können bei den Uran- und Thoriumisotopen bereits bekannte Zustände aus diesen Isotopen herangezogen werden. Bei den Protactiniumisotopen ist dies nicht möglich, da dort bisher keine angeregten Zustände bekannt sind. Hier muss die Eichung daher aus den Eichungen der Nachbarisotopen unter Berücksichtigung der Q-Werte gewonnen werden. Zu diesem Zweck wurde für beide Reaktionen am ^{231}Pa -Target für jeweils einen Winkel bei den gleichen Magnetfeldeinstellungen auch die entsprechende Reaktion am ^{234}U -Target und am ^{230}Th -Target vermessen. Durch die konstante Magnetfeldeinstellung wird dabei erreicht, dass die Energie des leichten Teilchens E_{Teilchen} zwischen den verschiedenen Reaktionen vergleichbar bleibt, denn Teilchen gleicher Energie und Art werden so auf dieselbe Position im Detektor abgelenkt und somit im selben Kanal im Spektrum einsortiert. Aus der Energieerhaltung und der Impulserhaltung wird die unbekannte Rückstoßenergie eliminiert und man erhält:

$$E^* + Q = \left(1 + \frac{m_T}{M}\right) E_T - \left(1 - \frac{m_S}{M}\right) E_S - \frac{2}{M} \sqrt{m_S E_S m_T E_T} \cos \theta$$

wobei hier E_T und E_S die Energien des leichten Teilchens und des Strahlteilchens, m_T und m_S die entsprechenden Massen sind, M ist die Masse des Targets und θ der Streuwinkel (ausführliche Rechnung siehe Anhang A.3). Alle Terme auf der rechten Seite sind zwischen den Eichmessungen konstant gehalten worden, so dass bei der Übertragung der Eichung nur eine konstante Verschiebung entsprechend der Differenz der Q-Werte zu berücksichtigen ist.

4.2.2. Absolute Wirkungsquerschnitte

Um aus den gemessenen Peakvolumina $N(\theta)$ absolute Wirkungsquerschnitte bestimmen zu können, wurde während jeder Messung der Strahlstrom in einem Faraday-Cup aufintegriert, die Ladung digitalisiert und mit einem „Scaler“ ausgelesen. Aus dem Scaler-Wert kann bei bekannter Einstellung des Digitizers die gesamte aufgesammelte Ladung in Coulomb bestimmt werden und daraus die Anzahl der Strahlteilchen. Für jede Messung werden zwei solche Scaler-Werte bestimmt. Der eine Wert SCA1 entspricht der gesamten während der Messzeit angesammelten Ladung, während der zweite Scaler SCA3, nur dann inkrementiert wurde, wenn das Datenaufnahmesystem gerade nicht aufnahmebereit war. Hieraus ergibt sich somit der Wert $SCA0 = SCA1 - SCA3$, der die Totzeit des Datenaufnahmesystems berücksichtigt. Darüber hinaus muss aber noch die Totzeit des Fokalebenendetektors berücksichtigt werden. Hierfür wird ausgenutzt, dass immer wenn das Datenaufnahmesystem ein Triggersignal sieht, aber der Detektor gerade nicht aufnahmebereit ist und somit keine sinnvollen Daten liefert, der nullte Kanal in allen Spektren inkrementiert wird. Aus dem Verhältnis des Inhalts dieses nullten Kanals zu allen Einträgen im Spektrum ergibt sich somit die relative Totzeit t_{tot} des Detektors. Hieraus ergibt sich letztendlich der totzeitkorrigierte Scalerwert $SCA = SCA0 - t_{\text{tot}}$. Dieser Wert muss für jedes Spektrum einzeln bestimmt werden. Mit seiner Hilfe ist es dann möglich die totzeitkorrigierte Anzahl der Strahlteilchen N_{ges} zu bestimmen.

In den Normierungsfaktor, mit dem der absolute Wirkungsquerschnitt aus den einzelnen Peakvolumina berechnet werden kann, gehen außer dem totzeitkorrigierten Strahlstrom N_{ges} noch eine Reihe von weiteren Größen ein. Es gilt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{N(\theta)}{d\Omega \cdot N_{\text{ges}} \cdot F_{\text{target}}}$$

wobei der Raumwinkel $d\Omega$ von der Stellung der X und Y Schlitze am Eingang des Q3D-Spektrometers und die Flächendichte F_{target} des Targets (in Kerne pro Flächeneinheit) von der Massenbelegung und der Stellung des Targets relativ zum Strahl abhängt. Zur Berechnung des Normierungsfaktors existiert das Programm „intens4“, das eine lange Liste mit den relevanten Größen als Input erwartet (siehe Tabelle 4.2), alle nötigen Berechnungen macht und am Ende den Normierungsfaktor ausgibt, mit dem die gemessenen Peakvolumina in absolute Wirkungsquerschnitte umgerechnet werden können. Um diese ganze Prozedur zu automatisieren, weniger fehleranfällig zu machen und den Output in ein für die weitere Analyse brauchbares Format zu bringen, wurden die Python-Module `get_scaler.py` und `calc_intens.py` entwickelt (siehe Anhang A.2).

4.2.3. DWBA-Computercode: CHUCK3

Die sich bei einer Transferreaktion ergebenden Winkelverteilungen des Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke sind charakteristisch für den bei der Reaktion übertragenen Bahndrehimpuls Δl bzw. den Gesamtdrehimpulsübertrag Δj (vgl. Abschnitt 2.5). Um nun aus den experimentell bestimmten Winkelverteilungen die Drehimpulsüberträge und damit die Quantenzahlen der angeregten Zustände bestimmen zu können, werden

1. Strahlenergie
 2. Strahlteilchen
 3. Targetmasse
 4. Reaktionsprodukt
 5. Endkern
 6. Exponent des Integrator (Brookhaven Digitizer)
 7. Scale für den Integrator (Brookhaven Digitizer)
 8. X-Schlitzbreite
 9. Y-Schlitzbreite
 10. Streuwinkel, auf den das Q3D-Spektrometer eingestellt war
 11. Winkel des Targets zum Strahl
 12. Massenbelegung des Targets
 13. Totzeitkorrigierter Scaler-Wert
-

Tabelle 4.2.: *Inputwerte für „intens4“. Mit Hilfe dieser Angaben berechnet das Programm „intens4“ einen Normierungsfaktor zur Umrechnung der gemessenen Peakvolumina in absolute Wirkungsquerschnitte.*

diese mit den theoretisch erwarteten Winkelverteilungen für vorgegebene Drehimpulsüberträge verglichen.

Die theoretische erwarteten Winkelverteilungen ergeben sich hierbei aus einer DWBA-Rechnung. Für diese DWBA-Rechnung wurde der Computercode CHUCK3 benutzt. Bei CHUCK3 handelt es sich um einen Fortran-Code, der bereits seit über 20 Jahren im Einsatz ist. Obwohl CHUCK3 seitdem für sehr viele veröffentlichte Ergebnisse benutzt wurde (eine entsprechende Suche bei „Web of Science“ ergibt etwa 800 Artikel), ist die Dokumentation des Codes eher dürftig. Außer dem Quellcode selber, der aber kaum dokumentiert ist, liegen nur verschiedene eingescannte und zum Teil handschriftliche Versionen einer Dokumentation von CHUCK3 und DWUCK4 vor, das ein ähnliches Programm vom selben Autor ist [Com, Kuna, Kunc, Kunb]. Hilfreich waren darüber hinaus die Doktorarbeiten von Wirth [Wir01] und Maghoub [Mah08].

Die Parametrisierung für das optische Potential, die für DWBA-Rechnungen mit CHUCK3 üblicher Weise verwendet wird, enthält verschiedene Terme:

Volume Woods-Saxon: $Vf(x_V) + iWf(x_W)$

Surface Woods-Saxon: $4W_D \frac{d}{dx_D} f(x_D)$

Spin-Orbit: $V_{SO}(s \cdot l) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(x_{SO})$

Coulomb-Potential: V_C

wobei $f(x)$ jeweils ein Woods-Saxons Formfaktor mit Radius r und „Diffuseness“ a ist. Werte für die einzelnen Parameter des optischen Potentials sind z.B. von Perey und Perey [Per76] oder von Daehnick [Dae80] tabelliert worden. Außerdem werden empirische Formeln angegeben, wie die Parameter von der Nukleonenzahl A des Kerns

```

1009000030000000
+100.  +00.  +00.5
+30+02+00+07
+00.1  +40.
+22.   +02.0136+01.   +234.  +92.   +01.3           +00.54  +02.   -00.
+01+01
+01.   -124.  +01.05  +00.86  +00.
+02.           +22.96  +01.43  +00.99
-04.   -14.   +00.75  +00.5  +00.
-00.5874+03.016 +01.   +233.  +92.   +01.3           +00.3  +01.   -00.04
+02+02
+01.   -159.89 +01.2  +00.75  +00.   -15.24  +01.4  +00.84
+02.
-04.   -05.   +01.2  +00.72  +00.
-02-01+04+01+07+01+00+00-225.           +00.845
-05.762 +01.0087+00.   +233.  +92.           +00.85           +00.04
-01.   -01.   +01.17  +00.75  +25.
+01.   +04.   +07.   +01.   +60.   +00.
+00+00

```

Tabelle 4.3.: *Input-Datei für CHUCK3 zur Berechnung der Winkelverteilungen für die Transferreaktion $^{234}\text{U}(\vec{d},t)^{233}\text{U}$ mit dem $\gamma/2^+$ -Zustand bei 40 keV als Endzustand.*

und der Strahlenergie E abhängen. Mit Hilfe dieser sogenannten globalen optischen Parameter, die an eine große Zahl von Kernen in einem möglichst großen Energiebereich angepasst wurden, ist es möglich einen Parametersatz für einen bestimmten Kern bei einer bestimmten Energie zu erhalten. Naturgemäß können diese globalen Parametersätze den einzelnen Kern nicht optimal beschreiben. Die übliche Herangehensweise [Kon03] ist es daher, zu erst einen geeigneten lokalen Parametersatz zu finden. Dafür wird der Transfer zu gut bekannten Zuständen des Endkerns genauer untersucht und die optischen Parameter variiert bis eine möglichst gute Übereinstimmung der errechneten Winkelverteilungen mit den gemessenen erreicht wird. Mit den auf diese Art ermittelten Parametern können dann neue oder wenig bekannte Zustände untersucht werden. In dieser Arbeit wurden die Parameter nach Perey und Perey [Per76] als Ausgangspunkt für die Suche nach dem lokal besten Parametersatz verwendet. Weitere Bemerkungen zu den einzelnen Parametern finden sich im Anhang A.5.

CHUCK3 erwartet seinen Input in einer ganz bestimmten Formatierung, die noch auf Lochkarten zurück geht, weshalb in der Dokumentation die einzelnen Zeilen dieser Input-Datei als Karten bezeichnet werden. Die Abbildung 4.3 zeigt eine typische Input-Datei. Hier ist die genaue Position und Formatierung jeder einzelnen Zahl wichtig, sonst kommt es zu Fehlern beim Einlesen.

Diese Datei kann grob in drei Blöcke unterteilen werden, zuerst kommen ein paar

4. Teilchenspektroskopie nach Transferreaktionen

```

1009000030000000
# card2: angle card
+THETAN +THETA1 +DTHETA
# card 3
+30+NLTR+LTRT+LTRT
# card 4:
+00.1 +40.
# card 5: description of channel 1 = elastic channel
+EN +FM +Z +FMA +ZA +RY +PNLOC +FS -FN
+01+01
# potential type 1 = Volume Woods-Saxon
+01. -V +rV +aV +00.
# potential type 2 = Surface Woods-Saxon
+02. +4WD +rD +aD
# potential type 4 = Spin-Orbit
-04. -Vso +rso +aso +00.
# card 5: description of channel 2 = transfer channel
-Q +FM +Z +FMA +ZA +RY +PNLOC +FS -FN
+02+02
# potential type 1 = Volume Woods-Saxon
+01. -V +rV +aV +00. -W +rW +aW
# potential type 2 = Surface Woods-Saxon (is not used here!)
+02.
# potential type 4 = Spin-Orbit
-04. -Vso +rso +aso +00.
# card 6: description of coupling
-02-01+LA+IS+JS+IC+00+00-ABETA1 +FNRNG
# card 7: form factor
-B +FM +Z +FMA. +ZA +PNLOC +FN
# potential type 1 = Volume Woods-Saxon
-01. -x. +rV +aV +lambda
+FFN +FFL +FFJ +FFS +60. +00.
+00+00

```

Tabelle 4.4.: Kommentierte Version einer CHUCK-Input-Datei, (die echte Input-Datei darf keine Kommentare enthalten). Die Bedeutung der Kürzel ist in der Tabelle 4.5 erklärt.

<u>card 2:</u>	
THETAN	Anzahl der Winkel
THETA1	Startwinkel
DTHETA	Schrittbreite zwischen den Winkeln
<u>card 3:</u>	
NLTR	Anzahl der Reaktionskanäle
LTRT	2 · Parität · Gesamtdrehimpulsübertrag (für jeden Kanal)
<u>card 5:</u>	
EN	Strahlenergie in MeV
Q	Q-Wert für diesen Reaktionskanal
FM	Masse des leichten Teilchens in diesem Kanal
Z	Ladung des leichten Teilchens in diesem Kanal
FMA	Masse des schweren Reaktionspartners
ZA	Kernladung des schweren Reaktionspartners
RY	Kernradiusparameter
PNLOC	“non-locality”-Parameter (tabelliert)
FS	2 · Spin des leichten Teilchens
FN	Anregungsenergie in diesem Reaktionskanal
<u>card 6:</u>	
LA	Bahndrehimpulsübertrag
IS	doppelter Spin des Transfer-Teilchens
JS	doppelter Gesamtdrehimpulsübertrag
IC	Art des Formfaktors (1= Einteilchen-Transfer)
ABETA1	Stärke der Kopplung (tabelliert)
FNRNG	“finit range” Korrektur (tabelliert)
<u>card 7:</u>	
B	Bindungsenergie des Transfer-Teilchens
x	Tiefe des Potentialtopfs wird von CHUCK3 berechnet
lambda	$\lambda = 25$
FM, Z, FMA, ZA, PNLOC und FN	siehe card5
FFN	Knotenzahl der Wellenfunktion (ohne Null und Unendlich)
FFL	Bahndrehimpulsübertrag
FFJ	doppelter Gesamtdrehimpulsübertrag
FFS	doppelter Spin des Teilchens

Tabelle 4.5.: Bedeutung der einzelnen Kürzel in der kommentierten Version der CHUCK-Input-Datei in Abbildung 4.4. Die Werte für PNLOC, FNRNG und ABETA1 sind vom Autor des CHUCK-Codes tabelliert worden (siehe auch Anhang A.6 in dieser Arbeit).

allgemeine Angaben, dann kommt eine Beschreibung der einzelnen Reaktionskanäle und im dritten Block kommen Angaben zur Kopplung. Bei den in dieser Arbeit untersuchten Einteilchen-Transferreaktionen sind zwei Kanäle zu berücksichtigen, der elastische Kanal und der eigentliche Transferkanal. Im elastischen Kanal wird das System „Target + Deuteron“ betrachtet, im Transferkanal das System „Endkern + Proton“ bzw. „Endkern + Triton“ und im Kopplungsteil das System „Kernrumpf + Transferteilchen“. Die Abbildung 4.4 zeigt eine kommentierte Version einer CHUCK-Input-Datei. Die Bedeutung der Kürzel ist in der Tabelle 4.5 erklärt. Um die Erzeugung dieser Input-Dateien und auch das Auslesen der Ergebnisse zu vereinfachen und zu automatisieren, wurde das Modul `run_chuck.py` im Rahmen dieser Arbeit entwickelt (siehe Anhang A.2).

4.2.4. Bestimmung der Quantenzahlen

Aus dem Vergleich der aus den DWBA-Rechnungen mit CHUCK3 folgenden Winkelverteilungskurven mit den experimentellen Werten können nun in vielen Fällen die Quantenzahlen bestimmt werden. Für die Rechnung werden dabei sphärischen Einteilchenzustände verwendet. Wie im Abschnitt 2.5 erläutert wird, hängt die Stärke, mit der ein Zustand mit Spin J in einer Transferreaktion gebildet wird, vom Anteil des sphärischen Einteilchenzustands mit dem Drehimpuls $j=J$ an der zugrundeliegenden Nilsson-Konfiguration ab. Daher weichen die berechneten Werte von den gemessenen Werten um eine Faktor ab, der ein Maß für den Anteil des entsprechenden sphärischen Einteilchenzustands an der Nilsson-Konfiguration ist. Dieser Faktor wird spektroskopische Stärke f_{spec} genannt (Definition wie in [Bur08]). Es gilt:

$$\sigma_{\text{calc}} = f_{\text{spec}} \cdot \sigma_{\text{DWBA}}$$

wobei die Größe der spektroskopischen Stärke f_{spec} jeweils durch einen Fit an die gemessenen Werte optimiert wird. Für jeden Zustand werden die theoretischen Winkelverteilungen für alle in Frage kommenden Quantenzahlen (siehe Tabelle 4.6) berechnet und im Vergleich zu den gemessenen Werten geplottet. Die Abbildung 4.2 zeigt dies exemplarisch für den Zustand bei einer Anregungsenergie von 894 keV im Isotop ^{233}U .

Um über den optischen Eindruck hinaus ein Kriterium für die Bewertung der Kurven zu haben, wurde für jeden Satz von Quantenzahlen das reduzierte χ^2 berechnet:

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum \left(\frac{x_{\text{calc}} - x_{\text{exp}}}{\Delta x_{\text{exp}}} \right)^2$$

wobei N die Anzahl der Messpunkte ist. Hierbei muss beachtet werden, dass die Analysierstärke eine deutlich andere Größenordnung hat als die Wirkungsquerschnitte. Würde man die Werte für die Analysierstärke und die Werte für die Wirkungsquerschnitte zusammen in die Formel für χ^2 einsetzen, würde sich hieraus eine unterschiedliche Wichtung der beiden Kurven ergeben. Daher wurde zuerst aus den berechneten Werten für den Wirkungsquerschnitt σ_{calc} und die Analysierstärke a_{calc} nach den in Anhang A.4 angegebenen Formeln, die getrennten Wirkungsquerschnitte $\sigma_{\text{up,calc}}$ und $\sigma_{\text{down,calc}}$ für die beiden Polarisationsrichtungen berechnet und diese dann zusammen mit den gemessenen

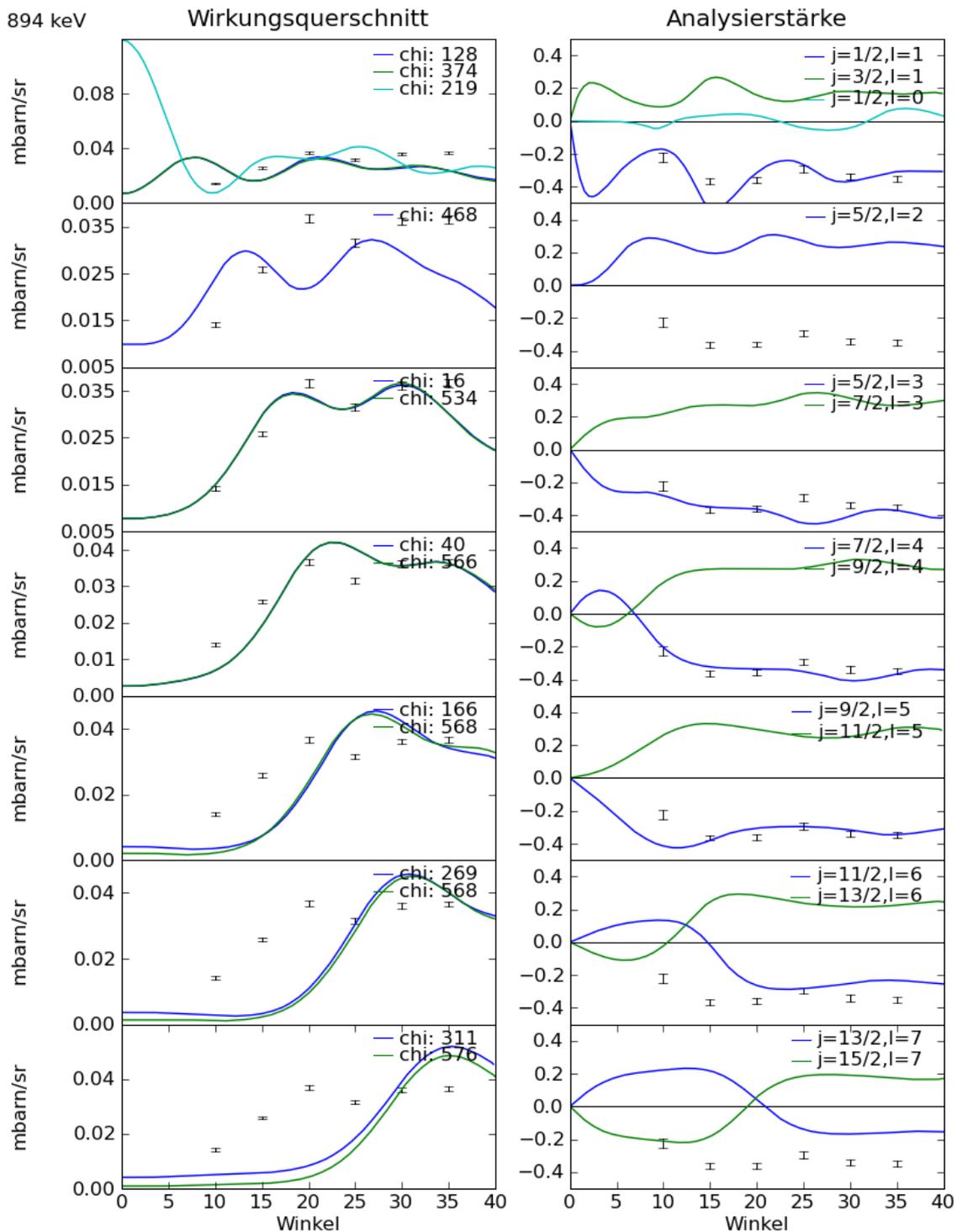


Abbildung 4.2.: Vergleich der experimentellen Werte mit den berechneten Winkelverteilungen für alle möglichen Quantenzahlen. Hier wird dies exemplarisch für den Zustand mit der Anregungsenergie von 894 keV im Isotop ^{233}U gezeigt.

4. Teilchenspektroskopie nach Transferreaktionen

	n	l	j	Angular Momentum ($\hbar\Omega/2\pi$)	Spin-Orbit Coupling ($1/2, 3/2, 5/2, 7/2, \dots$)	Number of Nucleons Shell	Total	Magic Number
$1j$	15/2	0	7	-15/2				
$3d$	3/2	2	2	3/2				
$4s$	1/2	3	0	1/2				
$2g$	7/2	1	4	7/2				
$1i$	11/2	0	6	11/2				
$3d$	5/2	2	2	5/2				
$2g$	9/2	1	4	9/2				
$1i$	13/2	0	6	13/2				
$3p$	1/2	2	1	-1/2				
$3p$	3/2	2	1	-3/2				
$2f$	5/2	1	3	-5/2				
$2f$	7/2	1	3	-7/2				
$1h$	9/2	0	5	-9/2				
$1h$	11/2	0	5	-11/2				

Tabelle 4.6.: Die Tabelle auf der linken Seite listet die in dieser Arbeit für die DWBA Rechnungen berücksichtigten sphärischen Einteilchenzustände auf, während rechts der entsprechende Ausschnitt aus dem Schalenmodell dargestellt ist [GM55]. In der Tabelle sind für jeden Zustand die Werte für die Quantenzahlen n , l und j angegeben. Bei der Knotenzahl n werden der Knoten am Nullpunkt und der bei Unendlich nicht mitgezählt.

Wirkungsquerschnitten in die Formel für χ^2 eingesetzt. Auf diese Weise wird sicher gestellt, dass alle Punkte gleich gewichtet werden.

Vorgehen bei den ungeraden Isotopen ^{233}U und ^{231}Th

Bei den beiden ungeraden Isotopen ^{233}U und ^{231}Th ergeben sich die Quantenzahlen der Zustände direkt aus dem Bahndrehimpulsübertrag Δl und dem Gesamtdrehimpulsübertrag Δj , da in diesem Fall das Target als doppelt-gerader Kern den Spin 0^+ hat. Es gilt demnach für jeden Zustand die Werte von Δl und Δj zu finden, für die die berechneten Kurven unter Berücksichtigung einer gefitteten spektroskopischen Stärke die experimentellen Werte am besten beschreiben. Dies ist für die meisten der beobachteten Werte durchaus möglich, auch wenn die χ^2 -Werte teilweise recht hoch sind. Da es sich bei der DWBA um eine grobe Näherung handelt, ist dies aber auch durchaus zu erwarten und kann toleriert werden, solange eine eindeutige Auswahl möglich ist.

Nachdem auf diese Weise Spin und Parität für die meisten beobachteten Zustände bestimmt wurden, wird versucht die Zustände in Rotationsbanden einzuordnen. Hierbei wird die erwartete Energiesystematik innerhalb von Rotationsbanden berücksichtigt (siehe hierzu auch Abschnitt 2.3):

$$E_{JK} = E_{qp} + A [J(J+1) - K^2 + \delta_{K,1/2} a (-1)^{(J+1/2)} (J+1/2)]$$

Letztendlich wird dann für die gefundenen Rotationsbanden noch die Verteilung der spektroskopischen Stärken auf die einzelnen Zustände der Bande angesehen und

so die zugrundeliegenden Nilsson-Konfigurationen untersucht. Als Vergleichswerte für die Verteilungen der spektroskopischen Stärken werden dabei die Werte von Burke et al. [Bur08] herangezogen. Dort werden sowohl experimentelle als auch theoretische Werte für die beiden Reaktionen $^{232}\text{Th}(d,t)^{231}\text{Th}$ und $^{230}\text{Th}(d,p)^{231}\text{Th}$ angegeben, wobei die experimentellen Werte zu $^{230}\text{Th}(d,p)^{231}\text{Th}$ aus der älteren Arbeit von White et al. [Whi87] stammen. Da für die in dieser Arbeit untersuchte Reaktion $^{234}\text{U}(d,t)^{233}\text{U}$ keine Informationen zu den spektroskopischen Stärken existieren, wurden stattdessen die Werte für $^{232}\text{Th}(d,t)^{231}\text{Th}$ verwendet. Dies scheint gerechtfertigt, da es sich bei ^{231}Th und ^{233}U um Isotone handelt, deren Anregungsspektrum ähnlich sein sollte. Dies gilt hier besonders, da auch ihre Grundzustandskonfiguration übereinstimmt. Bei Burke werden jeweils zwei theoretische Verteilungsmuster angegeben, eines der beiden wurde dabei unter Berücksichtigung von Corioliseffekten berechnet („perturbed“), während das andere diese Effekte nicht berücksichtigt („unperturbed“). Beide werden jeweils zum Vergleich gezeigt.

Vorgehen bei den doppelt-ungeraden Isotopen ^{230}Pa und ^{232}Pa

Bei doppelt-ungeraden Isotopen ^{230}Pa und ^{231}Pa ist die Situation komplizierter, da hier der Grundzustandsspin des Targetkerns mitberücksichtigt werden muss. Der Spin des Targets beträgt in den beiden untersuchten Fällen $J_T=3/2^-$. Für jeden möglichen Endspin können daher bis zu vier Anteile mit unterschiedlichem Drehimpulsübertrag Δj eine Rolle spielen. Bei der experimentellen Winkelverteilung handelt es sich um eine Überlagerung dieser vier Anteile. Die Überlagerung ergibt sich aus den einzelnen berechneten Verteilungen durch:

$$\sigma = \sum \langle J_T K_T j_i K_i | JK \rangle^2 f_i \sigma_i$$

hierbei wird also jeder Anteil mit der jeweiligen spektroskopischen Stärke und dem entsprechenden Clebsch-Gordan-Koeffizient gewichtet. Die Analysierstärke ergibt sich durch:

$$A_y = \left(\sum \langle J_T K_T j_i K_i | JK \rangle^2 f_i \sigma_i A_{yi} \right) / \sigma$$

hier wird jeder Beitrag mit seinem Anteil am Gesamtwirkungsquerschnitt σ gewichtet. Durch diese Überlagerungen verlieren die Winkelverteilungen im Vergleich zu dem einfacheren Fall mit doppelt-geradem Targetkern stark an Struktur. Die Abbildung 4.3 zeigt die experimentellen Winkelverteilungen für die niedrigliegenden Zustände im Isotop ^{230}Pa . Als erstes fällt die Ähnlichkeit der einzelnen Verteilungen auf, dies ist aber zu erwarten, da es sich vermutlich um Zustände der gleichen Rotationsbande handelt und somit die spektroskopischen Stärken für die einzelnen Anteile bei den einzelnen Zuständen gleich sind. Darüber hinaus fällt aber auf, dass insbesondere die Winkelverteilungen der Analysierstärken sehr strukturarm sind. Auch dies ist zu erwarten, da in der Regel sowohl der Anteil mit $j = l + 1/2$ als auch der Anteil mit $j = l - 1/2$ bei der Überlagerung eine Rolle spielt und die Analysierstärke für diese beiden Anteile, wie man schon bei den ungeraden Isotopen ^{233}U und ^{231}Th sehen konnte

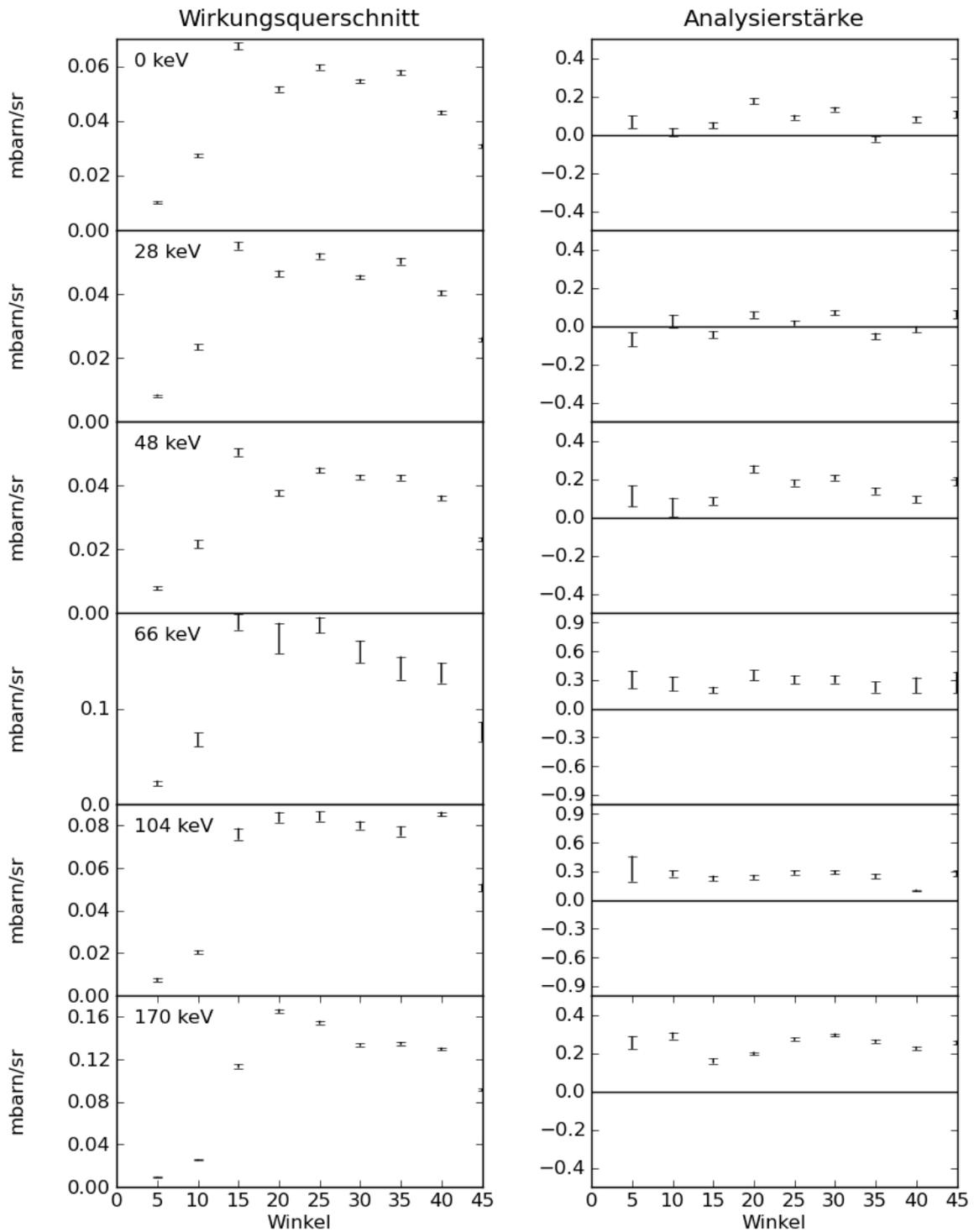


Abbildung 4.3.: Experimentelle Winkelverteilungen der ersten angeregten Zustände im Isotop ^{230}Pa . Auffällig ist die Ähnlichkeit der Kurven zwischen den Zuständen und die Strukturlosigkeit der Analysierstärken.

(vgl. hierzu auch Abbildung 4.2), oft ähnliche Größen aber umgekehrte Vorzeichen haben.

Bei der weiteren Analyse ist zu beachten, dass in den Clebsch-Gordan-Koeffizient bereits nicht nur der Spin des Endzustands J eingeht, sondern auch die K -Quantenzahlen der beteiligten Nilsson-Orbitale und des Endzustands. Sollen hierzu erstmal keine Annahmen gemacht werden, kann der Clebsch-Gordan-Koeffizient zusammen mit der spektroskopischen Stärke als unbekannter Faktor betrachtet werden, den es durch einen Fit zu bestimmen gilt. Für jeden möglichen Endspin muss damit eine Überlagerung aus bis zu vier Anteilen mit 4 unbekanntem Faktoren bestimmt werden. Um für einen Zustand eine Zuordnung von Spin und Parität treffen zu können, müssen nun für alle in Frage kommenden Endspins alle möglichen Kombinationen aus den vier möglichen Anteilen überprüft werden, dies ergibt bei möglichen Spins von 8^- bis 9^+ jeweils 150 Kurven. Leider stellt sich dabei heraus, dass die gefitteten Werte für die spektroskopischen Stärken völlig unphysikalisch sind.

Daher wurde statt dessen versucht, jeweils die beteiligten Nilsson-Orbitale vorzugeben und die sich daraus ergebenden Kurven mit den experimentellen Werten zu vergleichen. Hierbei wurden wiederum die Werte für die spektroskopischen Stärken von den jeweiligen Reaktionen an den Isotonen ^{229}Th und ^{231}Th aus der Veröffentlichung von Burke et al. [Bur08] übernommen. Es wurden dabei die unter Vernachlässigung von Corioliseffekten berechneten Werte verwendet, da die Corioliseffekte vom jeweiligen Kern abhängen. Leider zeigt sich auch hier, dass auf Grund mangelnder Struktur in den Winkelverteilungen keine eindeutige Zuordnung möglich ist. Möglicherweise wäre es sinnvoll gewesen mehr Streuwinkel in kleineren Abständen zu messen. Der Einsatz des polarisierten Strahl der bei den ungeraden Kernen einen klaren Vorteil bedeutet hat, hat sich bei der Untersuchung der doppelt-ungeraden Kernen dagegen als weitgehend nutzlos erwiesen, da die experimentellen Analysierstärken zu strukturlos sind. Außerdem hängt die Analyse der Daten empfindlich von den spektroskopischen Stärken ab, die aber wiederum durch Corioliseffekte deutlich von den vorhergesagten Werten abweichen können. Insgesamt muss festgestellt werden, dass die Analyse der Winkelverteilungen, die bei den ungeraden Kernen so erfolgreich ist, bei den doppelt-ungeraden Kernen deutlich an ihre Grenzen stößt.

Um die gefundenen Zustände in den beiden Isotopen ^{230}Pa und ^{231}Pa trotzdem weiter klassifizieren zu können, wurde versucht die Zustände auf Grund ihrer Anregungsenergien in Rotationsbanden einzuordnen, die der erwarteten Energiesystematik folgen. Darüber hinaus wurden theoretische Überlegungen, die auf den empirischen Erkenntnissen aus den jeweiligen Nachbarisotonen beruhen, zur Hilfe genommen. Es zeigt sich hier, wie wichtig eine gute Kenntnis des Anregungsspektrums der benachbarten ungeraden Isotone für das Verständnis der doppelt-ungeraden Kerne ist. Insbesondere zur Analyse der Daten zum Isotop ^{230}Pa fehlen hier Informationen zum Isotop ^{231}U . Grundsätzlich empfiehlt es sich, wenn möglich, die fraglichen Kerne mit der gleichen Reaktion und Strahlenergie nachzumessen, um möglichst gute Daten zum Vergleich zu gewinnen. In dieser Arbeit wurden zwar die beiden Isotone zum Isotop ^{232}Pa gemessen, aber für das Isoton ^{233}U wurde nicht die selbe Reaktion wie für ^{231}Th und ^{232}Pa verwendet, so dass in diesem Kern nicht die gleichen Zustände untersucht wurden. Für das

Isotop ^{230}Pa musste sich komplett auf Daten aus der Literatur verlassen werden, und gerade hier fehlen die Daten zu einem entscheidenden Isotop. Darüber hinaus wären verlässliche theoretischen Berechnungen zu den spektroskopischen Stärken für die beiden Isotope ^{230}Pa und ^{232}Pa nützlich gewesen. Trotzdem wurden für beide Isotope mit Hilfe des im Abschnitt 2.4 beschriebenen semi-empirischen Modells theoretische Vorhersagen zur Anregungsenergie und zu den Rotationsparametern der erwarteten Rotationsbanden gemacht. Darüber hinaus wurden auf Grund der spektroskopischen Stärken aus den Nachbarisotonen Vorhersagen zur Verteilung der Wirkungsquerschnitte auf die einzelnen Zustände der verschiedenen erwarteten Banden getroffen und bei der Analyse der Zustände als Anhaltspunkt verwendet. Hierbei wurden mit Hilfe von DWBA-Rechnungen die erwarteten Wirkungsquerschnitte für einen Streuwinkel unter Beachtung der jeweiligen Clebsch-Gordan-Koeffizienten und der spektroskopischen Stärken (aus [Bur08]) berechnet.

4.3. Ergebnisse zum Isotop ^{233}U

In der vorliegenden Arbeit wurde das Isotop ^{233}U mit der Reaktion $^{234}\text{U}(\vec{d},t)^{233}\text{U}$ bei einer Strahlenergie von 22 MeV untersucht. Es wurden 7 Winkel zwischen 5° und 35° mit polarisiertem Strahl vermessen. Kleinere Winkel waren nicht möglich, da bei einem Winkel von 0° der Faraday-Cup zur Überwachung des Strahlstroms angebracht war. Für jede Winkeleinstellung wurde nacheinander für beide Polarisationsrichtungen je nach Wirkungsquerschnitt und momentan verfügbarem Strahlstrom zwischen einer und zwei Stunden gemessen.

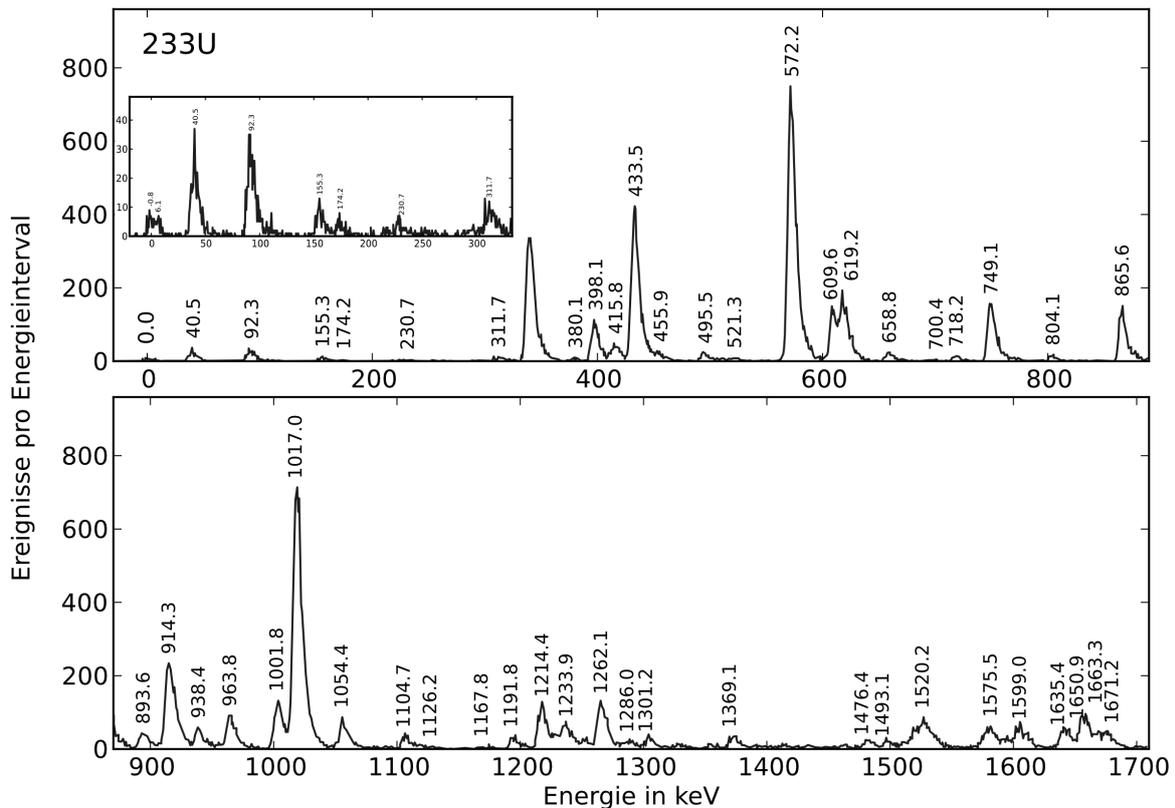


Abbildung 4.4.: Geeichtes Spektrum aus der Reaktion $^{234}\text{U}(\vec{d},t)^{233}\text{U}$ (Streuwinkel: 20° , Polarisationsrichtung: „up“). Die Eichung wurde mit Hilfe bekannter Linien in ^{233}U vorgenommen und zwar für jedes Spektrum einzeln. Bei den angegebenen Energien handelt es sich um das Mittel der aus allen 14 Spektren bestimmten Werte.

Auf Grund der relativ großen magnetischen Steifigkeit treten bei dieser Reaktion anders als bei den (d,p)-Reaktionen auch bei den kleinen Streuwinkeln keine nennenswerten Untergrundanteile aus der Streuung des Strahls auf. Wenn die Magnetfelder des Q3D-Spektrometers auf Tritonen einer bestimmten Energie E_t eingestellt sind, müssten Deuteronen aus dem Strahl mindestens eine Energie von $1,5E_t$ haben, um im Fokalebene-detektor nachgewiesen zu werden. Da der Q-Wert der (d,t)-Reaktion etwa $-0,5\text{ MeV}$

beträgt, ist E_t in diesem Fall nicht so viel weniger als die Strahlenergie. Aus diesem Grund sind die Spektren aus dieser Reaktion sehr sauber. Eine kleine Schwierigkeit ergibt sich allerdings aus dem größeren Energieverlust der Tritonen im Targetmaterial, was die Energieauflösung verschlechtert. Um diesen Effekt zu kompensieren wurde das Target bei jeder Messung so gedreht, dass der Weg der Tritonen im Targetmaterial minimiert wird. Die Energieauflösung in den Spektren betrug etwa 6 keV FWHM.

Die Eichung der 14 Spektren zu ^{233}U wurden jeweils an Hand von 15 bekannten Linien zwischen 40 keV und 964 keV vorgenommen. Die Abbildung 4.4 zeigt das Spektrum, das bei einem Streuwinkel von 20° und mit der Polarisationsrichtung „up“ gemessen wurde. Bei den angegebenen Energien handelt es sich um das Mittel aus allen 14 Spektren.

4.3.1. Winkelverteilungen und DWBA-Rechnungen

Im nächsten Schritt wurden die Linien in den einzelnen Spektren gefittet, dabei wurden in den 14 Spektren zu den verschiedenen Streuwinkeln und Polarisationsrichtungen insgesamt 704 Linien gefunden. Diese wurden anschließend nach Energien sortiert. Die Abbildung 4.5 zeigt eine Übersicht über alle gefundenen Linien. Die 704 Linien lassen sich 68 Energien zuordnen, wovon 51 auf 8 oder mehr Spektren beruhen. Zu den Energien, zu denen in 8 oder mehr Spektren eine Linie beobachtet wurde, wurden anschließend die absoluten Wirkungsquerschnitte bestimmt und dann die Winkelverteilungen für die Wirkungsquerschnitte und die Analysierstärken erzeugt, um sie mit den berechneten Winkelverteilungen vergleichen zu können.

Für die DWBA-Rechnung musste allerdings erst ein geeigneter Parametersatz für das

		d	t	n			d	t	n
V	(MeV)	-125.00	-135.27	x	V	(MeV)	-124.00	-159.89	x
r_V	(fm)	1.03	1.22	1.17	r_V	(fm)	1.05	1.20	1.17
a_V	(fm)	0.83	0.94	0.75	a_V	(fm)	0.86	0.75	0.75
W	(MeV)		-14.97		W	(MeV)		-15.24	
r_W	(fm)		1.54		r_W	(fm)		1.40	
a_W	(fm)	0	0.72		a_W	(fm)		0.84	
$4W_D$	(MeV)	18.78	0.00		$4W_D$	(MeV)	22.96	0.00	
r_D	(fm)	1.52			r_D	(fm)	1.43		
a_D	(fm)	1.87			a_D	(fm)	0.99		
V_{so}	(MeV)	-19.55	-2.87	$\lambda=25$	V_{so}	(MeV)	-14.00	-5.00	$\lambda=25$
r_{so}	(fm)	0.65	1.04		r_{so}	(fm)	0.75	1.20	
a_{so}	(fm)	0.34	0.53		a_{so}	(fm)	0.50	0.72	
R_C	(fm)	1.30	1.30		R_C	(fm)	1.30	1.30	
nlc		0.54	0.30	0.85	nlc		0.54	0.30	0.85

Tabelle 4.7.: Links: gefitteter Parametersatz für die DWBA-Rechnungen zu $^{234}\text{U}(\vec{d}, t)^{233}\text{U}$. Zum Vergleich rechts: der Parametersatz nach Perey [Per76], auf dem der Fit basiert. (x : fitted by CHUCK3)

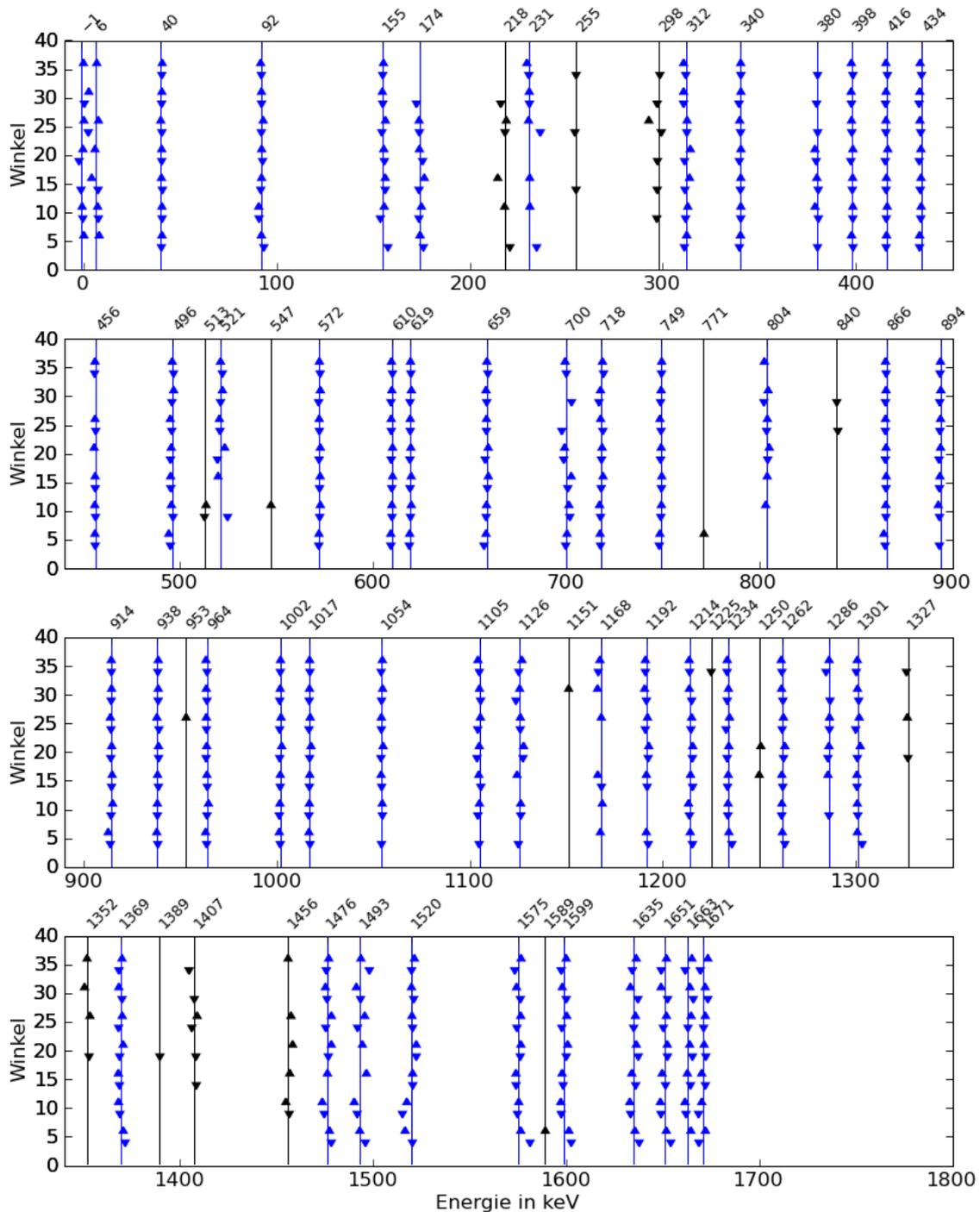


Abbildung 4.5.: Übersicht über alle in den Spektren zu der Reaktion $^{234}\text{U}(\vec{d},t)^{233}\text{U}$ gefitteten Peaks. Horizontal ist die Energie und vertikal der Streuwinkel dargestellt. Der Energieschwerpunkt jedes gefitteten Peaks wird durch ein Dreieck symbolisiert. Die Polarisationsrichtung wird durch die Ausrichtung des Dreiecks („up“ oder „down“) unterschieden. Insgesamt wurden in den Spektren zu dieser Reaktion 704 Peaks gefittet, die zu 68 Energien gehören, wovon wiederum 51 in mehr als 8 der 14 Spektren beobachtet wurden.

optische Potential gefunden werden. Als Ausgangspunkt für diese Suche wurde die bei Perey [Per76] angegebenen Formeln für globale Parametersätze verwendet. Diese Parameter wurden anschließend so angepasst, dass die experimentellen Winkelverteilungen einer Reihe bekannter Zustände gut wiedergegeben werden. Die Abbildung 4.6 zeigt, dass der ursprüngliche Parametersatz nach Perey die experimentellen Werte in diesem Fall bereits gut beschreibt. Trotzdem konnte durch einen Fit, die Übereinstimmung noch verbessert werden. Die Tabelle 4.7 listet die verwendeten Potentialparameter auf.

Mit dem so ermittelten Parametersatz wurden für jede gefundenen Linie, die in 8 oder mehr Spektren beobachtet wurde, alle möglichen Quantenzahlen durchgerechnet und die sich ergebenden Winkelverteilungen mit den gemessenen Winkelverteilungen verglichen. Auf diese Weise konnten für die meisten Zustände Spin und Parität eindeutig bestimmt werden. Die Abbildungen 4.7 zeigen für alle Zustände, die berechnete Kurve, die die Daten am besten beschreibt. Falls die Zuordnung nicht eindeutig ist, werden alle in Frage kommenden Möglichkeiten gezeigt.

4.3.2. Diskussion der Ergebnisse

Mit den neuen Daten aus dem in dieser Arbeit vorgestellten Experiment können die Spins und Paritäten von insgesamt 51 Zuständen unterhalb von 1,7 MeV bestimmt werden. In einigen Fällen werden ältere Messungen bestätigt. In vielen Fällen können in diesem Kern zum ersten Mal Spins und Paritäten zugeordnet werden. Es werden 10 Zustände hier zum ersten Mal beobachtet. Die folgende Tabelle listet alle gefundenen Zustände und die damit verbundenen Ergebnisse auf.

diese Arbeit				Nuclear Data Sheets [Sin05]	
Energie [keV]	J^π	FWHM [keV]	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(20^\circ)$ [$\mu\text{barn/sr}$]	Energie [keV]	J^π
0(1)		6(5)	2,4(4)	0,000000	5/2 ⁺
? 6(7)		6(4)	1,4(4)		
40,5(2)	7/2 ⁺	6,2(9)	17,5(6)	40,350(4)	7/2 ⁺
92,3(7)	9/2 ⁺	6,7(10)	11,9(5)	92,16(4)	9/2 ⁺
155,3(9)	11/2 ⁺	6(1)	5,7(3)	155,23(8)	11/2 ⁺
? 174(1)	1/2 ⁻ , 3/2 ⁺	7(2)	2,4(2)		
? 231(2)		10(3)		229,47(9)	(13/2 ⁺)
311,7(10)	3/2 ⁺	6(2)	9,8(5)	311,904(4)	3/2 ⁺
340,3(3)	5/2 ⁺	5,9(5)	104(1)	340,477(4)	5/2 ⁺
380,1(6)	7/2 ⁺	6(2)	5,9(4)	380,43(8)	(7/2 ⁺)
398,1(4)	11/2 ⁻	6,3(4)	39,8(9)	397,6(2)	11/2 ⁻
	1/2 ⁺			398,49(4)	1/2 ⁺
415,8(4)	3/2 ⁺	6,3(4)	32,1(8)	415,758(4)	3/2 ⁺
433,5(5)	9/2 ⁺	6,3(4)	154(2)	432(1)	(9/2 ⁺)
455,9(4)	5/2 ⁺	6,4(4)	7,5(8)	456,114(6)	(5/2 ⁺)
495,5(7)	7/2 ⁺	6(2)	14,1(5)	497(2)	(11/2 ⁺)
521(2)	15/2 ⁻	6(1)	3,4(3)	522(2)	(15/2 ⁻)

wird fortgesetzt...

diese Arbeit				Nuclear Data Sheets [Sin05]	
Energie [keV]	J^π	FWHM [keV]	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(20^\circ)$ [$\mu\text{barn/sr}$]	Energie [keV]	J^π
572,2(3)	$1/2^-$	6,0(4)	442(3)	572(1)	$(1/2^-)$
609,6(3)	$5/2^-, (7/2^+)$	6,0(5)	80(2)	610(3)	
619,2(3)	$3/2^-$	6,0(5)	73(2)	620(3)	
658,8(6)	$9/2^+, 7/2^-$	6(1)	7,9(4)	660(2)	
700(1)	$1/2^+, (9/2^-)$	4(5)	1,1(2)	700(3)	
718,2(7)	$7/2^-, (5/2^+)$	5(4)	5,7(3)	717(3)	
749,1(4)	$5/2^-$	5,6(5)	97(1)	749(2)	$(5/2^-)$
804,1(9)		7(2)	4,8(3)	802(3)	
865,6(3)	$3/2^-$	6,5(6)	49,1(10)	865(2)	
893,6(3)	$5/2^-$	6,6(4)	29,3(8)	894(2)	
914,3(5)	$5/2^-$	7(1)	149(2)	916(1)	$(11/2^-)$
938,4(3)	$5/2^+$	6,7(4)	17,8(7)	938(2)	
963,8(3)	$1/2^+$	6,7(8)	40,0(9)	964(3)	
1001,8(3)	$5/2^+$	6,1(4)	51(1)	1002(2)	
1017,0(3)	$3/2^-$	6,1(4)	266(2)	1016(1)	
1054,5(3)	$5/2^-$	6(1)	35,8(8)	1053(2)	
1104,7(6)	$7/2^-, 5/2^+$	6(2)	16,3(6)	1103(3)	
1126(1)	$3/2^-, 5/2^+$	6(2)	1,8(3)	1125(3)	
1167,8(9)		7(4)		1169(4)	
1191,8(7)	$1/2^+$	5,2(6)	14,2(5)	1193(3)	
1214,4(7)	$3/2^-$	5,4(10)	51(1)	1216(3)	
1233,9(7)	$5/2^+$	5,5(10)	27,4(9)	1236(3)	
1262,1(6)		5,6(7)	49,3(10)	1263(3)	
1286,0(6)		5,4(8)	9,4(5)	1285(6)	
1301,2(8)	$3/2^-$	6(4)	11,6(5)		
1369(1)	$3/2^-$	10(2)	14,9(6)	1366(6)	
1476(1)	$3/2^-$	10(3)	9,7(5)	1482(6)	
1493(2)	$3/2^-$	9(2)	9,2(6)		
1520(2)		17(6)	59(1)		
1575(2)	$5/2^-, 3/2^+$	14(1)	39(1)		
1599(2)	$3/2^-$	14(1)	30,6(9)		
1635(2)	$3/2^-$	8(1)	23,5(9)		
1651(2)	$3/2^-$	8(1)	38(1)		
1663(1)	$3/2^-, 5/2^+$	8(1)	9(2)		
1671(2)	$7/2^+$	8(1)	7(1)		

Das Isotop ^{233}U wurde bereits von Johnson et al. [Joh78] in einer ähnlichen Messung untersucht. Damals wurde 5 Streuwinkel zwischen 50° und 120° vermessen, die Strahlenergie betrug 14 MeV und die mittlere Auflösung der Tritonspektren etwa

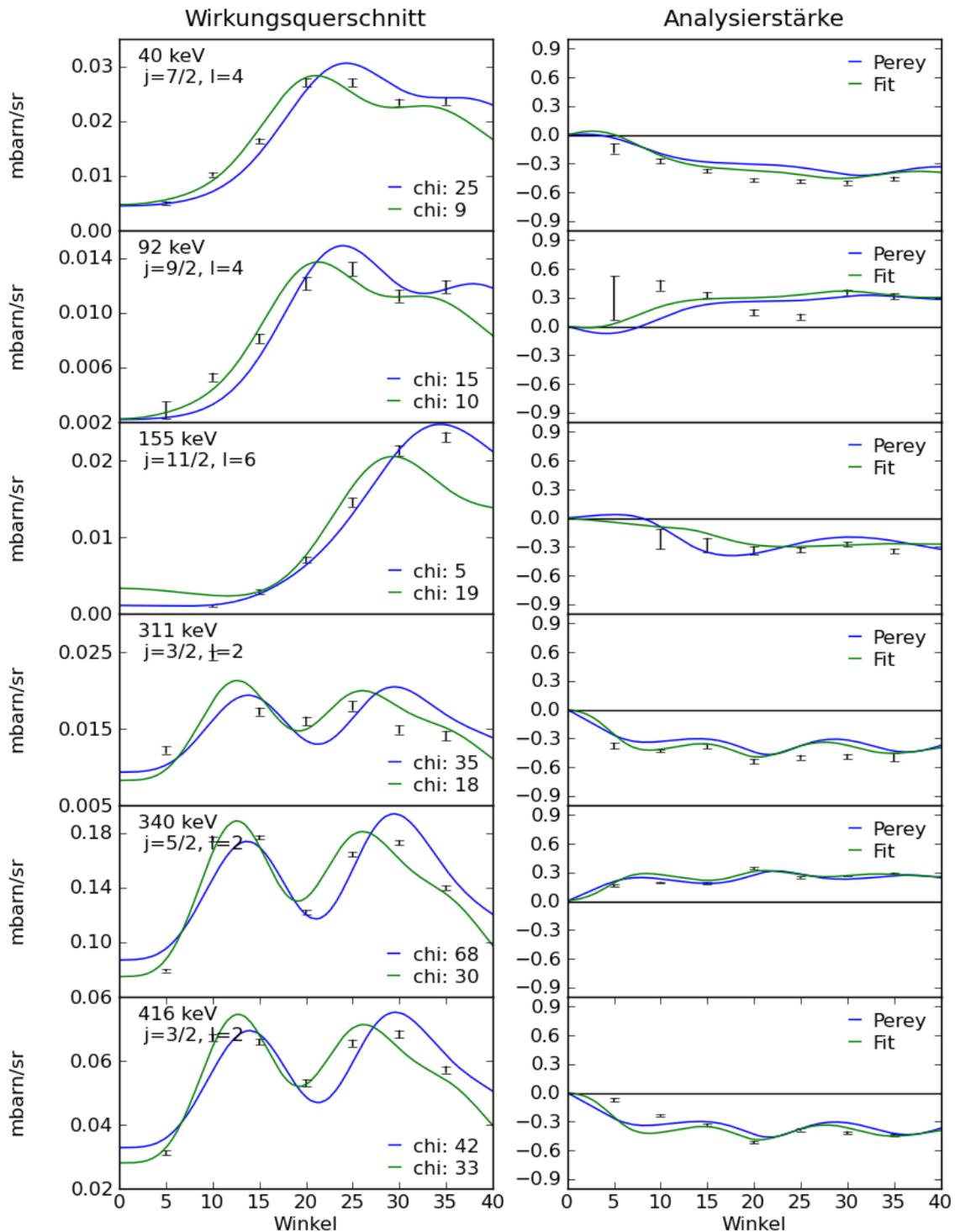


Abbildung 4.6.: Vergleich zwischen den experimentellen Winkelverteilungen für eine Reihe bekannter Zustände in ^{233}U und mit dem Parametersatz nach Perey [Per76] bzw. mit dem gefitteten Parametersatz berechneten Kurven.

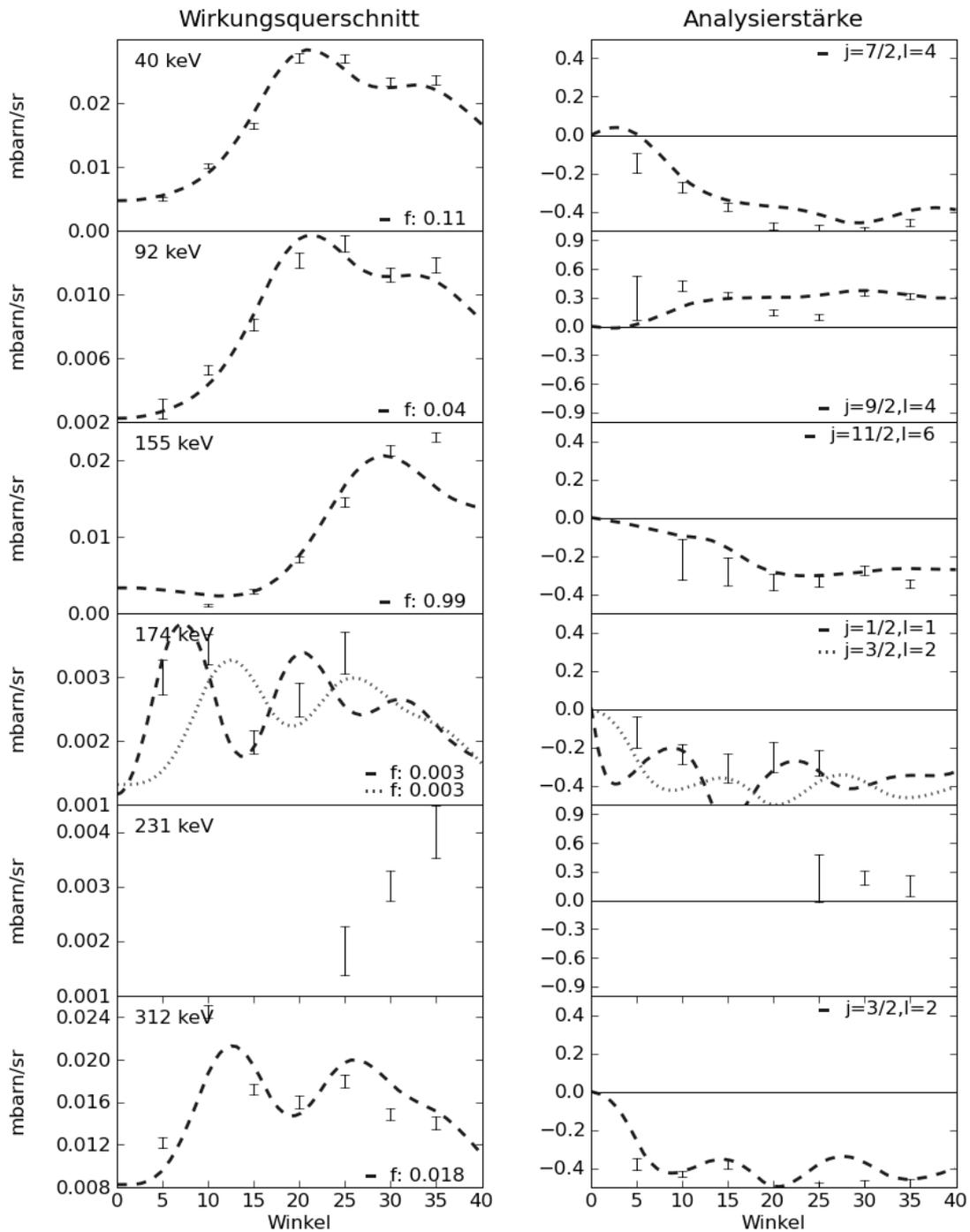


Abbildung 4.7.: Winkelverteilungen des Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke für beobachtete Zustände im Vergleich zu den DWBA-Rechnungen. Für jeden Zustand sind nur die DWBA-Kurven gezeigt, die die experimentellen Werte am besten wiedergeben. Außerdem wird jeweils der Wert der spektroskopischen Stärke f angegeben. In einigen wenigen Fällen sind nicht genug Datenpunkte vorhanden, so dass kein guter Fit durchgeführt werden konnte.

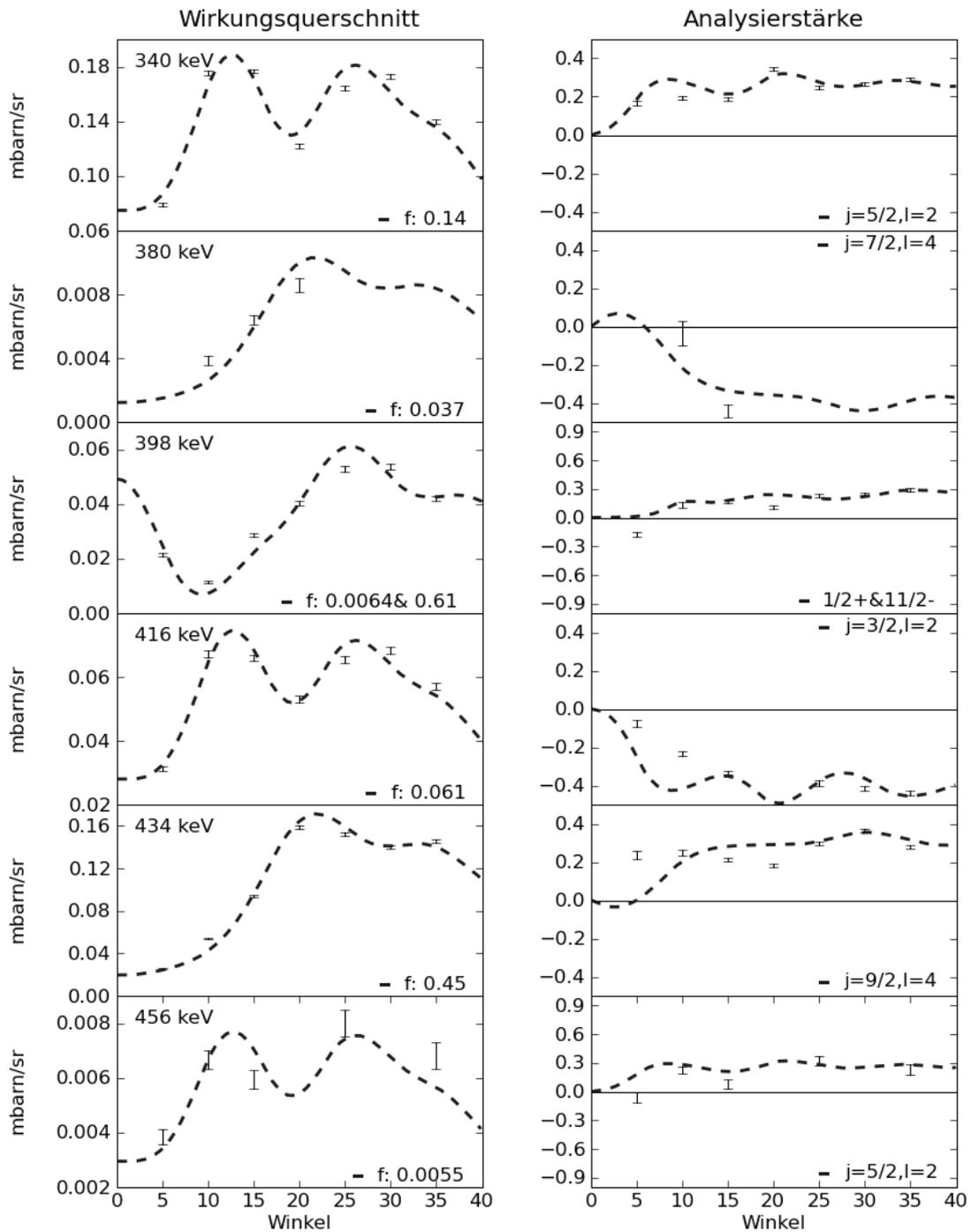


Abbildung 4.7.: Winkelverteilungen des Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke für beobachtete Zustände im Vergleich zu den DWBA-Rechnungen. Für jeden Zustand sind nur die DWBA-Kurven gezeigt, die die experimentellen Werte am besten wiedergeben. Außerdem wird jeweils der Wert der spektroskopischen Stärke f angegeben. In einigen wenigen Fällen sind nicht genug Datenpunkte vorhanden, so dass kein guter Fit durchgeführt werden konnte.

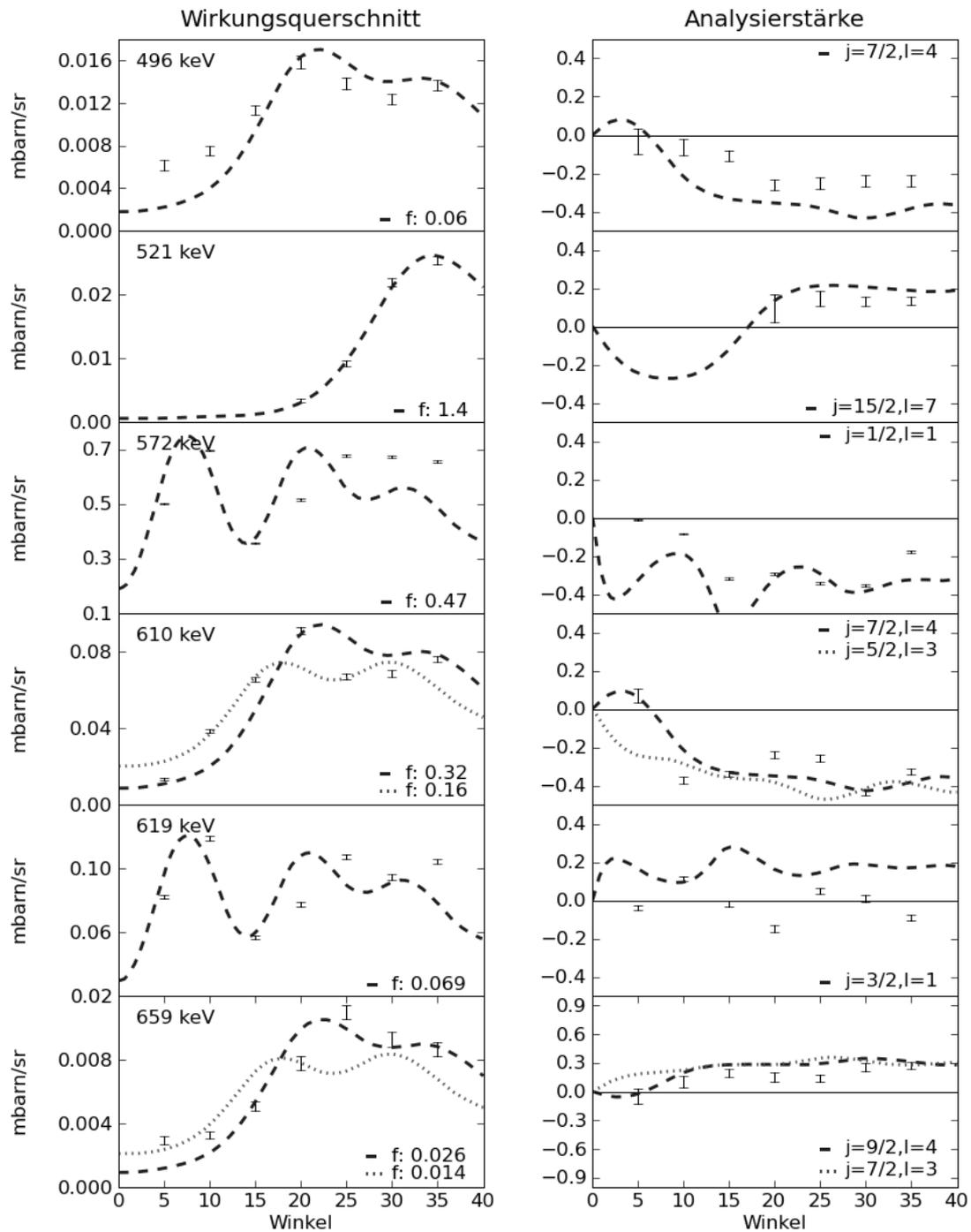


Abbildung 4.7.: Winkelverteilungen des Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke für beobachtete Zustände im Vergleich zu den DWBA-Rechnungen. Für jeden Zustand sind nur die DWBA-Kurven gezeigt, die die experimentellen Werte am besten wiedergeben. Außerdem wird jeweils der Wert der spektroskopischen Stärke f angegeben. In einigen wenigen Fällen sind nicht genug Datenpunkte vorhanden, so dass kein guter Fit durchgeführt werden konnte.

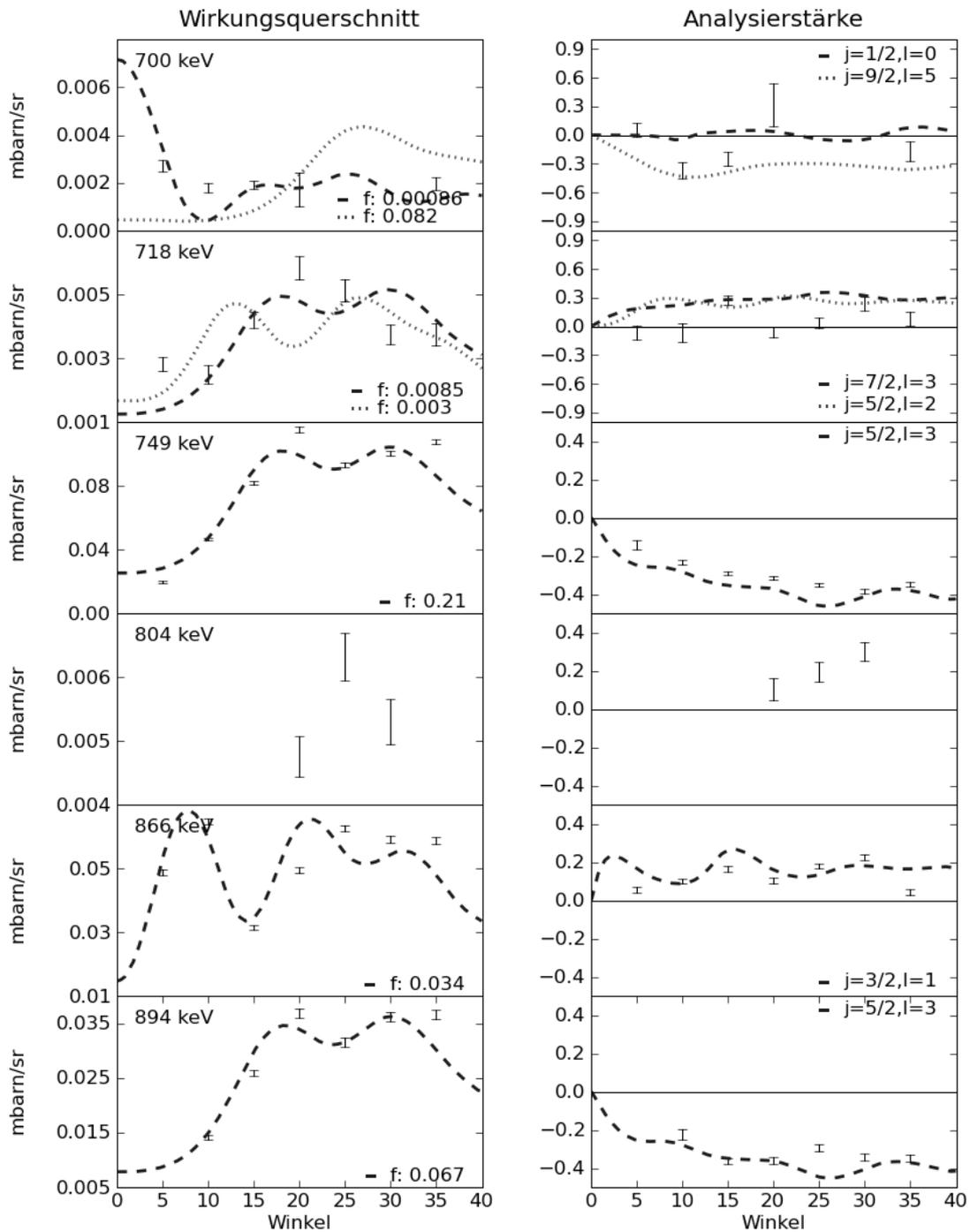


Abbildung 4.7.: Winkelverteilungen des Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke für beobachtete Zustände im Vergleich zu den DWBA-Rechnungen. Für jeden Zustand sind nur die DWBA-Kurven gezeigt, die die experimentellen Werte am besten wiedergeben. Außerdem wird jeweils der Wert der spektroskopischen Stärke f angegeben. In einigen wenigen Fällen sind nicht genug Datenpunkte vorhanden, so dass kein guter Fit durchgeführt werden konnte.

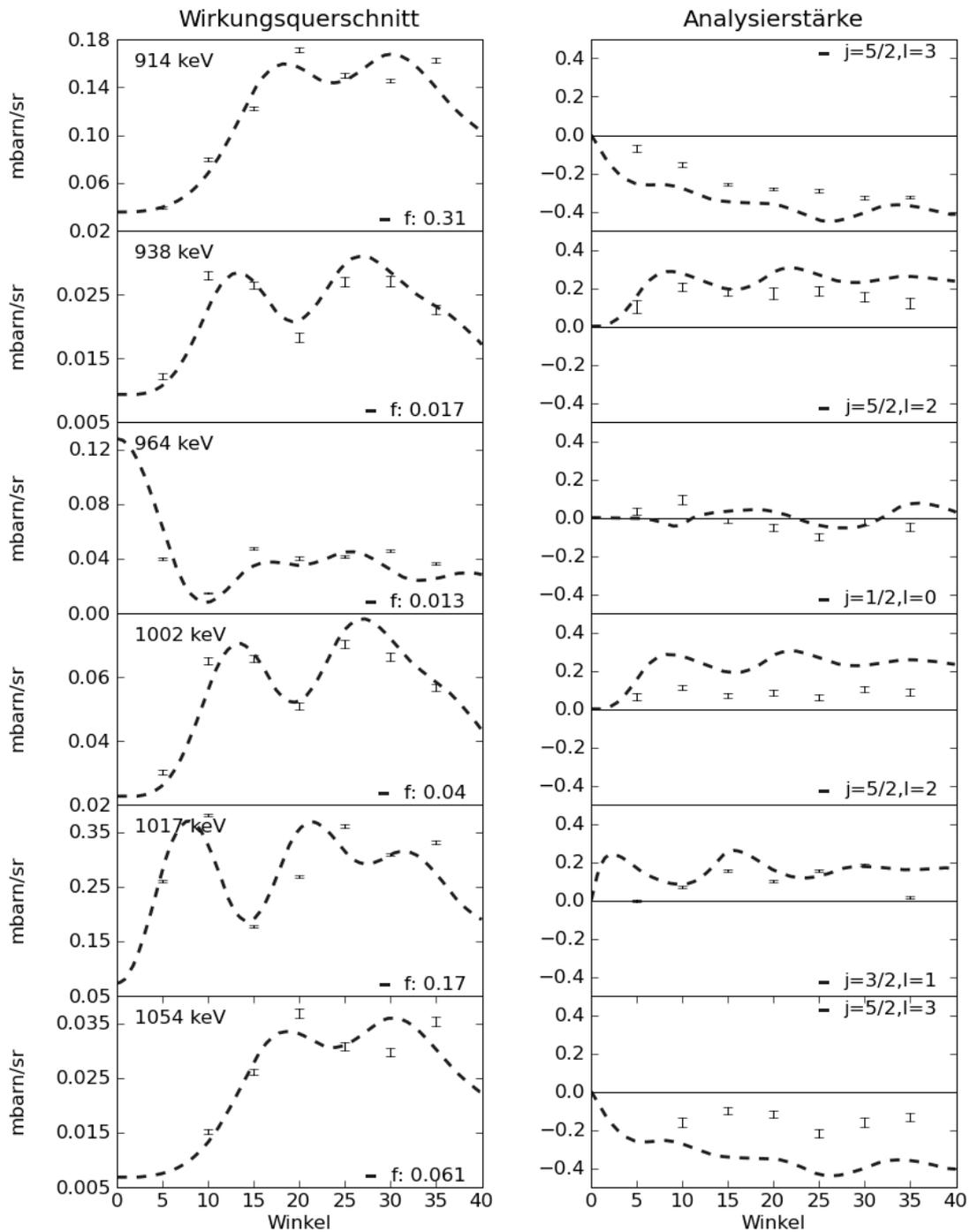


Abbildung 4.7.: Winkelverteilungen des Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke für beobachtete Zustände im Vergleich zu den DWBA-Rechnungen. Für jeden Zustand sind nur die DWBA-Kurven gezeigt, die die experimentellen Werte am besten wiedergeben. Außerdem wird jeweils der Wert der spektroskopischen Stärke f angegeben. In einigen wenigen Fällen sind nicht genug Datenpunkte vorhanden, so dass kein guter Fit durchgeführt werden konnte.

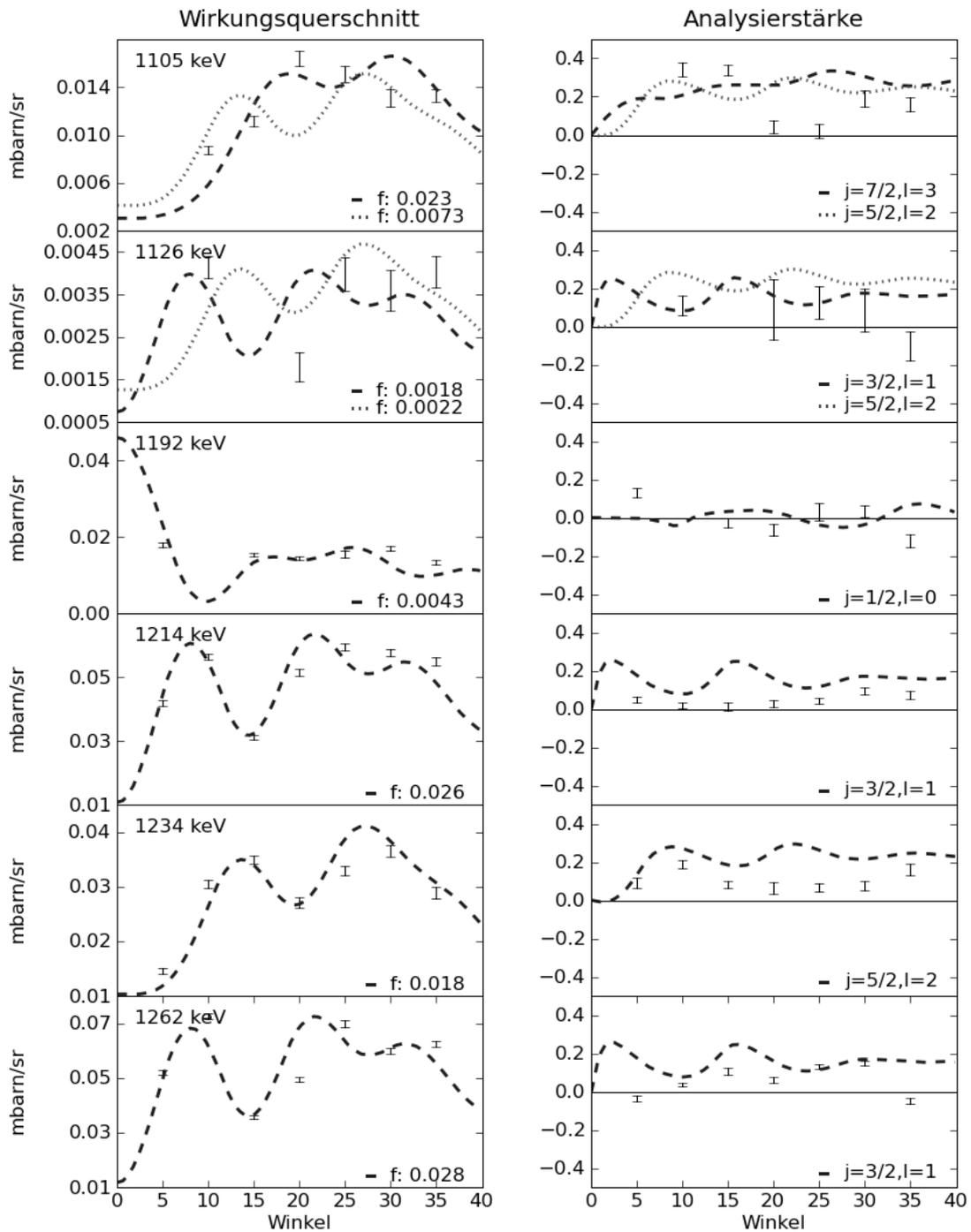


Abbildung 4.7.: Winkelverteilungen des Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke für beobachtete Zustände im Vergleich zu den DWBA-Rechnungen. Für jeden Zustand sind nur die DWBA-Kurven gezeigt, die die experimentellen Werte am besten wiedergeben. Außerdem wird jeweils der Wert der spektroskopischen Stärke f angegeben. In einigen wenigen Fällen sind nicht genug Datenpunkte vorhanden, so dass kein guter Fit durchgeführt werden konnte.

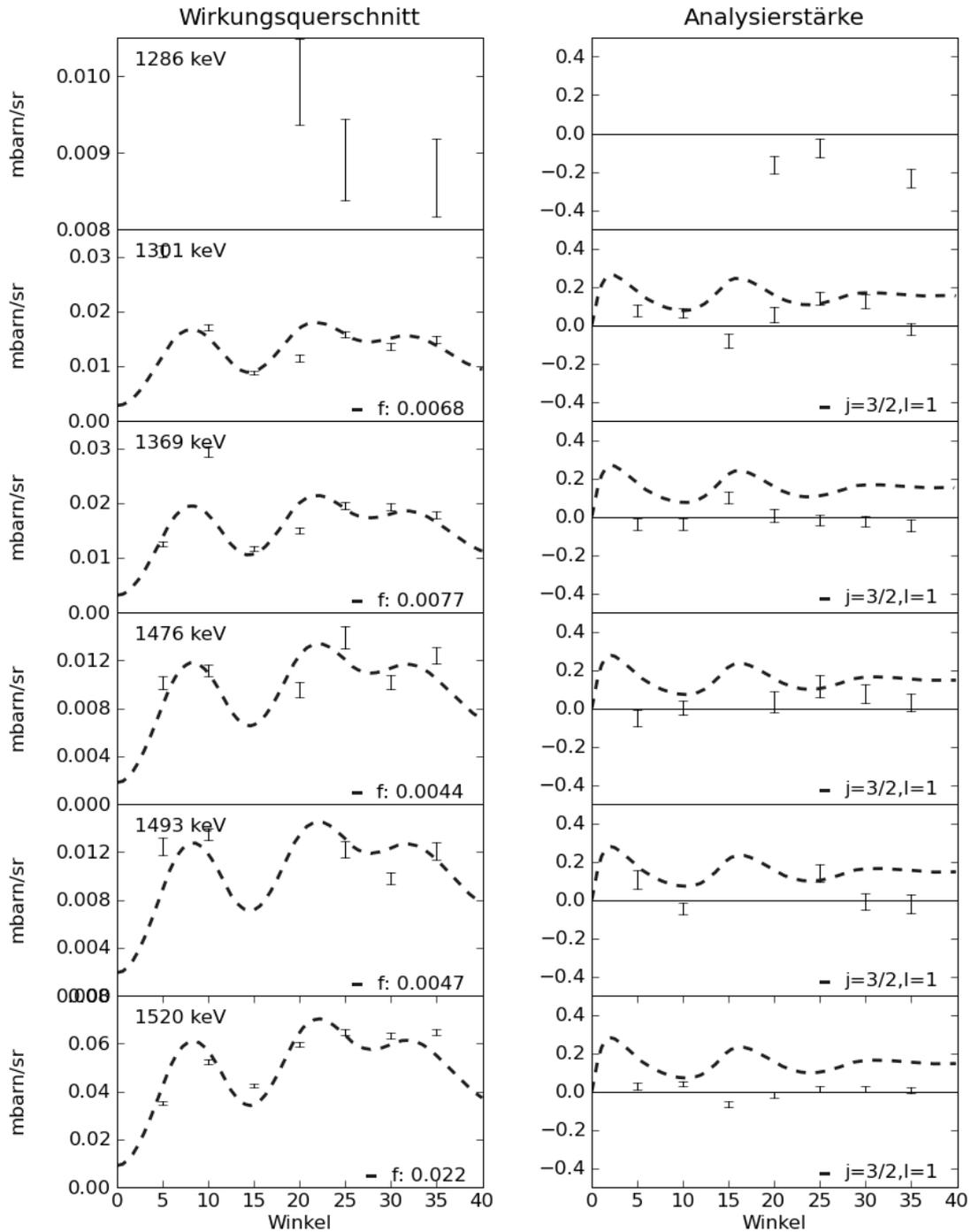


Abbildung 4.7.: Winkelverteilungen des Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke für beobachtete Zustände im Vergleich zu den DWBA-Rechnungen. Für jeden Zustand sind nur die DWBA-Kurven gezeigt, die die experimentellen Werte am besten wiedergeben. Außerdem wird jeweils der Wert der spektroskopischen Stärke f angegeben. In einigen wenigen Fällen sind nicht genug Datenpunkte vorhanden, so dass kein guter Fit durchgeführt werden konnte.

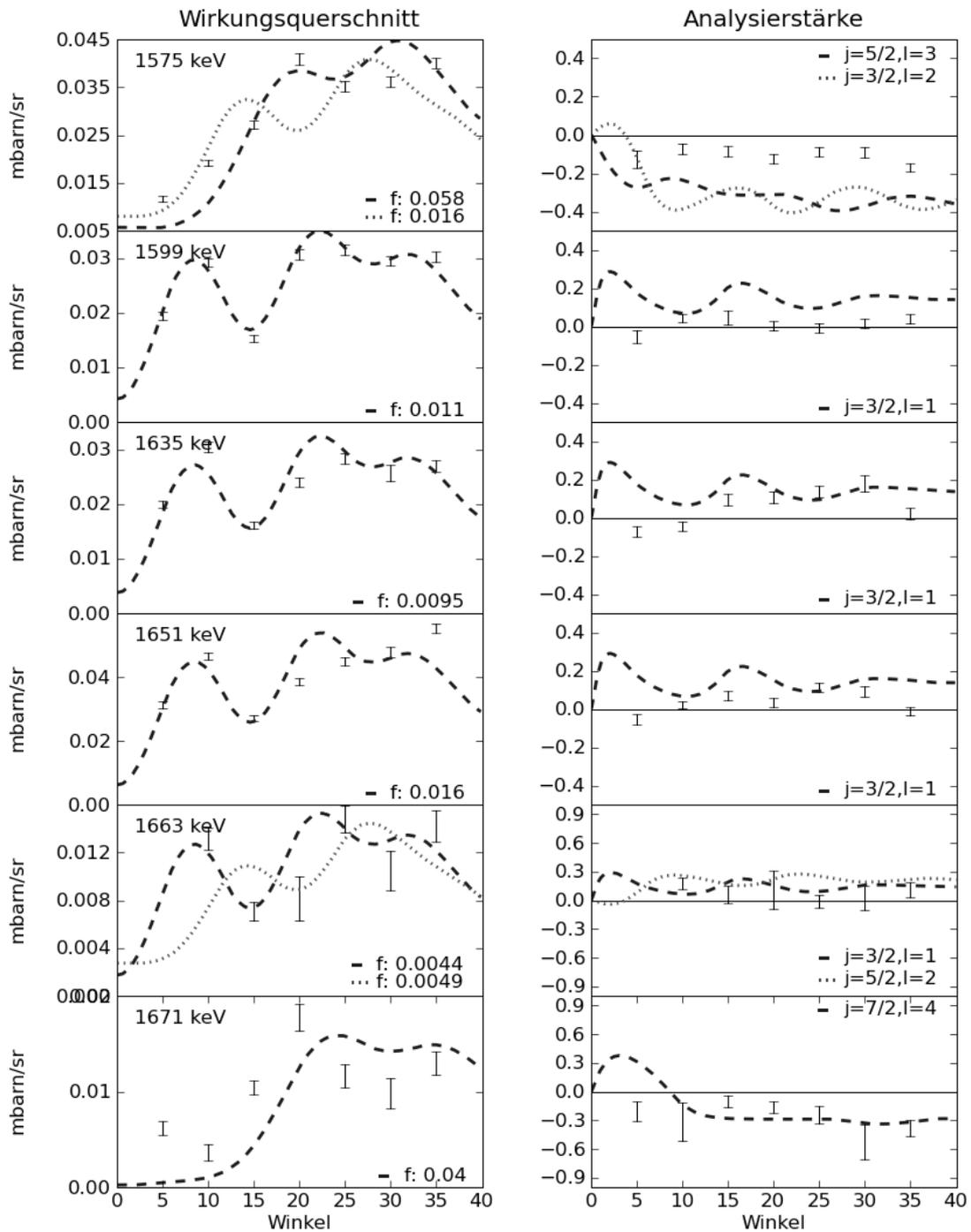


Abbildung 4.7.: Winkelverteilungen des Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke für beobachtete Zustände im Vergleich zu den DWBA-Rechnungen. Für jeden Zustand sind nur die DWBA-Kurven gezeigt, die die experimentellen Werte am besten wiedergeben. Außerdem wird jeweils der Wert der spektroskopischen Stärke f angegeben. In einigen wenigen Fällen sind nicht genug Datenpunkte vorhanden, so dass kein guter Fit durchgeführt werden konnte.

9 keV. Zusätzlich wurde dort auch die Reaktion ($^3\text{He},\alpha$) gemessen. Der Vorteil der in dieser Arbeit vorgestellten Messung gegenüber dieser älteren Messung besteht zum einen in der Verwendung des polarisierten Strahls, der eine direkte Bestimmung des Gesamtdrehimpulsübertrag Δj möglich macht. Zum anderen wurde bei kleineren Winkel (von 5° bis 40°) gemessen, wo die Winkelverteilungen ausgeprägter sind. Weitere Daten zu dem Isotop ^{233}U stammen aus der Untersuchung des β -Zerfalls von ^{233}Pa [Kou90], aus der inelastischen Streuung mit Deuteronen [Tho76] und aus der Untersuchung der Zwei-Neutronen-Transferreaktion (p,t) [Fri74].

Die beobachteten Zustände werden in der folgenden Diskussion, so weit es möglich ist, nach Rotationsbanden geordnet. Falls weitere Zustände zu bereits bekannten Banden hinzugefügt werden, geschieht dies auf Grund von passenden Energieabständen und Quantenzahlen. Für alle Banden werde außerdem die Verteilung der spektroskopischen Stärke auf die einzelnen Zustände der Bande betrachtet. Diese Verteilung ist charakteristisch für die jeweilige der Bande zugrunde liegende Nilsson-Konfiguration und bildet eine Art „Fingerabdruck“ mit dem die Bande identifiziert werden kann. Die experimentellen „Fingerabdrücke“ aus dieser Arbeit werden mit den Werten von Burke et al. [Bur08] aus der Reaktion $^{232}\text{Th}(d,t)^{231}\text{Th}$ verglichen. Das Anregungsspektrum von ^{231}Th sollte ähnlich dem Anregungsspektrum von ^{233}U sein. Beide Isotope haben die gleiche Neutronenzahl ($N=141$) und unterscheiden sich nur durch die Anzahl der Protonen. Beim Grundzustand handelt es sich in beiden Fällen um einen $5/2^+$ Zustand mit der Nilsson-Konfiguration $5/2[633]$. Beim Vergleich mit den theoretischen Werten werden hier sowohl die Verteilungsmuster, die die Corioliseffekte berücksichtigen („perturbed“), als auch die ungestörten Verteilungsmuster („unperturbed“) gezeigt. Da Corioliseffekte von Kern zu Kern leicht unterschiedlich sind, ist hier die ungestörte Verteilung letztendlich interessanter.

Grundzustandsbande (5/2[633])

Die Grundzustandsbande wird nur relativ schwach populiert. Vergleichsweise deutlich sind die Peaks für den $7/2^+$, $9/2^+$ und $11/2^+$ zu erkennen. Hier konnten die Winkelverteilungen ausgewertet werden. Sie entsprechen den erwarteten Verteilungen und auch das Muster aus den spektroskopischen Stärken stimmt, wie in der Abbildung 4.8 zu sehen ist, mit der Erwartung für die Nilsson-Konfiguration $5/2[633]$ überein. Der Grundzustand selber und der $13/2^+$ -Zustand bei 230,7 keV werden zu schwach populiert, so dass eine Auswertung der Winkelverteilungen hier nicht möglich war. Zusätzlich wird bei einer Anregungsenergie von 6 keV in einigen Spektren ein weiterer schwacher Peak beobachtet, dessen Herkunft nicht geklärt werden konnte. Ein weiterer schwacher Peak tritt bei einer Energie von 174,2 keV auf. Die Winkelverteilung dieses Peaks ist mit einem $1/2^-$ oder mit einem $3/2^+$ Zustand verträglich.

3/2[631] Bande mit Bandenkopf bei 311,7 keV

Von dieser Bande mit der Nilsson-Konfiguration $3/2[631]$ können alle Zustände vom Bandenkopf bei 311,7 keV mit dem Spin $3/2^+$ bis zum $9/2^+$ -Zustand bei einer An-

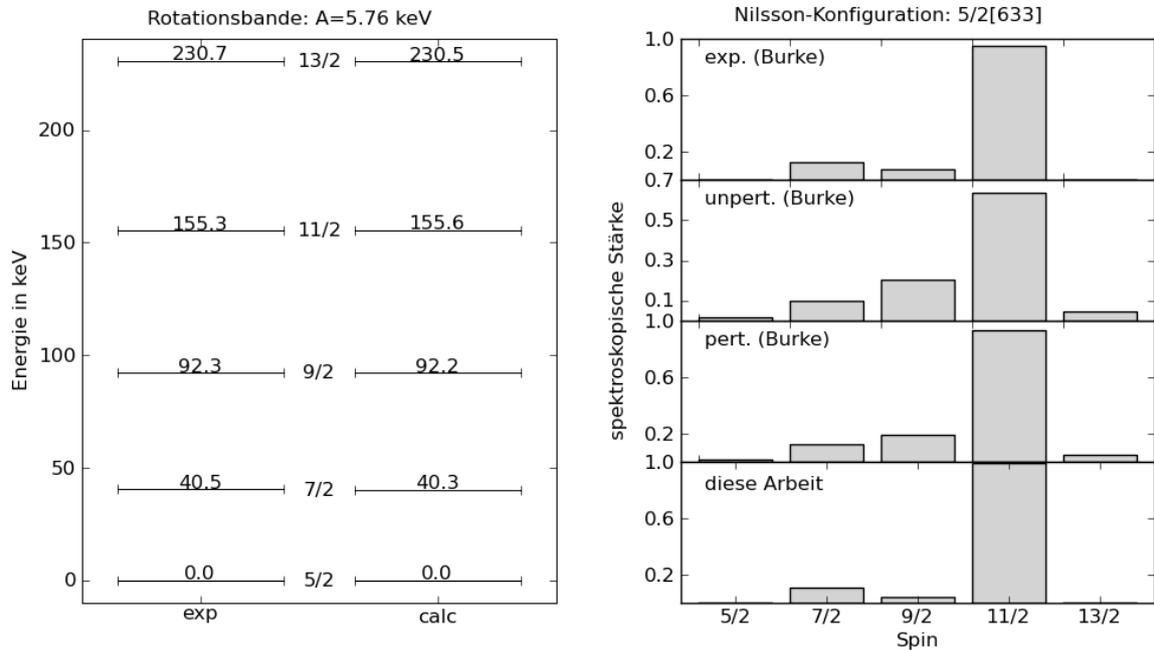


Abbildung 4.8.: Untersuchung der Grundzustandsbande. Links ist ein Vergleich zwischen den erwarteten Anregungsenergien und den gemessenen zu sehen. Rechts wird das experimentelle Muster, das sich aus den spektroskopischen Stärken ergibt, mit den Werten von Burke [Bur08] verglichen.

regungsenergie von 433,5 keV bestätigt werden. Der Zustand bei 495,5 keV sollte der $11/2^+$ -Zustand dieser Bande sein [Sin05]. Es ergibt sich aber, dass es sich bei diesem Zustand eher um einen $7/2^+$ -Zustand handelt (siehe Abbildung 4.9). Wie in der Abbildung 4.10 dargestellt, stimmt das Verteilungsmuster bis zum $9/2^+$ Zustand mit den Erwartungen für die Nilsson-Konfiguration $3/2[631]$ gut überein. Der vermeintliche $11/2^+$ bei 495,5 keV weicht deutlich ab und der $13/2^+$ -Zustand, der bei einer Energie von etwa 570 keV erwartet wird, wird vermutlich von der starken Linie des $1/2^-$ -Zustands bei 572,2 keV verdeckt, und wird daher nicht beobachtet. Auch in ^{231}Th ist die Identität des $11/2^+$ -Zustands nicht endgültig geklärt und der $13/2^+$ ist unbeobachtet [Bur08]. Auf Grund der hier vorliegenden Daten handelt es sich bei dem Zustand bei 495,5 keV nicht um den $11/2^+$ Zustand dieser Bande, sondern um einen $7/2^+$ -Zustand, der der $1/2[631]$ Bande mit Bandenkopf bei 398,1 keV zugeordnet werden kann.

1/2[631] Bande mit Bandenkopf bei 398,1 keV

Der Zustand bei 398,1 keV sollte ein $1/2^+$ -Zustand und der Bandenkopf der Bande mit der Nilsson-Konfiguration $1/2[631]$ sein. Wie in der Abbildung 4.11 zu sehen ist, scheinen die gemessenen Winkelverteilungen dieser Deutung zu widersprechen. Auf Grund der Daten handelt es sich eher um einen $9/2^+$ -Zustand. In den Nuclear Data Sheets [Sin05] wird bei dieser Energie aber noch einen zweiten Zustand mit einer um

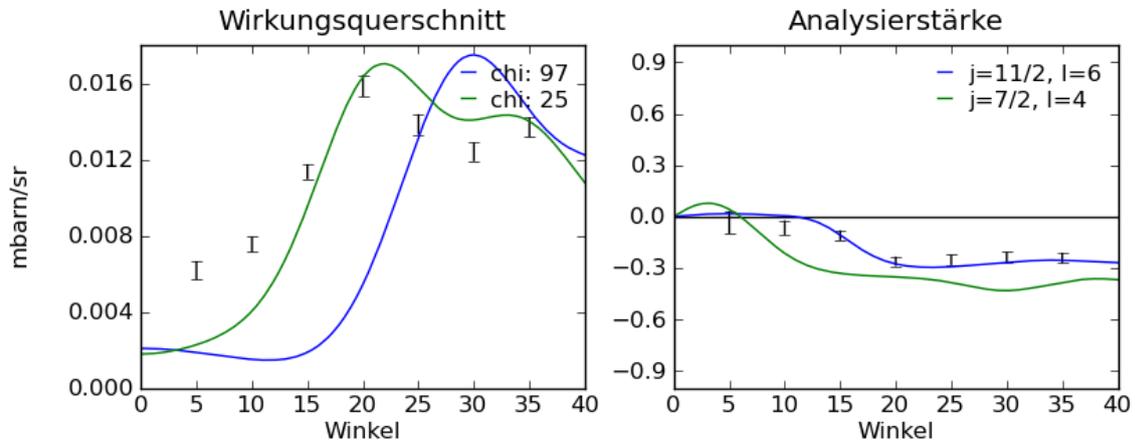


Abbildung 4.9.: Vergleich der experimentellen Daten und den DWBA-Rechnungen für die beiden Annahmen, dass es sich bei dem Zustand mit der Anregungsenergie von 495,5 keV, um einen $11/2^+$ oder um einen $7/2^+$ handelt.

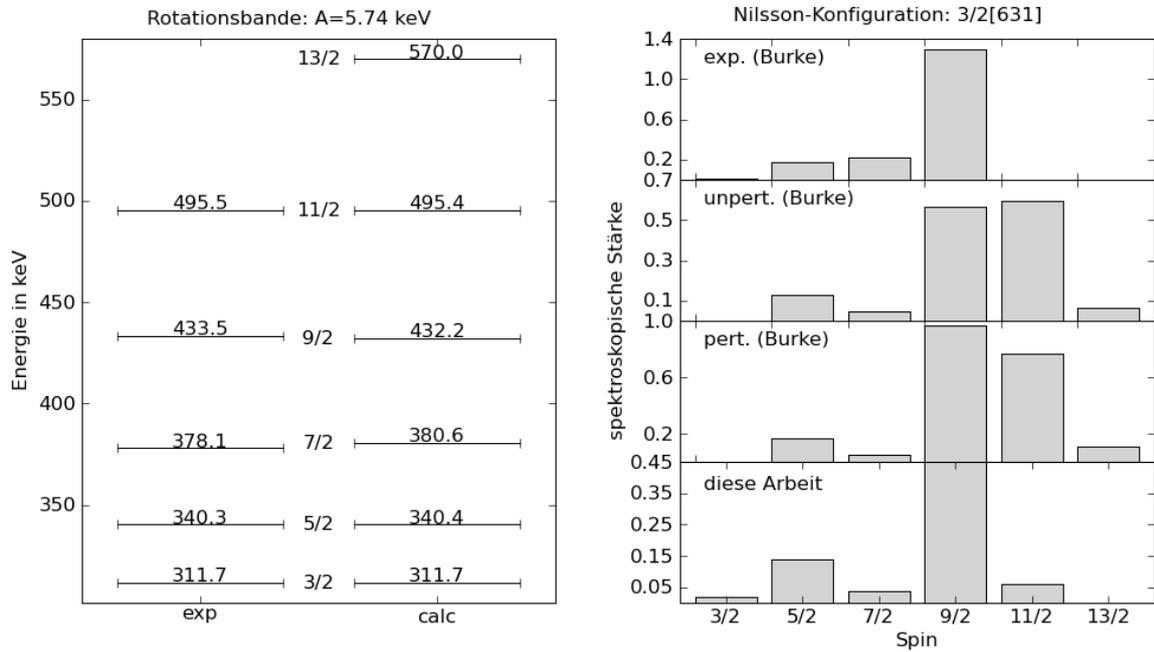


Abbildung 4.10.: Untersuchung der Bande mit Bandenkopf bei 311,7 keV. Links ist ein Vergleich zwischen den erwarteten Anregungsenergien und den gemessenen zu sehen. Rechts wird das experimentelle Muster, das sich aus den spektroskopischen Stärken ergibt, mit den Werten von Burke [Bur08] verglichen.

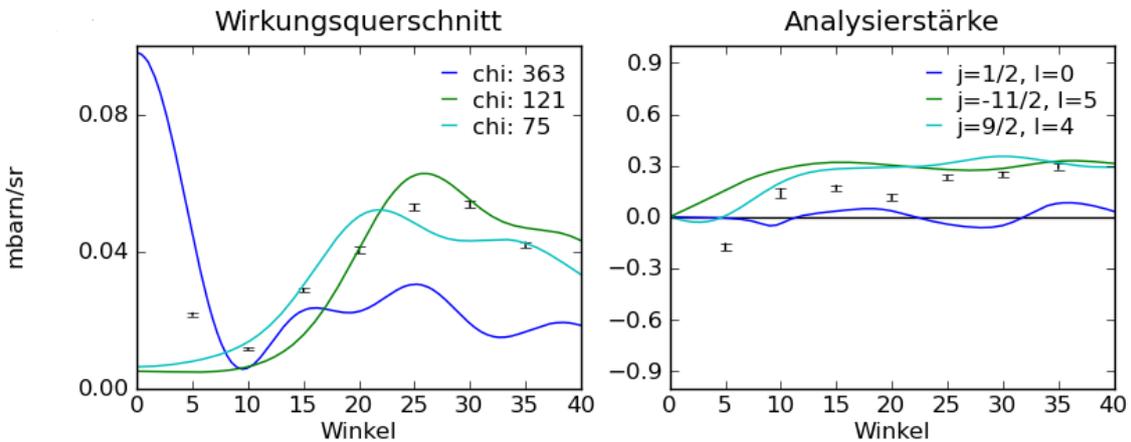


Abbildung 4.11.: Vergleich der DWBA-Rechnungen für verschiedene Quantenzahlen und den experimentellen Werten für den Zustand bei 398,1 keV. Laut Nuclear Data Sheets [Sin05] handelt es sich bei diesem Zustand um einen $1/2^+$ -Zustand

weniger als 1 keV abweichenden Energie angegeben. Bei diesem zweiten Zustand handelt es sich um den $11/2^-$ -Zustand aus der $5/2[752]$ Bande. Diese beiden Zustände liegen zu dicht um sie einzeln auflösen zu können. Die Abbildung 4.12 zeigt die Winkelverteilung, die sich für eine Überlagerung dieser beiden Zustände ergibt. Die Abbildung 4.13 zeigt das Verteilungsmuster der auf diesem $1/2^+$ -Zustand aufbauenden Bande. Hierbei wurde

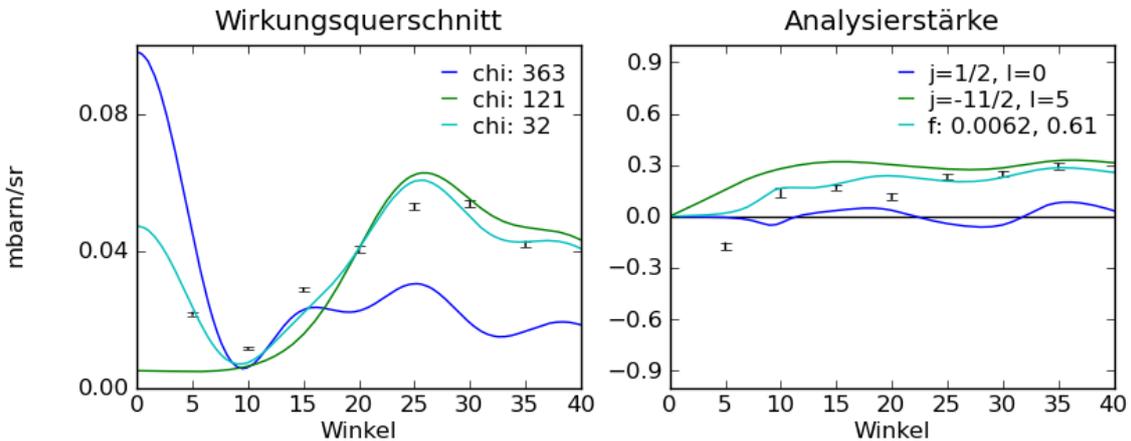


Abbildung 4.12.: Vergleich der experimentellen Daten für die Linie bei 398,1 keV und den DWBA-Rechnungen für die nach Nuclear Data Sheets [Sin05] in Frage kommenden Quantenzahlen. Die dritte Kurve ergibt sich aus der Überlagerung der beiden Möglichkeiten. Es scheint sich bei der Linie bei 398,1 keV somit um ein unaufgelöstes Duplett zu handeln. In der Legende sind die spektroskopischen Stärken f angegeben, die sich bei der Überlagerung für die beiden Anteile ergeben.

für den Bandenkopf die spektroskopische Stärke verwendet, die sich aus der obigen Überlegung zur Überlagerung mit den $11/2^-$ -Zustand ergibt. Die nächsten zwei Zustände der Bande, d.h. der $3/2^+$ -Zustand bei 415,8 keV und der $5/2^+$ -Zustand bei 455,9 keV können bestätigt werden. Als $7/2^+$ -Zustand wird hier der bereits im vorherigen Abschnitt diskutierte Zustand bei 495,5 keV dazugenommen. Da es sich bei diesem Zustand nach Nuclear Data Sheets um einen $11/2^+$ -Zustand handeln soll, wurde auch hier versucht den Widerspruch durch eine Überlagerung der zwei Verteilungen aufzulösen. Dies führte allerdings zu keinem überzeugenden Ergebnis. Der nächste Zustand dieser Bande wäre der $9/2^+$ -Zustand, der bei einer Energie von etwa 570 keV erwartet würde. Bei etwa dieser Energie wird bereits auch der $13/2^+$ -Zustand der $3/2[631]$ Bande erwartet. Beide Linien werden vermutlich von der starken Linie des $1/2^-$ -Zustands bei 572,2 keV verdeckt. Die spektroskopischen Stärken stimmen in dieser Bande nicht gut mit den Erwartungen überein, der $1/2^+$ Zustand und der $5/2^+$ Zustand sind jeweils zu schwach im Vergleich zum $3/2^+$ Zustand und der $7/2^+$ Zustand ist zu stark. Burke et al. [Bur08] haben ähnliche Beobachtungen in ^{231}Th gemacht, auch dort ist zumindest der $5/2^+$ Zustand dieser Bande deutlich schwächer beobachtet worden als erwartet.

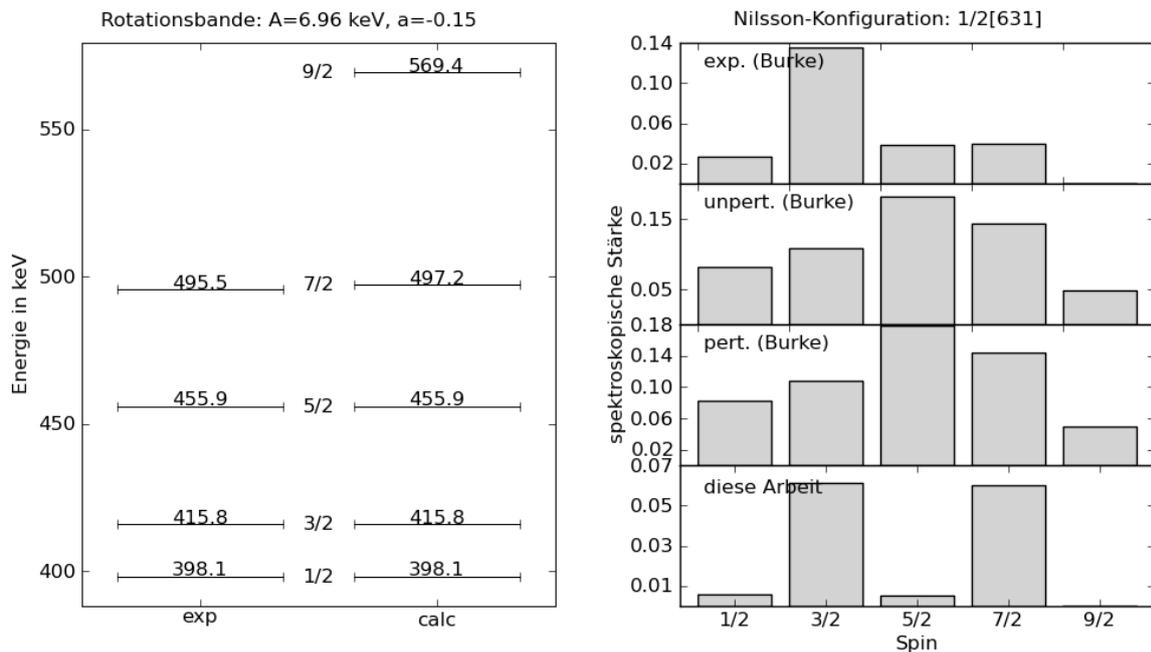


Abbildung 4.13.: Untersuchung der Bande mit Bandenkopf bei 398,1 keV. Links ist ein Vergleich zwischen den erwarteten Anregungsenergien und den gemessenen zu sehen. Rechts wird das experimentelle Muster, das sich aus den spektroskopischen Stärken ergibt, mit den Werten von Burke [Bur08] verglichen.

5/2[752] Bande, Zustände bei 521,0 keV und 398,1 keV

Von der 5/2[752] Bande wird nur der 15/2⁻-Zustand bei einer Anregungsenergie von 521,0 keV und der 11/2⁻-Zustand als Teil des bereits diskutierten Dupletts bei 398,1 keV beobachtet. Die anderen Zustände dieser Bande werden wie erwartet deutlich schwächer populiert [Bur08, Sin05], einzig der Bandenkopf bei einer Anregungsenergie von 297,6 keV ist in einigen Spektren schwach zu erkennen. Die Abbildung 4.14 zeigt den Vergleich zwischen den gemessenen spektroskopischen Stärken und den Erwartungen nach Burke [Bur08].

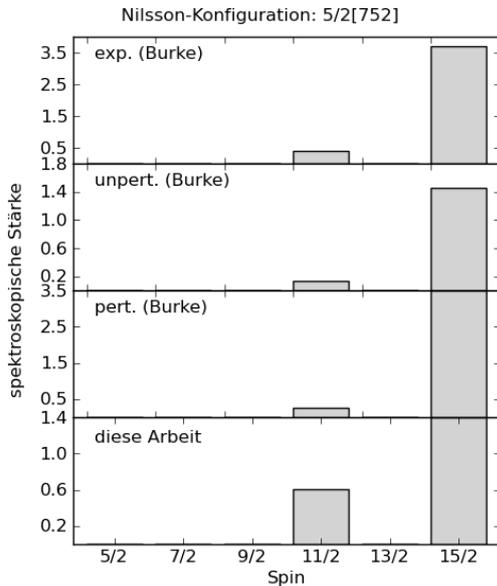


Abbildung 4.14.: Vergleich der gemessenen spektroskopischen Stärken in der 5/2[752] Bande mit den laut Burke [Bur08] zu erwartenden Werten.

1/2[501] Bande mit Bandenkopf bei 572,2 keV

Nach Nuclear Data Sheets handelt es sich bei dem starken Zustand bei einer Anregungsenergie von 572,2 keV um den Bandenkopf der 1/2[501] Bande [Sin05]. Weitere Zustände dieser Bande werden dort allerdings nicht angegeben. Auf Grund von Überlegungen zu Spin und Energie können die Zustände mit den Energien 609,5 keV, 619,2 keV und 718,2 keV und vermutlich der schwache Zustand bei einer Energie von 700,0 keV dieser Bande zugeordnet werden. Die Abbildung 4.15 zeigt das Energieschema und den „Fingerabdruck“ dieser Bande. Hierbei wurden die Energien der ersten drei Zustände benutzt um die Parameter zu fitten und die zuerwartende Position der anderen Zustände zu bestimmen. Der Rotationsparameter A ist mit 6,87 keV ähnlich groß, wie bei der gut bekannten 1/2[631] Bande. Der entsprechende Wert für die 1/2[501] Bande beträgt in ^{231}Th 6,8 keV [Jai90]. Die ungewöhnliche Reihenfolge der Zustände erklärt sich aus dem relativ großen Decoupling-Parameter a . Nach Jain wird für dieses Nilsson-Orbital ein Decoupling-Parameter von etwas über 1 erwartet. In ^{231}Th ist der Decoupling-Parameter für diese Bande mit 0,92 etwas kleiner, so dass die normale Reihenfolge

der Zustände erhalten bleibt, während in ^{233}Th ein der Decoupling-Parameter von 1,58 beobachtet wird [Jai90]. Auch der „Fingerabdruck“ aus den spektroskopischen Stärken entspricht den Erwartungen für die $1/2[501]$ Nilsson-Konfiguration. Die für

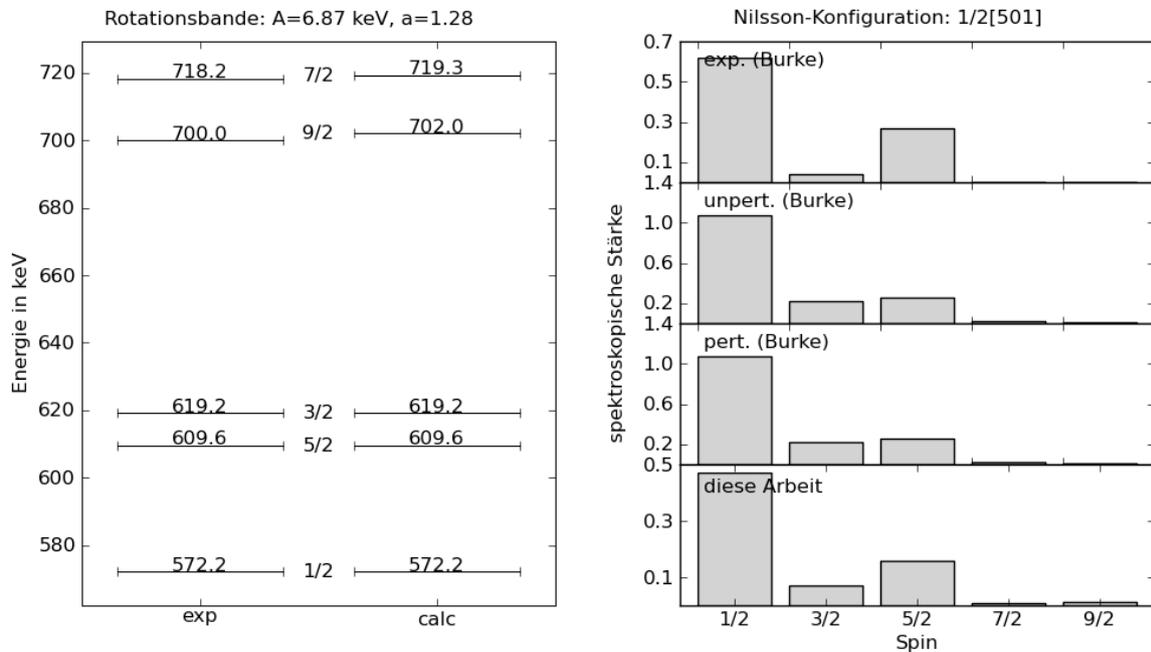


Abbildung 4.15.: Vorschlag für eine Fortsetzung der Bande mit Bandenkopf bei 572,1 keV. Links ist ein Vergleich zwischen den erwarteten Anregungsenergien und den gemessenen zu sehen. Rechts wird das experimentelle Muster, das sich aus den spektroskopischen Stärken ergibt, mit den Werten von Burke [Bur08] verglichen.

diese Deutung getroffenen Spinzuordnungen sind alle gut mit den experimentellen Daten vereinbar. Nur die Deutung des Zustands bei einer Anregungsenergie von 700 keV als $9/2^-$ -Zustand ist problematisch. Auf Grund der Daten scheint es sich bei diesem Zustand eher um einen $1/2^+$ -Zustand zu handeln. Die Abbildung 4.16 zeigt die Situation. Eine weitere Möglichkeit wäre die Annahme eines Dupletts aus einem $1/2^+$ -Zustand und einem $9/2^-$ -Zustand. Es stellt sich heraus, dass die sich aus dieser Annahme ergebende Kurve die Daten mindestens genau so gut beschreibt, wie die Kurve für einen isolierten $1/2^+$ -Zustand. Insofern scheint die Deutung dieses Zustands als $9/2^+$ -Zustand durchaus möglich.

5/2[503] Bande mit Bandenkopf bei 914,3 keV oder bei 749,1 keV

Johnson et.al haben für den Zustand bei einer Anregungsenergie von 915 keV die Spinzuordnung $5/2^-$ getroffen und ihn als Bandenkopf der $5/2[503]$ Bande gedeutet [Joh78]. In den Nuclear Data Sheets wird dieser Zustand dagegen als $11/2^-$ -Zustand aufgeführt. Die hier vorliegenden Daten unterstützen wie die Abbildung 4.17 zeigt

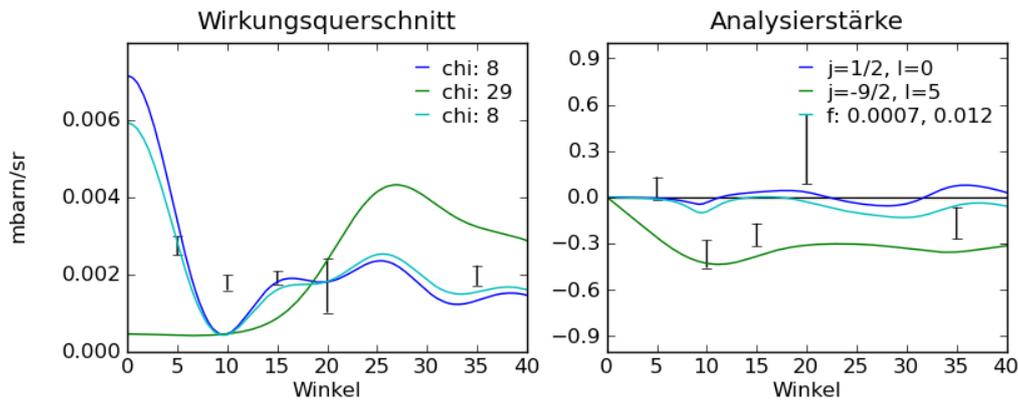


Abbildung 4.16.: Vergleich der Kurven für verschiedenen mögliche Spinzuordnungen für den Zustand bei einer Energie von 700,0 keV. Gezeigt wird auch die Kurve die sich aus einer Überlagerung der beiden Möglichkeiten ergibt.

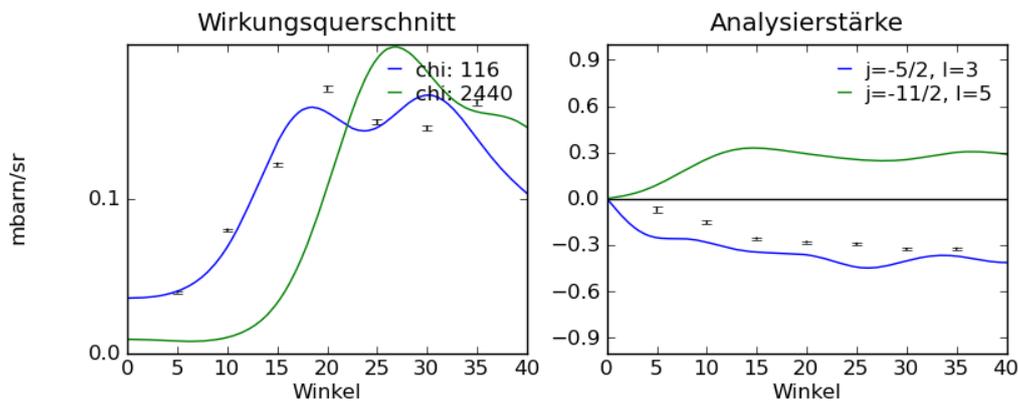


Abbildung 4.17.: Vergleich verschiedener Spinzuordnungen für den Zustand bei einer Energie von 914,3 keV. Nach Johnson handelt es sich bei diesem Zustand um einen $5/2^-$ Zustand, während Nuclear Data Sheets ihn als $11/2^-$ Zustand angegeben. Die Daten dieser Arbeit unterstützen die erste Annahme.

eindeutig die Spinzuordnung von Johnson. In den Nuclear Data Sheets wird dagegen als Bandenkopf für die $5/2[503]$ Bande ein Zustand bei einer Energie von 749,1 keV angegeben. Auch diese Spinzuordnung kann bestätigt werden. Da in der $5/2[503]$ Bande nur der Bandenkopf eine nennenswerte spektroskopische Stärke aufweisen sollte [Bur08], können keine weiteren Zustände der Bande beobachtet werden. Daher ist eine Entscheidung für eine der beiden Möglichkeiten hier leider nicht möglich. Es existiert außerdem mindestens ein weiterer $5/2^-$ -Zustand in diesem Energiebereich, nämlich bei 893,6 keV, der als Bandenkopf dieser Bande in Frage kommt.

3/2[501] Bande mit Bandenkopf bei 1017,0 keV

Der $3/2^-$ -Zustand bei 1017,0 keV wurde bereits von Johnson [Joh78] beobachtet und als Bandenkopf der 3/2[501] Bande gedeutet. Allerdings wurde diese Deutung nicht in die Nuclear Data Sheets übernommen [Sin05]. Die Spinzuordnung von Johnson wird hier bestätigt. Außerdem werden drei weitere Zustände bei 1054,4 keV, bei 1104,7 keV und bei 1167,8 keV beobachtet, die zu dieser Bande gehören könnten. Die Spinzuordnungen der ersten beiden Zustände passen gut in dieses Bild. Für den letzten Zustand sind leider nicht genug Messpunkte vorhanden, um eine Spinzuordnung zu treffen, trotzdem wird dieser auf Grund der passenden Energie zu dieser Bande hinzugenommen. Die Abbildung 4.18 zeigt, dass auch die Verteilung der spektroskopischen Stärken gut zu dieser Deutung als 3/2[501] Bande passt. Der Rotationsparameter ist mit 7,34 keV ähnlich groß wie in ^{231}Th , wo sich für diese Bande ein Rotationsparameter von 7,8 keV ergibt [Jai90].

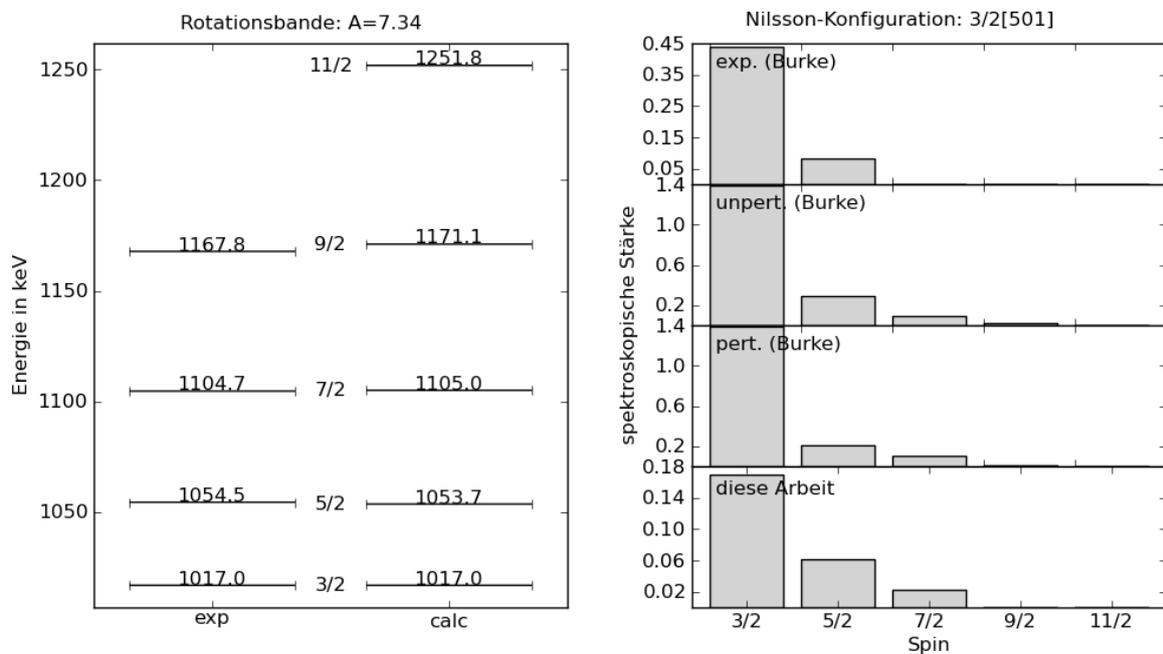


Abbildung 4.18.: Vorschlag für eine Fortsetzung der Bande mit Bandenkopf bei 1017,0 keV. Links ist ein Vergleich zwischen den erwarteten Anregungsenergien und den gemessenen zu sehen. Rechts wird das experimentelle Muster, das sich aus den spektroskopischen Stärken ergibt, mit den Werten von Burke [Bur08] verglichen.

Weitere Zustände

Darüber hinaus werden in dieser Arbeit 24 weitere Zustände beobachtet, die keiner Bande zugeordnet werden können. Die Banden, die bei Burke [Bur08] behandelt werden, konnten alle bis auf eine identifiziert werden. Nur die 5/2[622] Bande bleibt in ^{233}U unbeobachtet. Aus den theoretischen spektroskopischen Stärken dieser Bande ergibt sich, dass der $9/2^+$

oder der $11/2^+$ -Zustand dieser Bande am stärksten populiert werden sollte. Ein möglicher Kandidat wäre somit der Zustand mit einer Anregungsenergie von 658,8 keV. Weitere Banden, die im Energiebereich bis etwa 1 MeV zu erwarten sind, sind $7/2[743]$, $3/2[761]$ und $1/2[640]$ [Jai90]. Leider liegen keine Informationen zur Struktur der zugrunde liegenden Nilssonzustände und zur Verteilung der spektroskopischen Stärken vor. Da die Nilssonzustände $7/2[743]$ und $3/2[761]$ aus dem $j_{15/2}$ Schalenmodellzustand hervorgehen, der als „unique parity state“ relativ isoliert liegt, sollten diese Zustände verhältnismäßig rein sein. Die Hauptkomponente dieser Zustände sollte daher der $j_{15/2}$ -Zustand sein und die wahrscheinlichste zweite Komponente der $h_{11/2}$. Für das Verteilungsmuster der dazugehörigen Rotationsbanden bedeutet dies, dass der Großteil der spektroskopische Stärke auf den $15/2^-$ und den $11/2^-$ -Zustand entfallen sollte. Dies ist die selbe Situation wie bei der $5/2[752]$ Bande, wo genau diese zwei Zustände beobachtet werden. Da die Spins der übrigen beobachteten Zustände, so weit bestimmbar, alle niedriger sind, ist es unwahrscheinlich, dass es sich um Zustände aus diesen zwei Banden handelt. Eine Reihe der noch übrigen Zustände haben positive Parität und kämen daher als Zustände der $1/2[640]$ Bande in Frage, z.B. der $1/2^+$ -Zustand bei 963,8 keV oder der $1/2^+$ Zustand bei 1191,8 keV, sowie eine ganze Reihe von möglichen $5/2^+$ Zuständen. Da die meisten der nicht zugeordneten Zustände oberhalb der Energie liegen, die zum Aufbrechen eines Nukleonepaares im Kern nötig ist, können ihnen auch kompliziertere Konfigurationen zu Grunde liegen. Auch ist es möglich, dass sie zu kollektiven Banden gehören bzw. Beimischungen von Vibrationszuständen enthalten.

4.3.3. Zusammenfassung

Es wurden 10 neue Zustände im Isotop ^{233}U beobachtet. Mit Hilfe der gemessenen Winkelverteilungen konnten für 33 Zustände Spin und Parität bestimmt werden und zwei Rotationsbanden mit der Nilsson-Konfiguration $1/2[501]$ sowie mit der Nilsson-Konfiguration $3/2[501]$ neu identifiziert werden. Die Abbildung 4.19 zeigt das deutlich erweiterte Termschema, wie es sich aus den vorliegende Daten ergibt.

233U

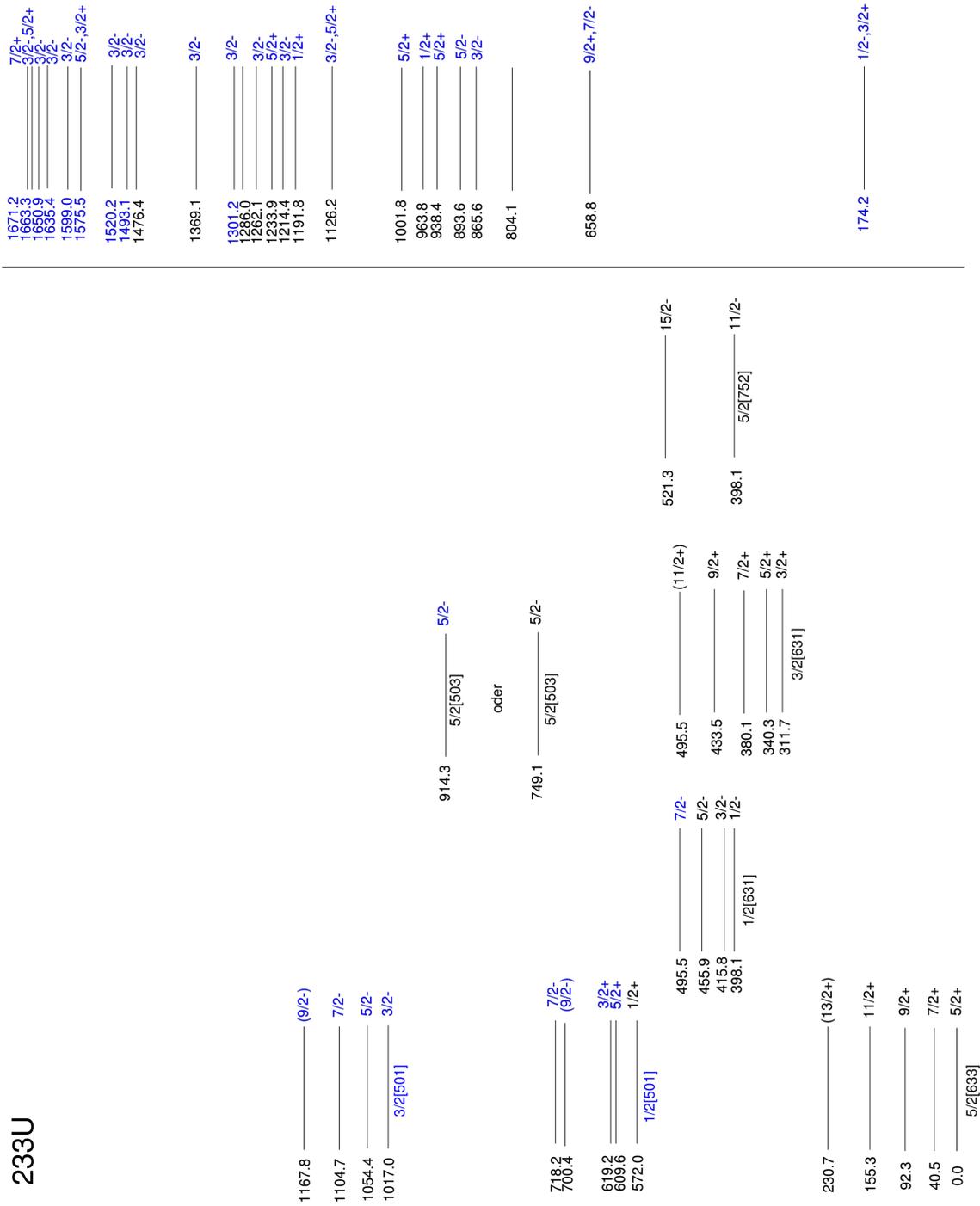


Abbildung 4.19.: Termschema von ^{233}U . In Blau sind die sich aus dieser Arbeit ergebenden neuen Ergebnisse markiert.

4.4. Ergebnisse zum Isotop ^{231}Th

Das Isotop ^{231}Th wurde mit der Reaktion $^{230}\text{Th}(\vec{d},p)^{231}\text{Th}$ bei einer Strahlenergie von 22 MeV studiert. Es wurden 9 Streuwinkel zwischen 7° und 45° mit dem Q3D-Spektrometer vermessen. Anders als bei der (d,t)-Messung treten bei der (d,p)-Reaktion bei kleinen Winkeln Verunreinigungen der Spektren durch Streuung des Strahls auf, daher wurde hier als kleinster Winkel 7° gewählt und nicht wie bei der (d,t)-Reaktion ein Winkel von 5° . Um die durch die Streuung des Strahls in den Fokalebenedetektor entstehende Totzeit zu begrenzen, wurde bei den beiden kleinen Winkeln 7° und 10° die Schlitze am Einlass des Q3D-Spektrometers von den üblichen 10 mm auf 5 mm zugefahren. Eine weitere Problematik ergibt sich bei dieser Reaktion durch die auftretende Nebenreaktion am Kohlenstoff der Trägerfolie des Targetmaterials. Die Protonen aus dieser Reaktion werden auch im Fokalebenedetektor registriert. Da aber die magnetischen Felder des Q3D-Spektrometers nicht für dieser Reaktion eingestellt sind, werden diese Linien nicht scharf abgebildet und es ergeben sich somit breite Verteilungen im Spektrum, die die Linien aus der eigentlichen Reaktion zum Teil verdecken. Da die Reaktion am Kohlenstoff einen deutlich höheren Wirkungsquerschnitt hat, werden die Spektren von diesen Verteilungen dominiert. Dies wirkt sich aus kinematischen Gründen bei kleineren Winkeln störender aus als bei größeren, da diese Verteilungen dann eher im interessanten Teil des Spektrums liegen. Darüber hinaus wirkt sich dies auch negativ auf die Totzeit des Fokalebenedektors aus.

Die Spektren wurden an Hand einer Reihe bereits bekannter Zustände aus ^{231}Th geeicht. Hierbei wurde wie auch bei der Analyse zum Isotop ^{233}U jedes Spektrum einzeln geeicht und anschließend die Energien der Zustände als Mittelwert aus den insgesamt 18 Spektren bestimmt. Die Abbildung 4.20 zeigt exemplarisch ein Spektrum (Streuwinkel 45° mit Polarisationsrichtung „up“).

4.4.1. Winkelverteilungen und DWBA-Rechnungen

Das Vorgehen zur weiteren Auswertung der Daten ist völlig analog zu dem im Abschnitt 4.3 für ^{233}U beschriebenen Vorgehen. Auch hier wurden zuerst alle Linien in den Spektren für die unterschiedlichen Winkel und Polarisationsrichtungen gefittet und nach Energien sortiert. Die Abbildung 4.21 zeigt eine Übersicht über alle beobachteten Linien. Es ergeben sich daraus 65 Energien, die in mehr als 8 Spektren beobachtet wurden und deren Winkelverteilungen ausgewertet werden konnten. Im Vergleich zu den Spekten zu ^{233}U waren die Fits der einzelnen Linien in diesem Fall etwas schwieriger, da die Liniendichte insgesamt etwas höher ist und somit mehr Überlagerungen der einzelnen Linien auftreten und außerdem die Spektren nicht so sauber sind. Besonders deutlich sind die durch die Kinematik stark verbreiterten Linien aus der Reaktion am Kohlenstoff der Trägerfolie des Targets. Diese Linien überragen das Spektrum aus der eigentlich Reaktion um mehrere Größenordnungen und sind der Grund dafür, dass für einige Energien bei bestimmten Winkeln keine Bestimmung der Wirkungsquerschnitte möglich war.

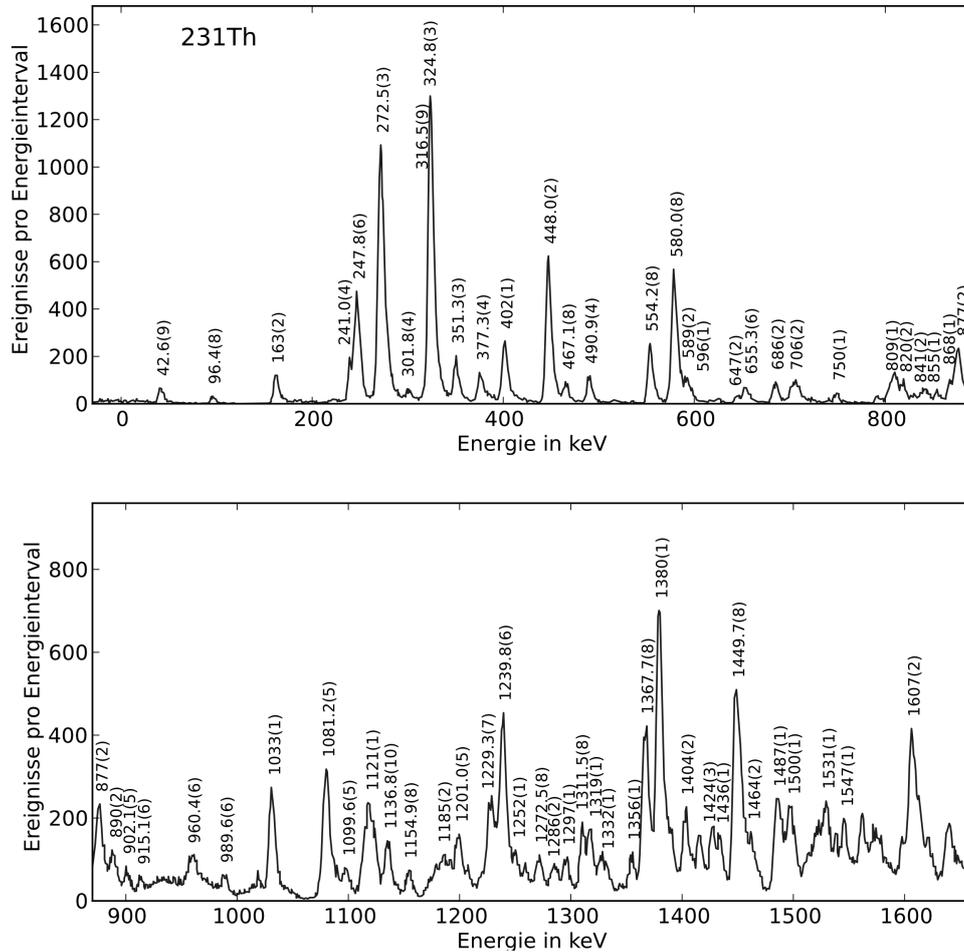


Abbildung 4.20.: Geeichtes Spektrum aus der Reaktion $^{230}\text{Th}(\vec{d},p)^{231}\text{Th}$ zum Streuwinkel 45° bei der Polarisationsrichtung „up“. Die Eichung wurde mit Hilfe bekannter Linien vorgenommen und zwar für jedes Spektrum einzeln. Bei den angegebenen Energien handelt es sich um das Mittel der aus allen 18 Spektren bestimmten Werte.

Um die experimentellen Winkelverteilungen mit den berechneten Kurven vergleichen zu können, muss erst ein geeigneter Parametersatz für die DWBA-Rechnungen gefunden werden. Dazu wurde ebenso wie bei der Reaktion $^{234}\text{U}(\vec{d},t)^{233}\text{U}$ zunächst versucht die experimentellen Winkelverteilungen zu einer Reihe gut bekannter Zustände aus ^{231}Th mit den Parametern von Perey [Per76] zu beschreiben. Aber anders als bei ^{233}U passen die Kurven, die mit den Parametern aus Perey [Per76] berechnet wurden, nicht gut zu den experimentellen Werten. Insbesondere der Verlauf der Analysierstärke wird eher schlecht beschrieben. Die Anpassung der Parameter an diese spezielle Reaktion gestaltet sich daher auch schwieriger. Es wurden mehrere Anläufe unternommen, um auf der Basis der Parameter aus Perey einen geeigneten Parametersatz zu finden. Dabei wurde versucht, durch den Fit verschiedener einzelner Parameter oder Parametergruppen

4. Teilchenspektroskopie nach Transferreaktionen

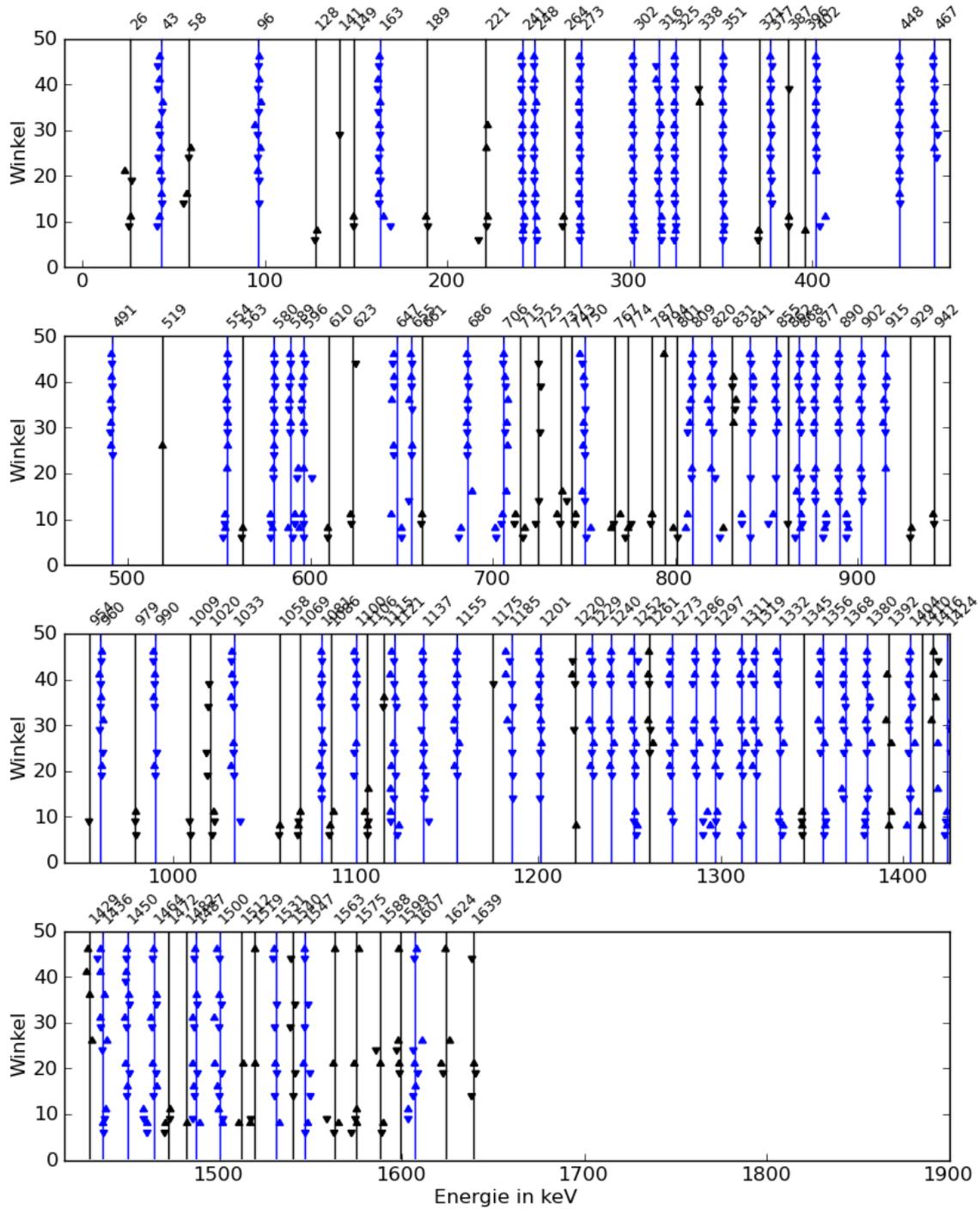


Abbildung 4.21.: Übersicht über alle in den Spektren zu der Reaktion $^{230}\text{Th}(\vec{d},p)^{231}\text{Th}$ gefitteten Peaks. Horizontal ist die Energie und vertikal der Streuwinkel dargestellt. Der Energieschwerpunkt jedes gefitteten Peak wird durch ein Dreieck symbolisiert. Die Polarisationsrichtung wird durch die Ausrichtung des Dreiecks („up“ oder „down“) unterschieden. Insgesamt wurden in den Spektren zu dieser Reaktion 1023 Peaks gefittet, die zu 126 Energien gehören, wovon wiederum 65 in mehr als 8 der 18 Spektren beobachtet wurden.

eine gute Übereinstimmung zwischen den gerechneten Kurven und den gemessenen Kurven zu erreichen. Letztendlich konnte so ein Parametersatz gefunden werden, der die Daten besser beschreibt als die Standardparameter (siehe hierzu Tabelle 4.9).

		d	p	n			d	p	n
V	(MeV)	-109.93	-65.09	x	V	(MeV)	-123.50	-58.13	x
r_V	(fm)	1.15	1.08	1.17	r_V	(fm)	1.05	1.17	1.17
a_V	(fm)	0.65	0.97	0.75	a_V	(fm)	0.86	0.75	0.75
W	(MeV)				W	(MeV)		-2.14	
r_W	(fm)				r_W	(fm)		1.32	
a_W	(fm)				a_W	(fm)		0.51	
$4W_D$	(MeV)	39.96	37.61		$4W_D$	(MeV)	23.23	35.80	
r_D	(fm)	1.45	1.36		r_D	(fm)	1.43	1.32	
a_D	(fm)	0.97	0.46		a_D	(fm)	0.99	0.51	
V_{so}	(MeV)	-22.43	-32.46	$\lambda=25$	V_{so}	(MeV)	-14.00	-24.80	$\lambda=25$
r_{so}	(fm)	1.24	1.07		r_{so}	(fm)	0.75	1.01	
a_{so}	(fm)	0.25	0.20		a_{so}	(fm)	0.50	0.75	
R_C	(fm)	1.30	1.30		R_C	(fm)	1.30	1.30	
nlc		0.54	0.85	0.85	nlc		0.54	0.85	0.85

Tabelle 4.9.: Links: gefitteter Parametersatz für die DWBA-Rechnungen zu $^{230}\text{Th}(\vec{d},p)^{231}\text{Th}$. Zum Vergleich rechts: der Parametersatz nach Perey [Per76], auf dem der Fit basiert. (x : fitted by CHUCK3)

Die Abbildung 4.22 zeigt den Vergleich zwischen den experimentellen Werten, den Kurven aus der DWBA-Rechnung mit den Parametern nach Perey [Per76] und mit dem gefitteten Parametersatz. Leider bleibt bei allen Versuchen einen geeigneten Parametersatz zu finden, die Beschreibung der Analysierstärke deutlich schlechter, als dies bei ^{233}U der Fall gewesen ist. Trotzdem ist es in vielen Fällen möglich, eine Entscheidung für einen Wert für den Bahndrehimpulsübertrag Δl zu treffen und dann zwischen den beiden möglichen Werten für den Gesamtdrehimpulsübertrag Δj zu unterscheiden.

Die Abbildungen 4.23 zeigen für alle Zustände, die berechnete Kurve, die die Daten am besten beschreibt. Falls die Zuordnung nicht eindeutig ist, werden alle in Frage kommenden Möglichkeiten gezeigt.

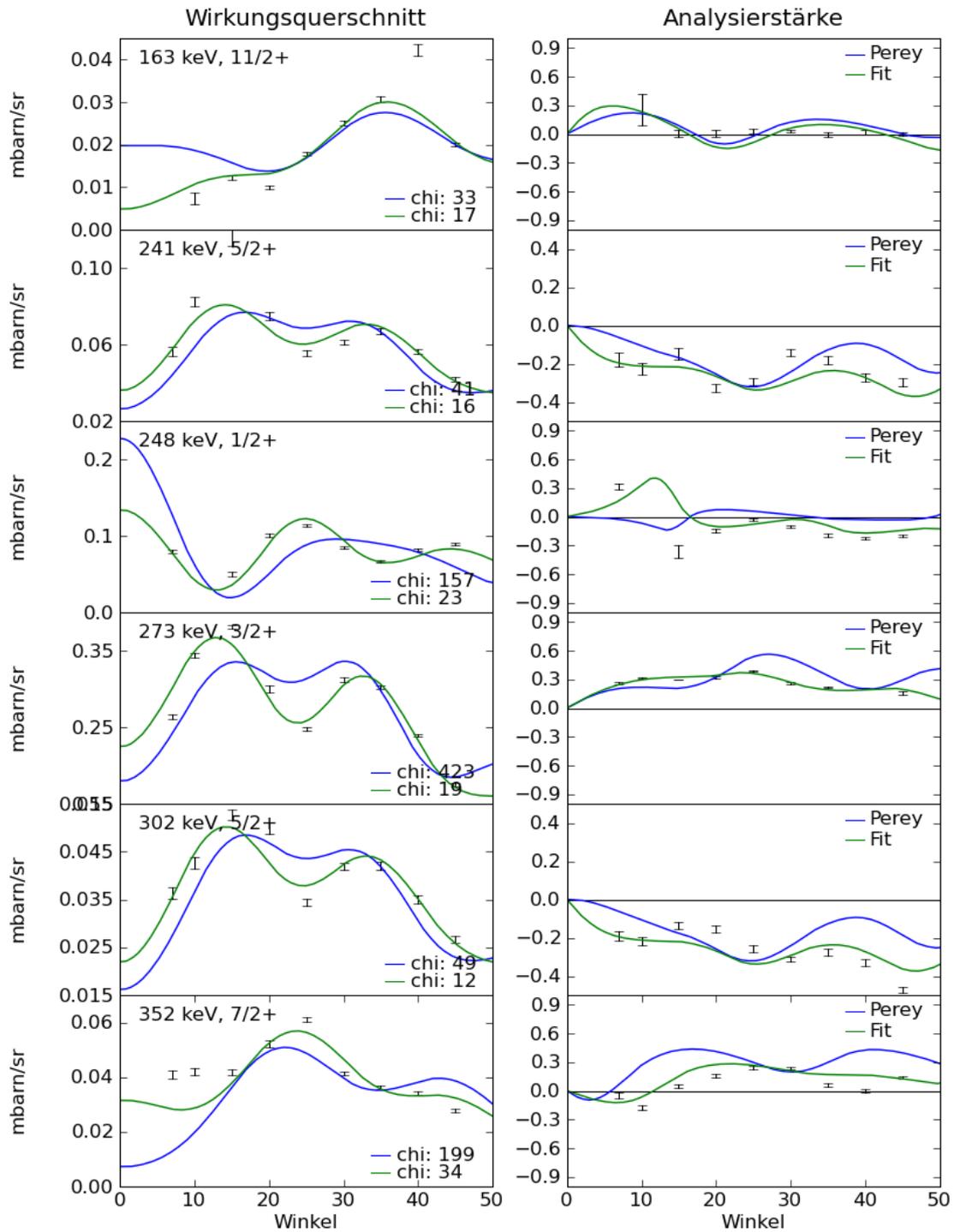


Abbildung 4.22.: Vergleich zwischen den experimentellen Winkelverteilungen für eine Reihe bekannter Zustände in ^{231}Th und mit dem Parametersatz nach Perey [Per76] bzw. mit dem gefitteten Parametersatz berechneten Kurven.

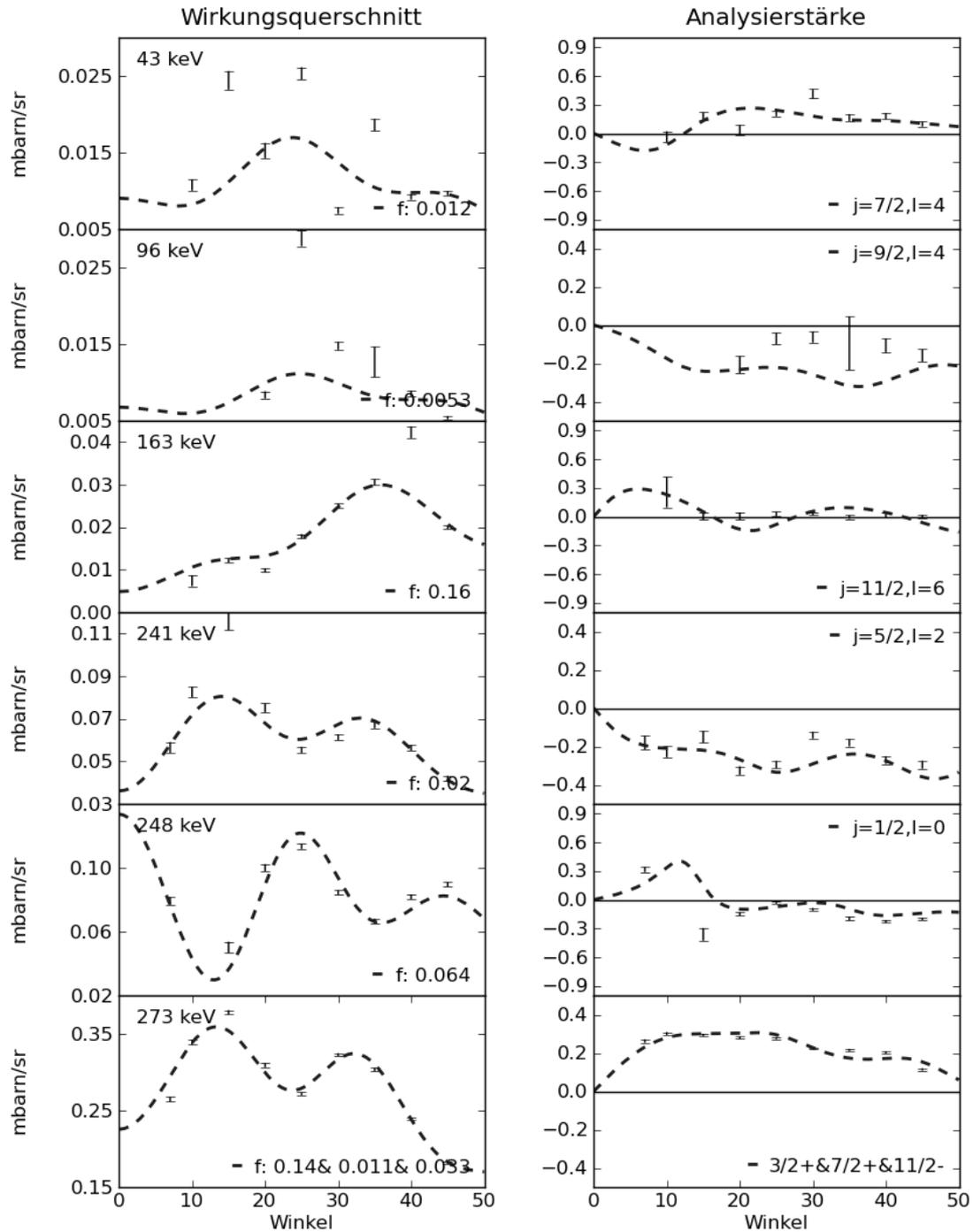


Abbildung 4.23.: Winkelverteilungen des Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke für beobachtete Zustände im Vergleich zu den DWBA-Rechnungen. Für jeden Zustand sind nur die DWBA-Kurven gezeigt, die die experimentellen Werte am besten wiedergeben. Außerdem wird jeweils der Wert der spektroskopischen Stärke f angegeben. In einigen wenigen Fällen sind nicht genug Datenpunkte vorhanden, so dass kein guter Fit durchgeführt werden konnte.

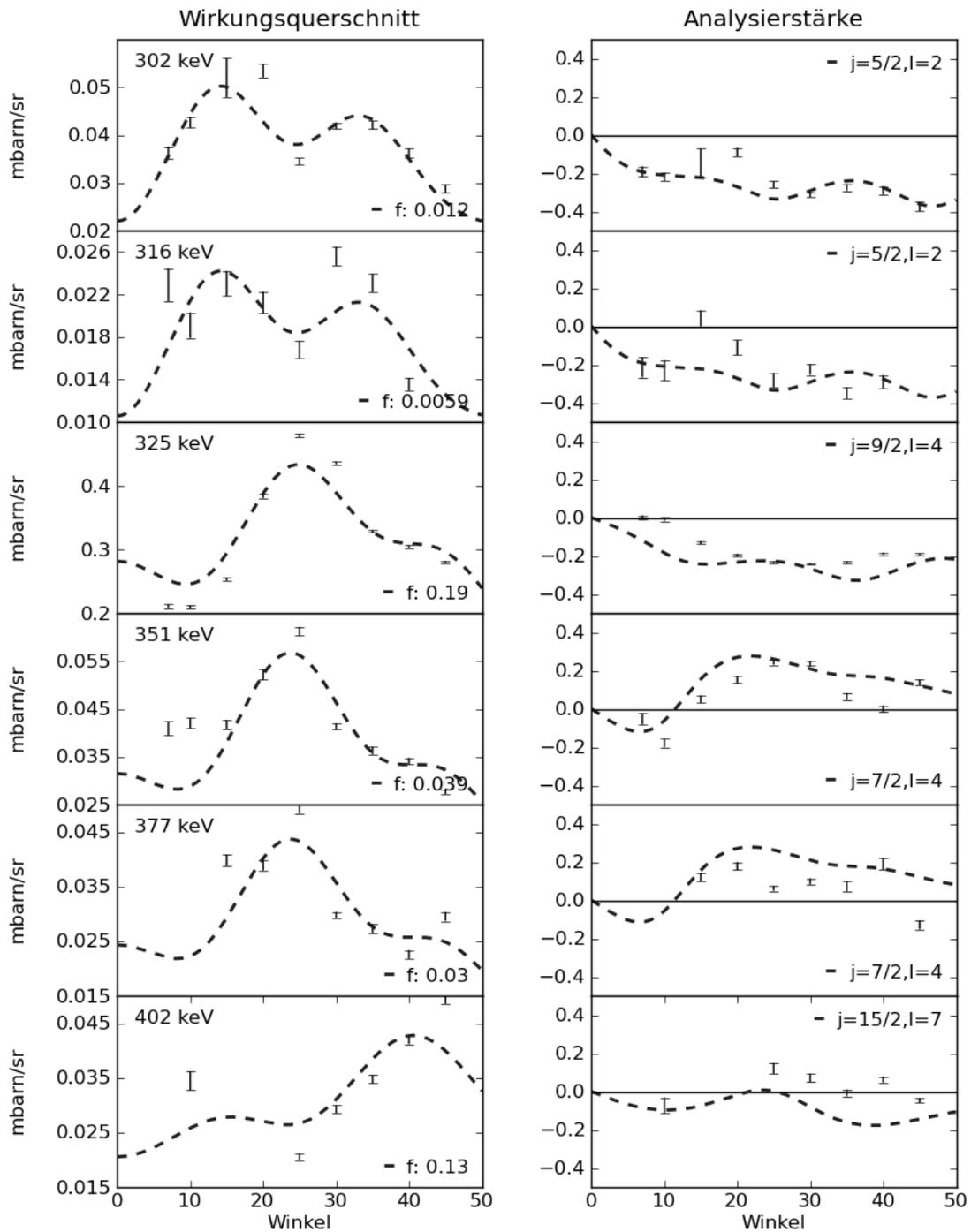


Abbildung 4.23.: Winkelverteilungen des Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke für beobachtete Zustände im Vergleich zu den DWBA-Rechnungen. Für jeden Zustand sind nur die DWBA-Kurven gezeigt, die die experimentellen Werte am besten wiedergeben. Außerdem wird jeweils der Wert der spektroskopischen Stärke f angegeben. In einigen wenigen Fällen sind nicht genug Datenpunkte vorhanden, so dass kein guter Fit durchgeführt werden konnte.

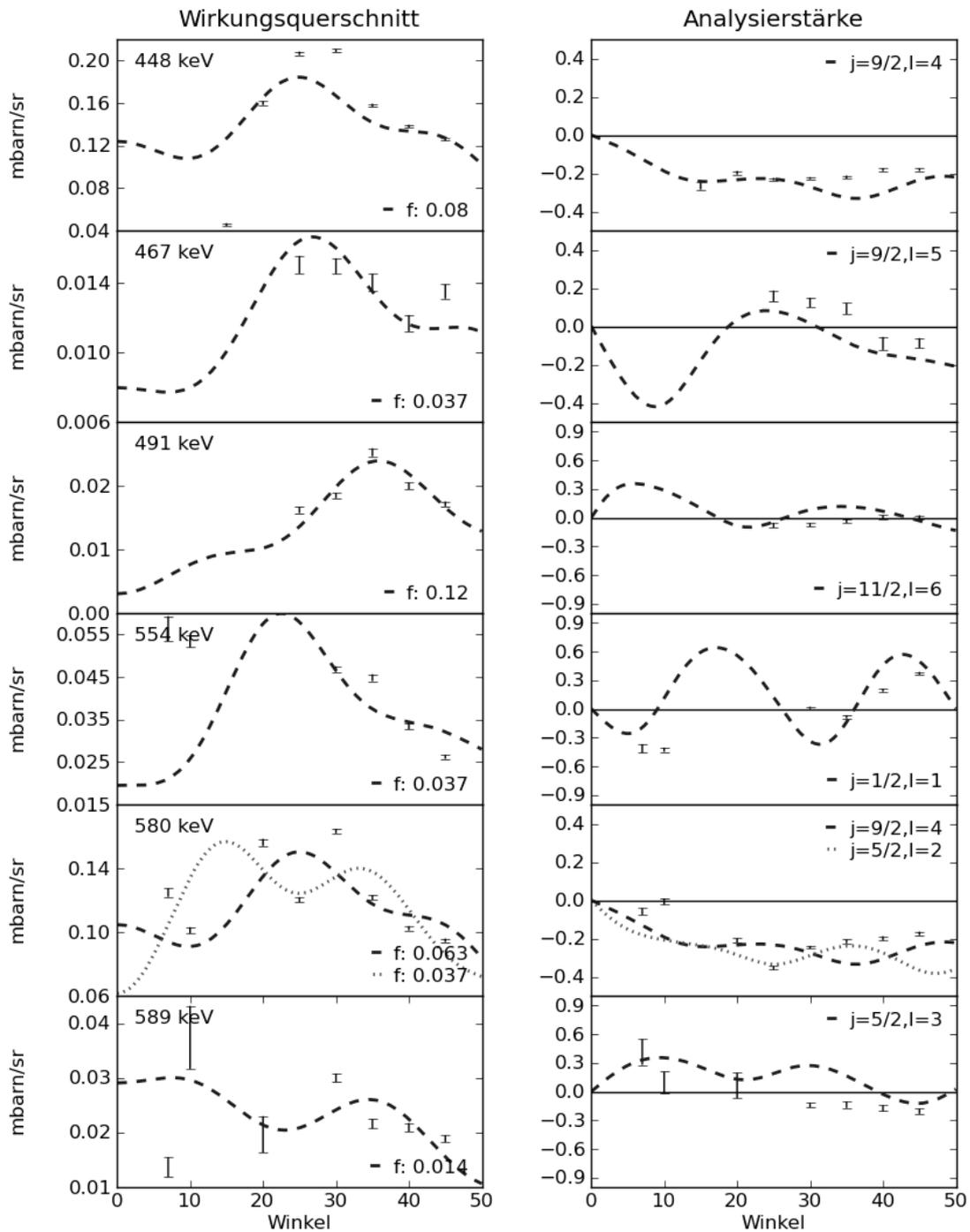


Abbildung 4.23.: Winkelverteilungen des Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke für beobachtete Zustände im Vergleich zu den DWBA-Rechnungen. Für jeden Zustand sind nur die DWBA-Kurven gezeigt, die die experimentellen Werte am besten wiedergeben. Außerdem wird jeweils der Wert der spektroskopischen Stärke f angegeben. In einigen wenigen Fällen sind nicht genug Datenpunkte vorhanden, so dass kein guter Fit durchgeführt werden konnte.

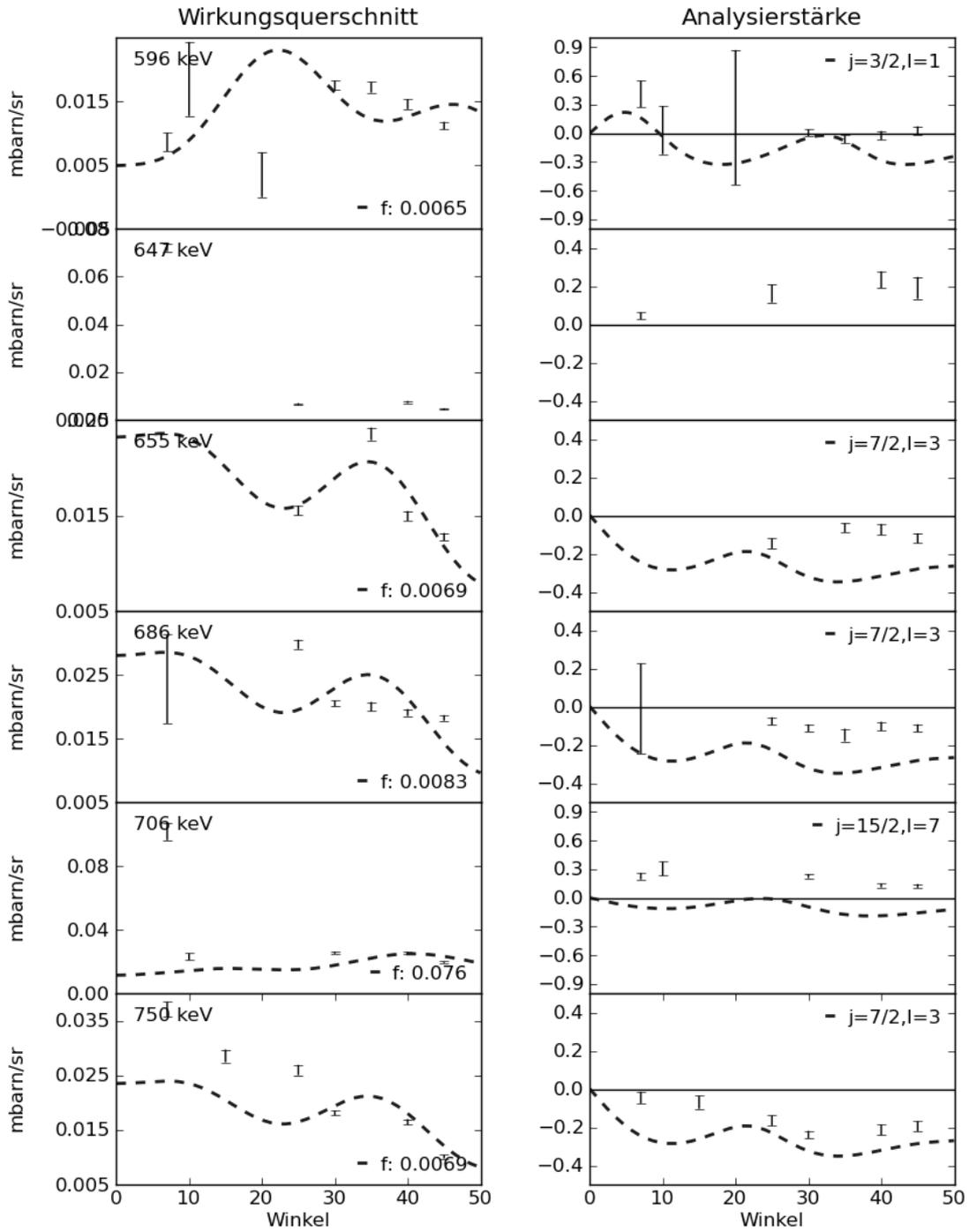


Abbildung 4.23.: Winkelverteilungen des Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke für beobachtete Zustände im Vergleich zu den DWBA-Rechnungen. Für jeden Zustand sind nur die DWBA-Kurven gezeigt, die die experimentellen Werte am besten wiedergeben. Außerdem wird jeweils der Wert der spektroskopischen Stärke f angegeben. In einigen wenigen Fällen sind nicht genug Datenpunkte vorhanden, so dass kein guter Fit durchgeführt werden konnte.

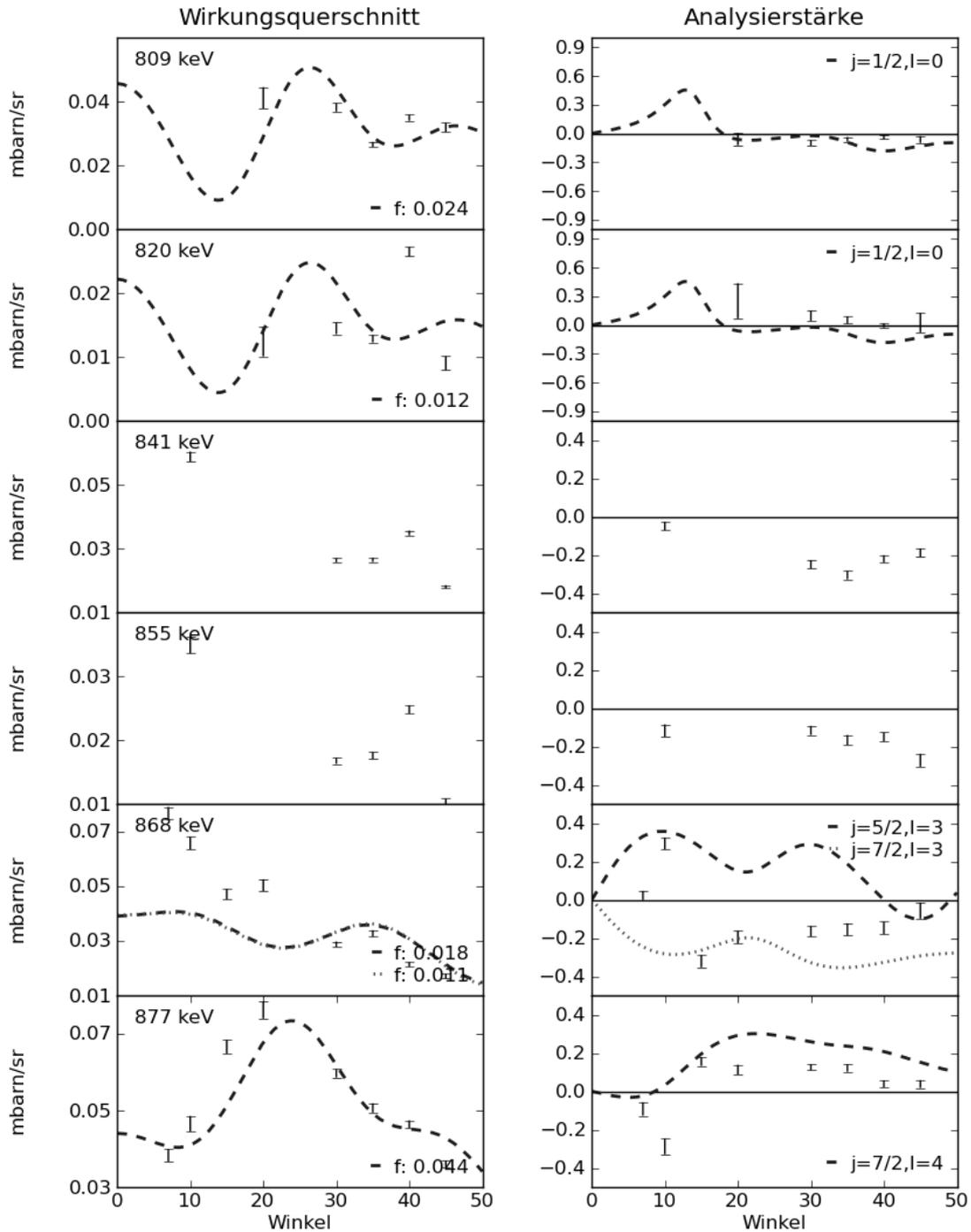


Abbildung 4.23.: Winkelverteilungen des Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke für beobachtete Zustände im Vergleich zu den DWBA-Rechnungen. Für jeden Zustand sind nur die DWBA-Kurven gezeigt, die die experimentellen Werte am besten wiedergeben. Außerdem wird jeweils der Wert der spektroskopischen Stärke f angegeben. In einigen wenigen Fällen sind nicht genug Datenpunkte vorhanden, so dass kein guter Fit durchgeführt werden konnte.

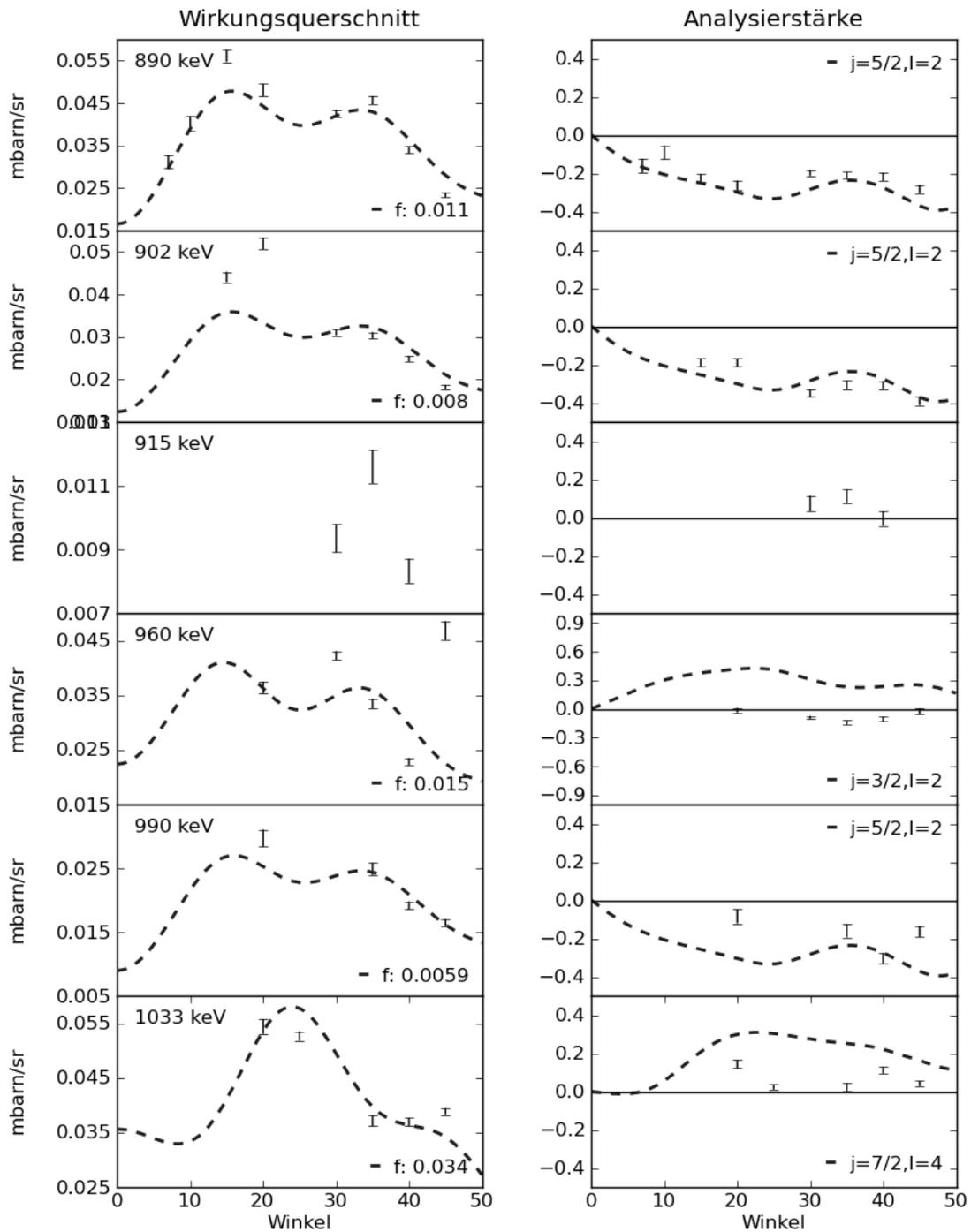


Abbildung 4.23.: Winkelverteilungen des Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke für beobachtete Zustände im Vergleich zu den DWBA-Rechnungen. Für jeden Zustand sind nur die DWBA-Kurven gezeigt, die die experimentellen Werte am besten wiedergeben. Außerdem wird jeweils der Wert der spektroskopischen Stärke f angegeben. In einigen wenigen Fällen sind nicht genug Datenpunkte vorhanden, so dass kein guter Fit durchgeführt werden konnte.

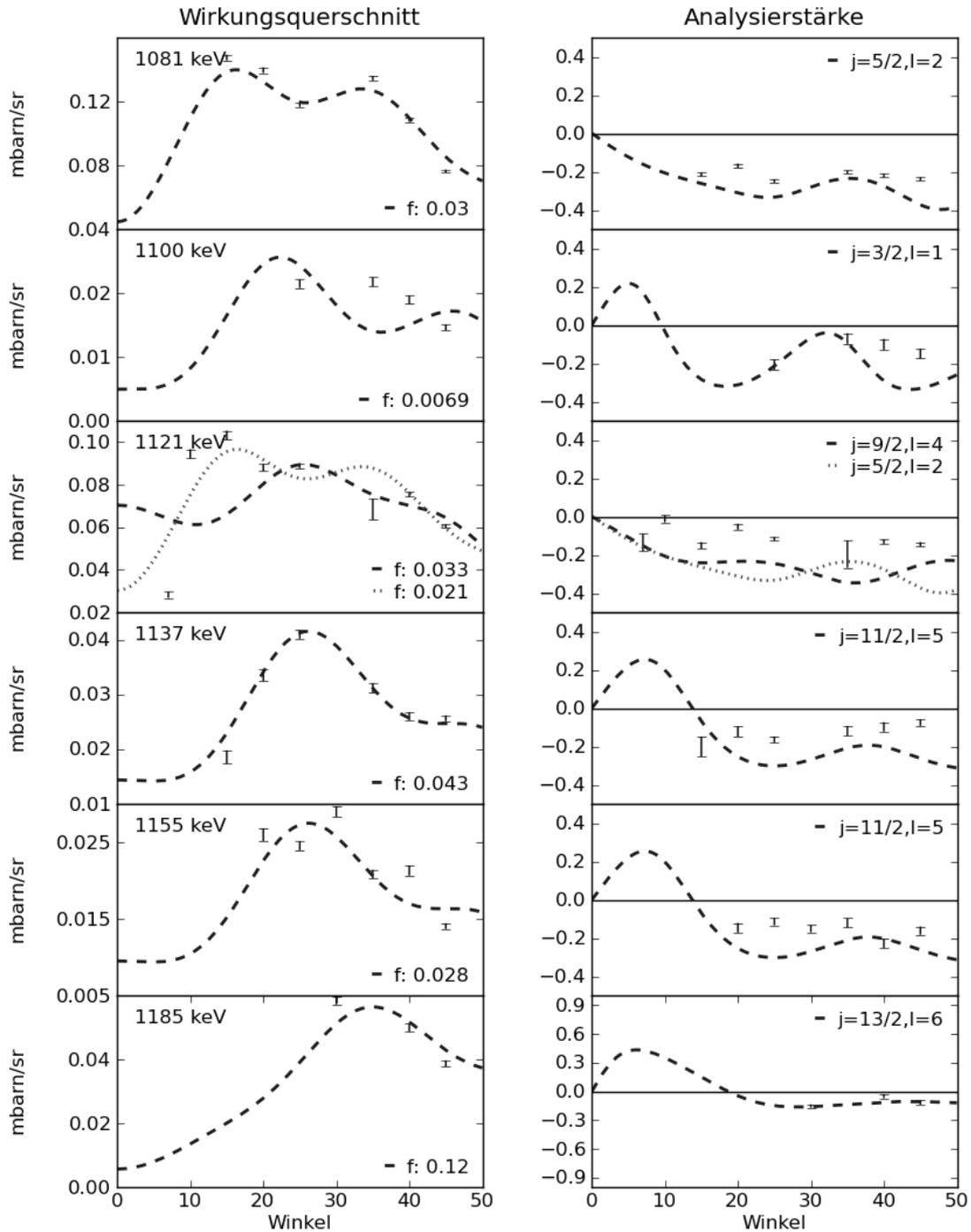


Abbildung 4.23.: Winkelverteilungen des Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke für beobachtete Zustände im Vergleich zu den DWBA-Rechnungen. Für jeden Zustand sind nur die DWBA-Kurven gezeigt, die die experimentellen Werte am besten wiedergeben. Außerdem wird jeweils der Wert der spektroskopischen Stärke f angegeben. In einigen wenigen Fällen sind nicht genug Datenpunkte vorhanden, so dass kein guter Fit durchgeführt werden konnte.

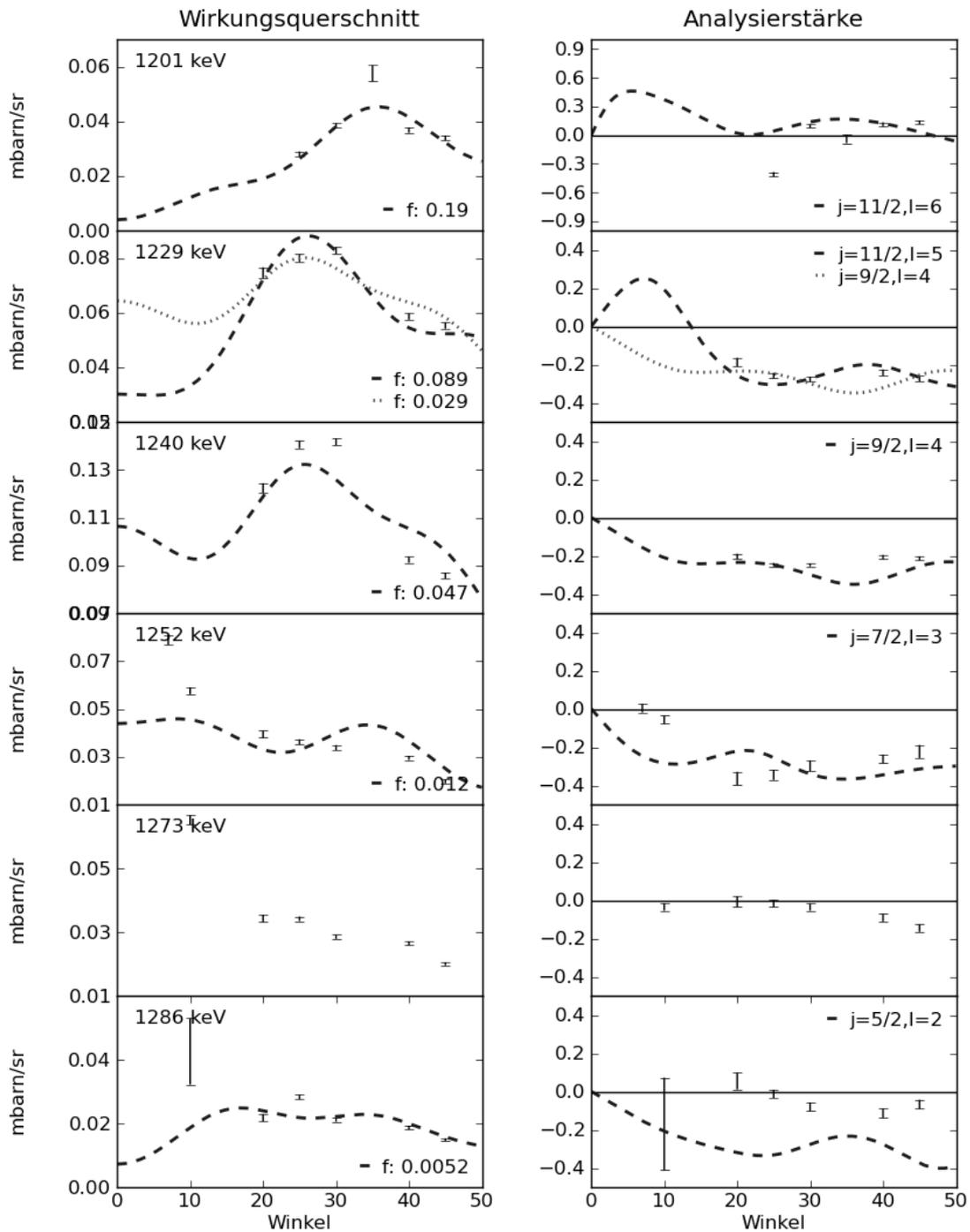


Abbildung 4.23.: Winkelverteilungen des Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke für beobachtete Zustände im Vergleich zu den DWBA-Rechnungen. Für jeden Zustand sind nur die DWBA-Kurven gezeigt, die die experimentellen Werte am besten wiedergeben. Außerdem wird jeweils der Wert der spektroskopischen Stärke f angegeben. In einigen wenigen Fällen sind nicht genug Datenpunkte vorhanden, so dass kein guter Fit durchgeführt werden konnte.

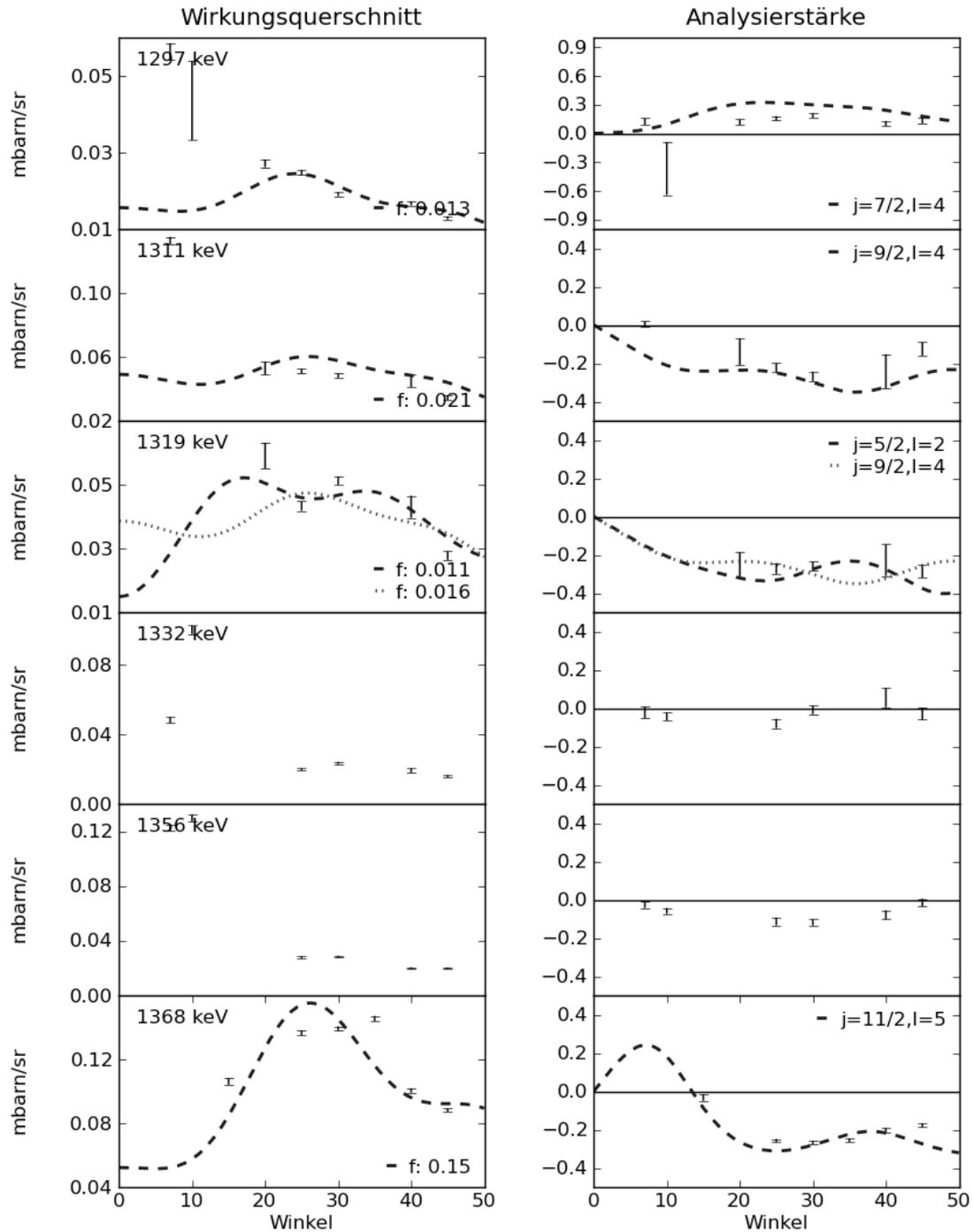


Abbildung 4.23.: Winkelverteilungen des Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke für beobachtete Zustände im Vergleich zu den DWBA-Rechnungen. Für jeden Zustand sind nur die DWBA-Kurven gezeigt, die die experimentellen Werte am besten wiedergeben. Außerdem wird jeweils der Wert der spektroskopischen Stärke f angegeben. In einigen wenigen Fällen sind nicht genug Datenpunkte vorhanden, so dass kein guter Fit durchgeführt werden konnte.

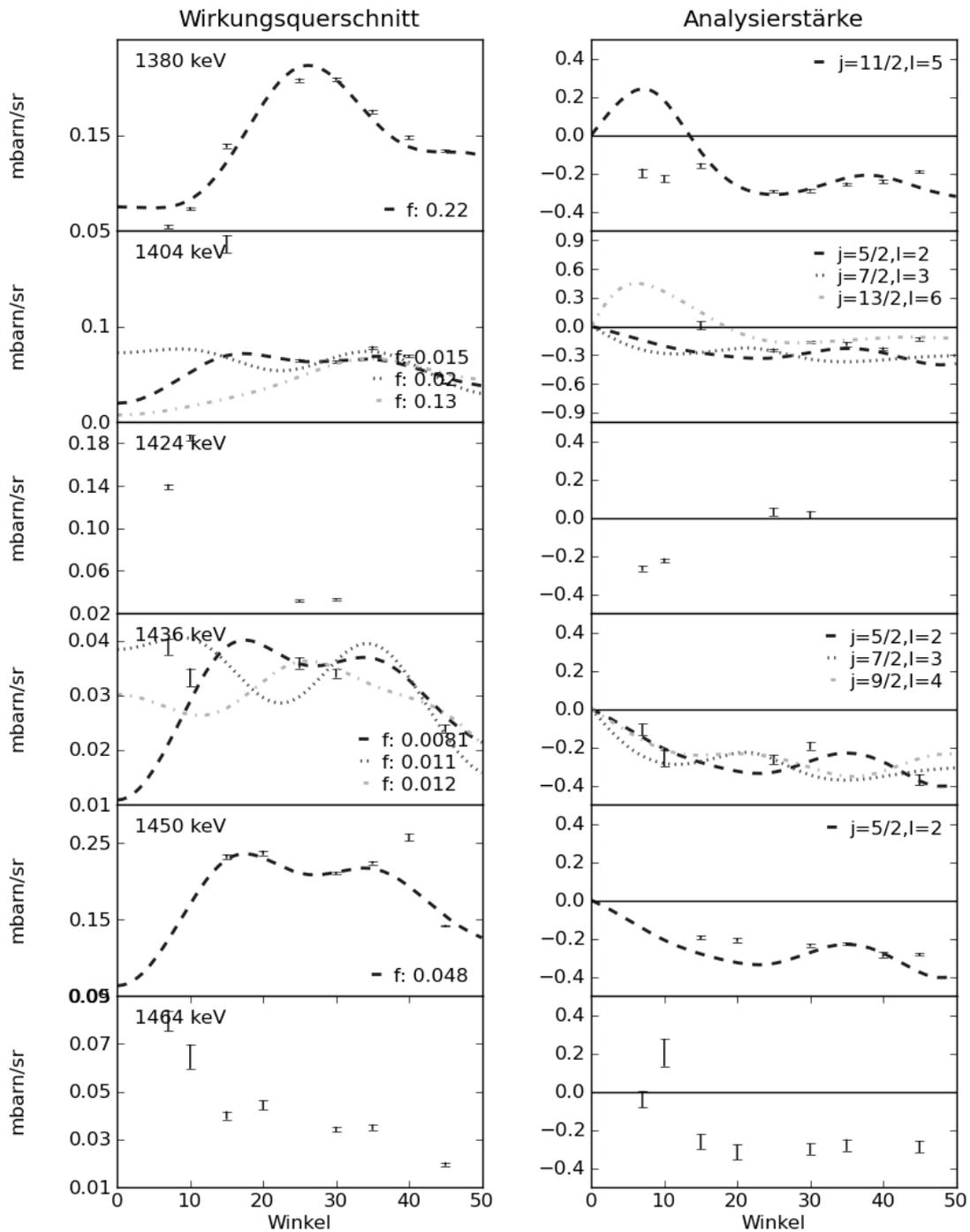


Abbildung 4.23.: Winkelverteilungen des Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke für beobachtete Zustände im Vergleich zu den DWBA-Rechnungen. Für jeden Zustand sind nur die DWBA-Kurven gezeigt, die die experimentellen Werte am besten wiedergeben. Außerdem wird jeweils der Wert der spektroskopischen Stärke f angegeben. In einigen wenigen Fällen sind nicht genug Datenpunkte vorhanden, so dass kein guter Fit durchgeführt werden konnte.

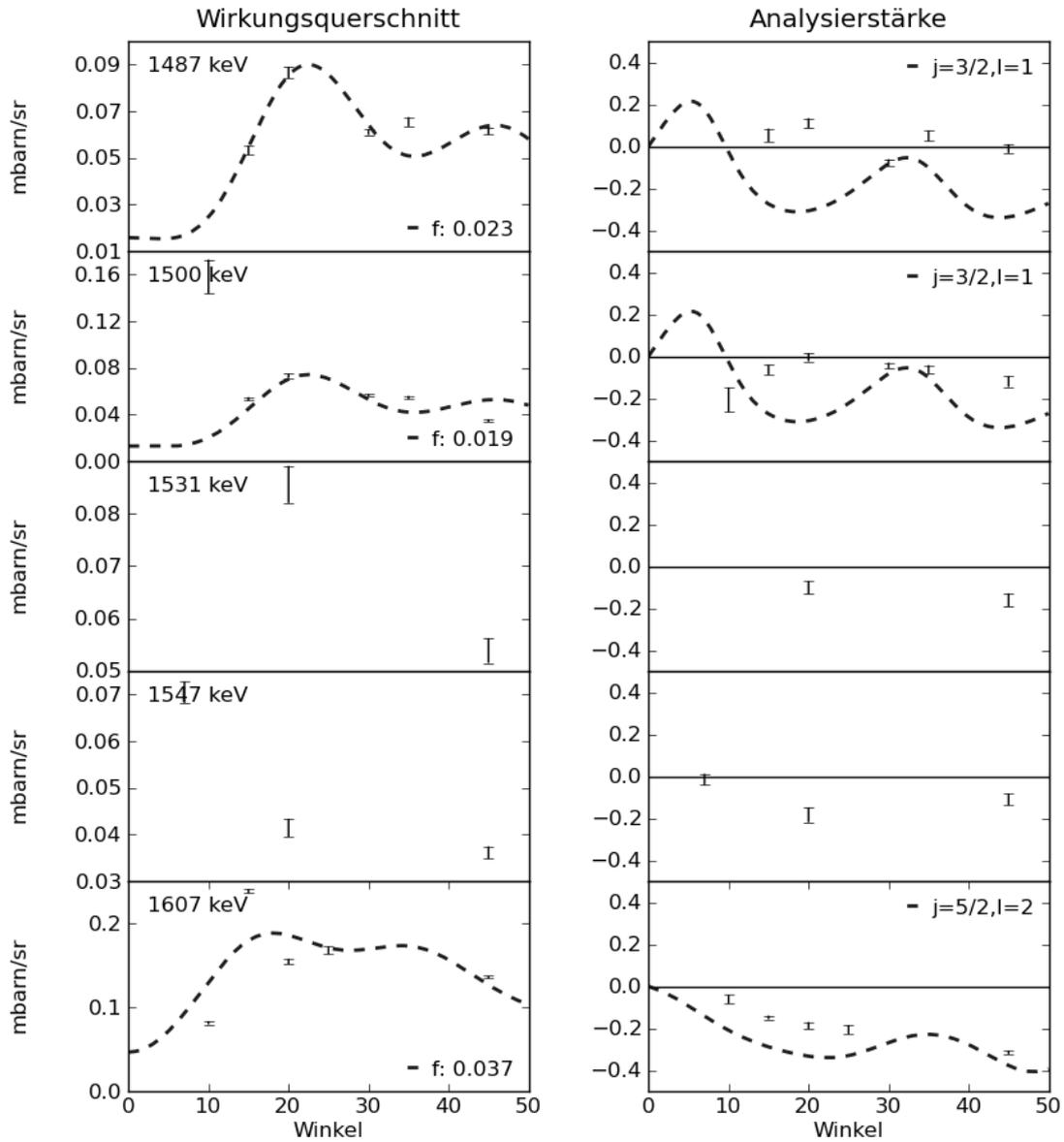


Abbildung 4.23.: Winkelverteilungen des Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke für beobachtete Zustände im Vergleich zu den DWBA-Rechnungen. Für jeden Zustand sind nur die DWBA-Kurven gezeigt, die die experimentellen Werte am besten wiedergeben. Außerdem wird jeweils der Wert der spektroskopischen Stärke f angegeben. In einigen wenigen Fällen sind nicht genug Datenpunkte vorhanden, so dass kein guter Fit durchgeführt werden konnte.

4.4.2. Diskussion der Ergebnisse

Das heutige Bild vom Termschema von ^{231}Th geht vor allem auf die Arbeit von White et. al. zurück, die den Kern sowohl mit Hilfe von (n, γ)-Reaktionen als auch mit Hilfe der (d,p)-Reaktion studiert haben [Whi87]. Eine weitere ausführliche Untersuchung des Kerns mit Hilfe der (d,t)-Reaktion wurde erst kürzlich von Burke et. al. [Bur08] veröffentlicht. Die Bandenstruktur, wie sie von White et. al. vorgeschlagen wurde, wird dort im wesentlichen bestätigt, aber auch an einigen Stellen in Frage gestellt. In dieser Arbeit wurde der Kern nun wiederum mit der (d,p)-Reaktion untersucht. Durch die Verfügbarkeit des polarisierten Strahls ergibt sich hierbei aber eine klare Verbesserung gegenüber den älteren Messungen. Die direkte Bestimmung des Gesamtdrehimpulsübertrags Δj ist hier ein entscheidender Vorteil. Darüber hinaus wurde bei kleineren Streuwinkeln (von 7° bis 45°) gemessen, wo die Winkelverteilungen ausgeprägter sind und auch die Energieauflösung des Spektrometers war mit 7 keV besser als die 10 keV der alten Messung. Es konnte insgesamt 67 Zustände identifiziert werden, davon waren 37 bisher unbekannt. Für 26 dieser Zustände konnten Spin und Parität bestimmt werden oder auf wenige Möglichkeiten eingeschränkt werden. Die folgende Tabelle listet die Ergebnisse auf.

diese Arbeit				Nuclear Data Sheets	
Energie [keV]	J^π	FWHM [keV]	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(35^\circ)$ [$\mu\text{barn/sr}$]	Energie [keV]	J^π
				0.0	$5/2^+$
42.6(9)	$7/2^+$	7(2)	18.6(8)	41.952(2)	$7/2^+$
96.4(8)	$9/2^+$	9(2)	14(2)	96.129(3)	$9/2^+$
163(2)	$11/2^+$	8(2)	30.6(7)	161.94(4)	$11/2^+$
241.0(4)	$5/2^+$	6(1)	66(2)	240.881(2)	$5/2^+$
247.8(6)	$1/2^+$	6(1)	68(1)	247.583(2)	$1/2^+$
272.5 (3)	$3/2^+$	6.5(7)	267(2)	272.180(2)	$3/2^+$
	$7/2^+$			275.425(2)	$7/2^+$
	$5/2^+$			277.8(2)	$5/2^+$
301.8(4)	$5/2^+$	7(2)	42.7(8)	301.744(2)	$5/2^+$
316.5(9)	$5/2^+$	5.9(4)	21.0(8)	317.082(2)	$5/2^+$
324.8(3)	$9/2^+$	5.9(4)	331(2)	324.913(7)	$(9/2)^+$
351.3(3)	$7/2^+$	6(2)	35.4(8)	351.511(6)	$7/2^+$
377.3(4)	$7/2^+$	7(1)	27.2(9)	377.577(8)	$(7/2)^+$
402(1)	$15/2^-$	7(2)	34.8(7)	402(2)	$(15/2)^-$
448.0(2)	$9/2^+$	6.0(6)	158(1)	449(1)	$(9/2)^+$
467.1(8)	$9/2^-$	6.2(3)	13.6(5)	465(2)	
490.9(4)	$11/2^+$	6(1)	25.3(6)	490(3)	$(11/2)^+$
554.2(8)	$1/2^-$	6.0(6)	45.6(8)	554.651(2)	$(1/2)^-$
580.0(8)	$9/2^+, 5/2^+$	6.7(9)	121(1)	579(1)	$(9/2)^+$
589(2)	$5/2^-$	6.9(6)	22.2(9)	590.838(2)	$3/2^-$

wird fortgesetzt...

diese Arbeit				Nuclear Data Sheets	
Energie [keV]	J^π	FWHM [keV]	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(35^\circ)$ [$\mu\text{barn/sr}$]	Energie [keV]	J^π
596(1)	$3/2^-$	7.0(6)	17.5(8)	595.974(2)	$5/2^-$
647(2)		8(2)	15(1)		
655.3(6)		8(4)	24.3(6)	655.98(3)	$7/2^-$
686(2)	$7/2^-$	9(2)	21.9(6)	684.490(2)	$5/2^-, 7/2^-$
706(2)		9(2)	15(1)	704(2)	$(15/2^-)$
750(1)	$7/2^-$	10(3)	18(1)		
809(1)	$1/2^+$	9(1)	27.1(7)	808.507(8)	$3/2^+$
820(2)	$1/2^+$	9(2)	12.5(5)	820.544(7)	$1/2^+$
841(2)		9(2)	25.8(7)		
855(1)		9(2)	17.9(5)		
868(1)	$5/2^-, 7/2^-$	8(2)	33(1)	867.03(4)	$5/2^-, 7/2^-$
877(2)	$7/2^+$	8(2)	49(1)		
890(2)	$5/2^+$	8(2)	47.6(9)	890.00(1)	$5/2^+$
902.1(5)	$5/2^+$	8.3(10)	29.4(8)		
915.1(6)		8.4(10)	11.5(5)	914.90(4)	$(5/2)^-$
960.4(6)	$3/2^+$	12(3)	34.0(9)	960.81(1)	$3/2^+$
989.6(6)	$5/2^+$	9(2)	26.8(9)		
1033(1)	$7/2^+$	8(1)	36.7(9)		
1081.2(5)	$5/2^+$	8(1)	136(1)	1081.33(2)	$1/2^-, 3/2^-$
1099.6(5)	$3/2^-$	7.6(7)	22.1(7)		
1121(1)	$9/2^+, 5/2^+$	10(2)	82(2)		
1136.8(10)	$11/2^-$	10(2)	32.8(8)		
1154.9(8)	$11/2^-$	10(2)	21.3(6)		
1185(2)	$13/2^+$	10(4)	75(2)		
1201.0(5)	$11/2^+$	9(4)	59(3)		
1229.3(7)	$11/2^-, 9/2^+$	7.8(6)			
1239.8(6)	$9/2^+$	7.8(6)			
1252(1)	$7/2^-$	8(2)			
1272.5(8)		8(1)			
1286(2)	$5/2^+$	8(1)			
1297(1)	$7/2^+$	8(1)			
1311.5(8)	$9/2^+$	8(1)			
1319(1)	$5/2^+, 9/2^+$	8(1)			
1332(1)		8(1)			
1356(1)		6(1)			
1367.7(8)	$11/2^-$	6.3(7)	146(2)		
1380(1)	$11/2^-$	6.5(8)	172(2)		
1404(2)	$5/2^+, 7/2^-, 13/2^+$	7(1)	85(2)		
1424(3)		7(1)	32(2)		
1436(1)	$5/2^+, 7/2^-, 9/2^+$	7(1)	24(2)		

wird fortgesetzt...

diese Arbeit				Nuclear Data Sheets	
Energie [keV]	J^π	FWHM [keV]	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(35^\circ)$ [$\mu\text{barn/sr}$]	Energie [keV]	J^π
1449.7(8)	$5/2^+$	6.7(9)	226(2)		
1464(2)		7(2)	36(1)		
1487(1)	$3/2^-$	9(1)	64(2)		
1500(1)	$3/2^-$	9(2)	56(1)		
1531(1)		8(2)	127(11)		
1547(1)		8(2)	71(10)		
1607(2)	$5/2^+$	11(4)			

In der folgenden Diskussion werden die beobachteten Zustände, soweit dies möglich ist, nach Rotationsbanden geordnet. Hierbei werden die neuen Ergebnisse mit denen von Burke et. al. und White et. al. verglichen. Wie bereits bei ^{233}U im Abschnitt 4.3 wird dabei sowohl die Energiesystematik als auch die Verteilung der spektroskopischen Stärken betrachtet. Die theoretischen Verteilungen der spektroskopischen Stärken für die Reaktion $^{230}\text{Th}(d,p)^{231}\text{Th}$ stammen dabei von Burke et. al. [Bur08], während die experimentellen Vergleichswerte auf die ältere Messung von White et. al. [Whi87] zurückgehen. Im Vergleich zum isotonen ^{233}U ist die Energiesystematik innerhalb der einzelnen Rotationsbanden in ^{231}Th nicht so gut erfüllt. Dies liegt daran, dass die Banden hier deutlich näher beieinander liegen und sich die einzelnen Zustände gegenseitig mehr beeinflussen. Dies ist besonders deutlich für die drei niedrigliegenden Banden mit positiver Parität ($3/2[631]$, $1/2[631]$ und $5/2[622]$), deren Bandenköpfe innerhalb von etwa 80 keV liegen. Die Bandenstruktur dieser drei Banden ist deutlich unregelmäßiger als in ^{233}U , wo diese Banden energetisch weiter auseinanderliegen.

Grundzustandsbande ($5/2[633]$)

Der Grundzustand von ^{231}Th hat ebenso wie der Grundzustand im isotonen ^{233}U die Nilsson-Konfiguration $5/2[633]$. Genau wie dort, wird auch hier der Grundzustand selber nicht beobachtet und die darauf aufbauende Rotationsbande nur sehr schwach, so dass die Auswertung der Winkelverteilungen schwierig ist. Erst beim $11/2^+$ -Zustand bei einer Anregungsenergie von 163,0 keV ist eine eindeutige Bestätigung von Spin und Parität möglich. Der $13/2^+$ -Zustand wird nicht beobachtet. Die Abbildung 4.24 zeigt links die Energiesystematik dieser Bande und rechts die Verteilung der spektroskopischen Stärke im Vergleich zu der älteren Messung von White [Whi87] und den Vorhersagen von Burke [Bur08]. Dass nur der $11/2^+$ -Zustand mit nennenswerter Stärke beobachtet wird, entspricht demnach den Erwartungen für diese Bande.

$3/2[631]$ Bande mit Bandenkopf bei 221,4 keV

Der Bandenkopf der Bande mit der Nilsson-Konfiguration $3/2[631]$ soll bei einer Anregungsenergie von 221,4 keV liegen [Bro01]. Bei dieser Energie wird aber nur in 5 der

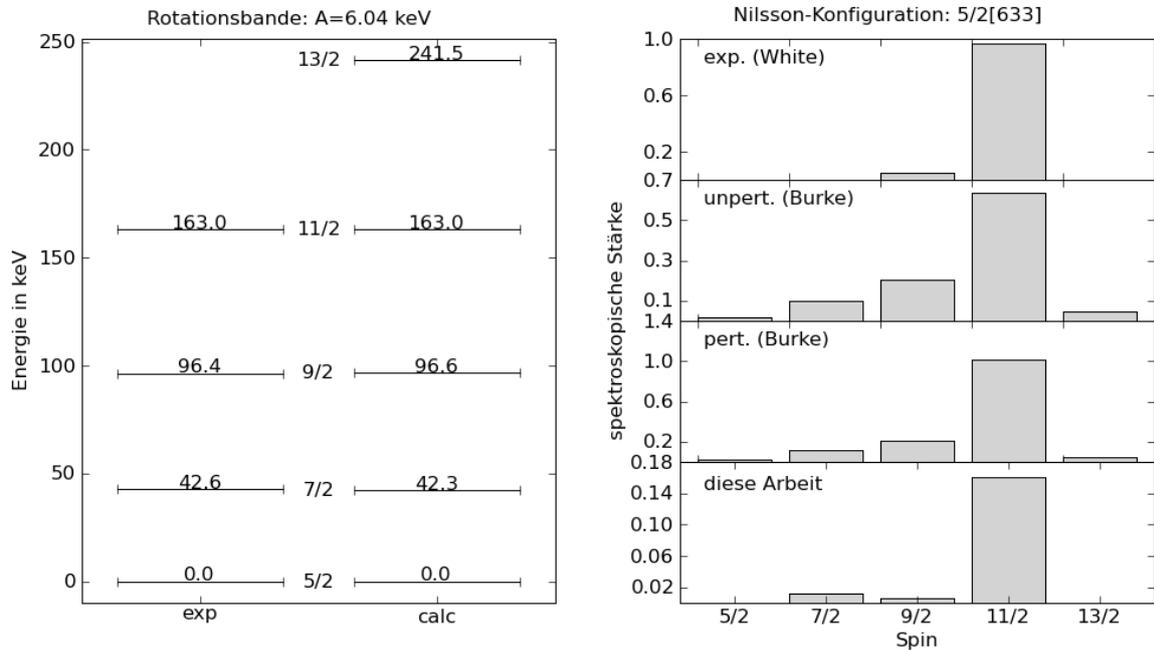


Abbildung 4.24.: Untersuchung der Grundzustandsbande. Links ist ein Vergleich zwischen den erwarteten Anregungsenergien und den gemessenen zu sehen. Rechts wird das experimentelle Muster, das sich aus den spektroskopischen Stärken ergibt, mit den Werten von Burke [Bur08] und White [Whi87] verglichen.

18 Spektren eine schwache Linie beobachtet, in den anderen Spektren kann diese Linie nicht eindeutig identifiziert werden. Die nächsten Zustände dieser Rotationsbande liegen dann bei Anregungsenergien von 241,0 keV, 275,4 keV und 324,8 keV, wobei der $7/2^+$ -Zustand bei 275,4 keV mit dem $3/2^+$ -Zustand bei 272,2 keV und dem $11/2^-$ -Zustand bei 277,8 keV zusammenfällt. Im Spektrum wird dieses Triplet nicht aufgelöst, so dass eine Bestimmung der Anregungsenergien nicht möglich ist, daher werden die Werte aus den Nuclear Data Sheets verwendet [Bro01]. Trotzdem ist eine Bestimmung der einzelnen spektroskopischen Stärken möglich, da die Winkelverteilungen sich gut als eine Überlagerung aus den drei Anteilen beschreiben lassen.

Die Abbildung 4.25 zeigt die Energiesystematik und die Verteilung der spektroskopischen Stärke für die $3/2[631]$ -Bande. Wie bereits angesprochen, stimmt die Energiesystematik hier deutlich weniger gut mit dem erwarteten $J(J+1)$ -Verhalten überein, als beim Isotop ^{233}U . Dies ist ebenso wie der relativ kleine Rotationsparameter von $A=4,78$ keV auf Coriolis-Effekte zurückzuführen.

Der $11/2^+$ -Zustand der Bande konnte bisher nicht identifiziert werden, obwohl dieser Zustand eine deutliche Stärke besitzen sollte. Dies wird bereits von Burke et. al. diskutiert, ohne dass dort eine befriedigende Lösung für diese Problematik angeboten wird [Bur08]. Nach der Energiesystematik würde dieser Zustand bei einer Anregungsenergie von etwa 375 keV erwartet. Bei dieser Energie wird zwar eine Linie beobachtet, die allerdings

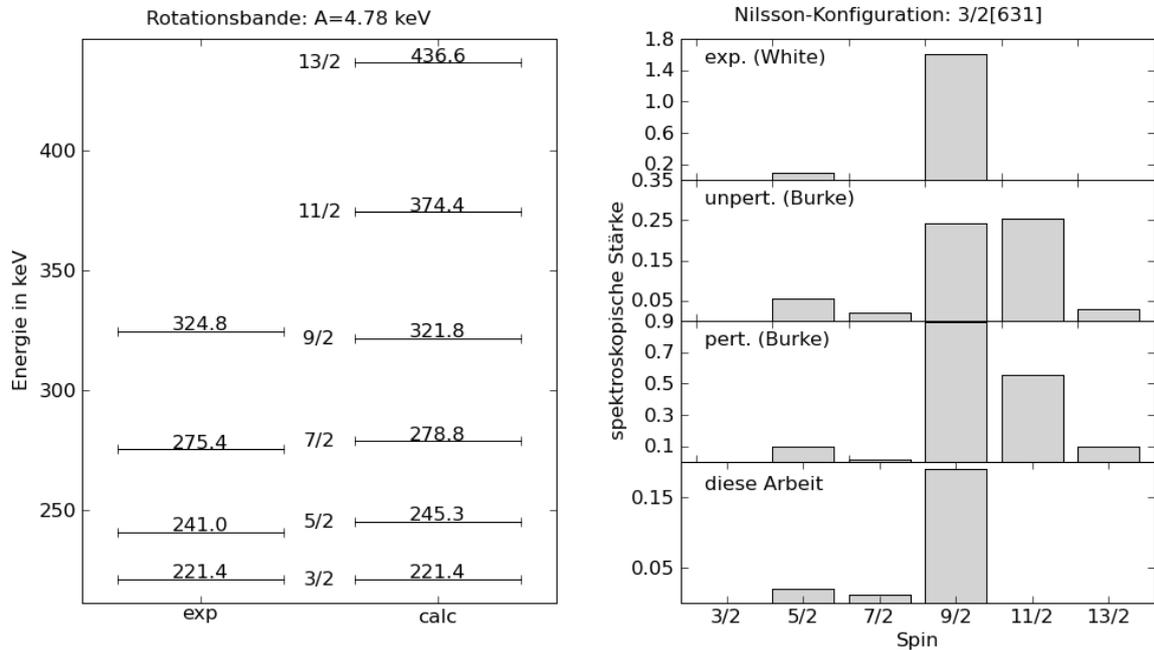


Abbildung 4.25.: Untersuchung der Bande mit Bandenkopf bei 221,4 keV. Links ist ein Vergleich zwischen den erwarteten Anregungsenergien und den gemessenen zu sehen. Rechts wird das experimentelle Muster, das sich aus den spektroskopischen Stärken ergibt, mit den Werten von Burke [Bur08] und White [Whi87] verglichen.

mit dem $7/2^+$ -Zustand bei 377,3 keV identifiziert wird. Der Versuch auch hier eine Überlagerung der Winkelverteilungen anzunehmen, führt jedoch zu keinem sinnvollen Ergebnis.

1/2[631] Bande mit Bandenkopf bei 247,8 keV

Die Zustandsfolge der 1/2[631] Bande ist nicht klar. Unumstritten sind die ersten zwei Zustände der Bande, nämlich der $1/2^+$ Zustand bei 247,8 keV und der $3/2^+$ -Zustand bei 272,5 keV. In den Nuclear Data Sheets werden als die nächsten Zustände der $5/2^+$ -Zustand bei 301,8 keV, der $7/2^+$ -Zustand bei 351,3 keV und der $11/2^+$ -Zustand bei 490 keV angegeben, der $9/2^+$ -Zustand fehlt. Diese Deutung geht auf White [Whi87] zurück, die die vorher akzeptierte Annahme mit der Folge 248 keV, 272 keV, 317 keV, 378 keV und 445 keV auf Grund des großen Rotationsparameters von $A=8,5$ keV verworfen haben. Von Burke et. al. wird nun argumentiert, dass es eine Mischung zwischen dem $5/2^+$ -Zustand bei 301,8 keV und dem $5/2^+$ -Zustand bei 316,5 keV gibt. Auf Grund ihrer Rechnungen beschreiben sie entgegen der Interpretation von White den Zustand bei 316,5 keV doch wieder als $5/2^+$ -Zustand der 1/2[631]-Bande. Die Abbildungen 4.26 zeigen die verschiedenen Versionen. Die gemessene Verteilung der spektroskopischen Stärken stimmt in keinem Fall mit den Vorhersagen überein, dies gilt sowohl für die hier neu vorgestellte Messung als auch für die ältere Messung

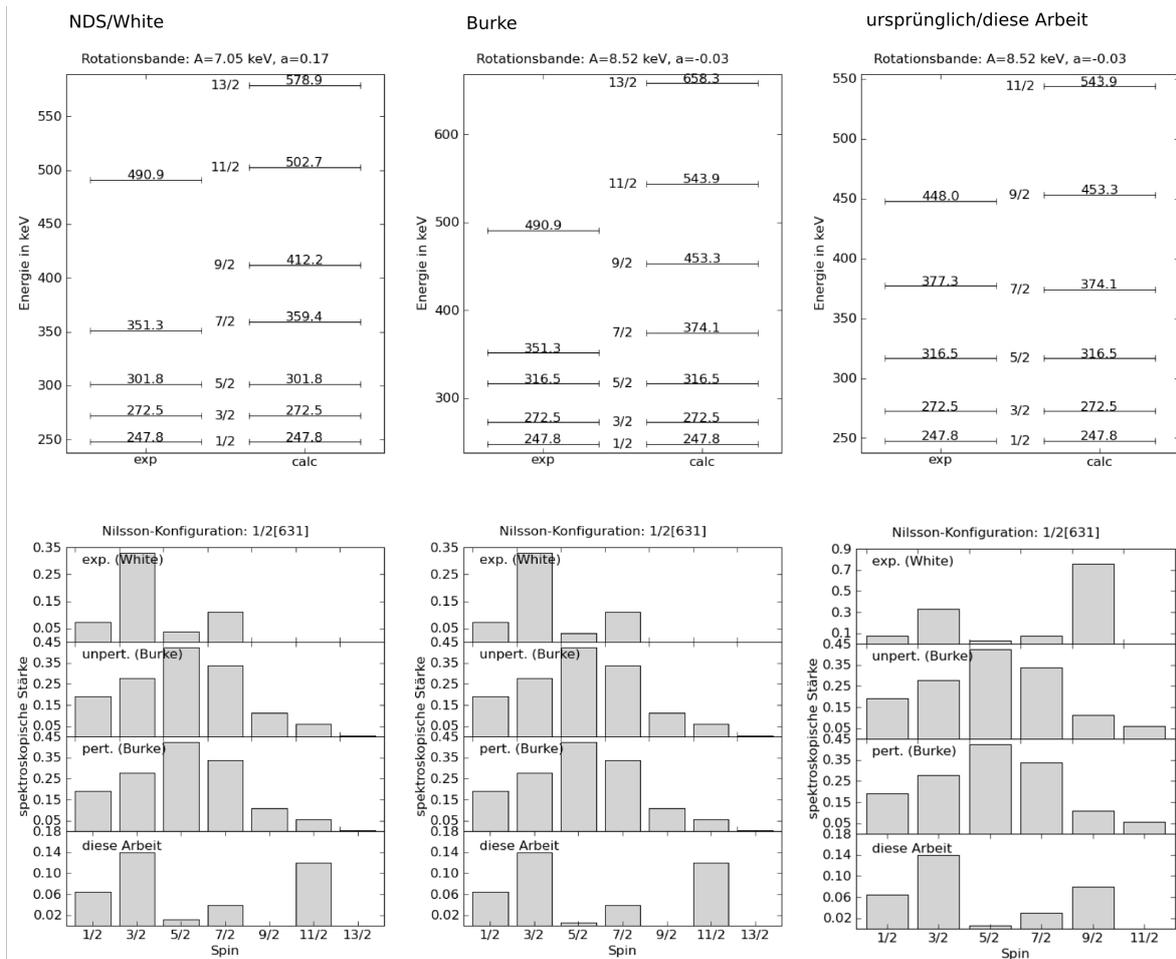


Abbildung 4.26.: Vergleich der verschiedenen Versionen für die Rotationsbande mit der Nilsson-Konfiguration $1/2[631]$. In der oberen Reihe ist jeweils die Energiesystematik und unten die Verteilung der spektrischen Stärke zu sehen. Der Unterschied in diesen Verteilungen liegt dabei in den experimentell bestimmten spektrischen Stärken. Links ist die Version nach White [Whi87] abgebildet, die auch in den Nuclear Data Sheets angegeben wird [Bro01], in der Mitte die Version nach Burke [Bur08], die den $5/2^+$ -Zustand bei 316,5 keV zu dieser Bande zählen, und rechts die ursprüngliche Version, die von White verworfen wurde und in dieser Arbeit erneut vorgeschlagen wird.

von White [Whi87]. In jedem Fall sind der $5/2^+$ und der $7/2^+$ -Zustand zu schwach. Die von Burke gemachte Zuordnung des $5/2^+$ -Zustands führt allerdings zu einer sehr unregelmäßigen Bandenstruktur, so dass es sinnvoller erscheint, die ursprüngliche von White verworfene Version wieder aufzugreifen. Der sich in dieser Version ergebende große Rotationsparameter von $A=8,52$ keV kann durch die Coriolis-Wechselwirkung zwischen der $1/2[631]$ Bande und der $3/2[631]$ Bande erklärt werden. Eine solche Wechselwirkung führt in erster Ordnung zu einer Kompression der Abstände zwischen den Zuständen der niedrigliegenden Bande und umgekehrt zu einer Vergrößerung der Abstände in der höherliegenden Bande [Cas00]. Auch der Decoupling Parameter von $a=-0,3$ passt besser

in die erwartete Systematik. Für Isotope mit $A=230$ wird für diese Nilsson-Konfiguration ein Decoupling Parameter von $a=-0,4$ vorhergesagt [Jai90].

5/2[622] Bande mit Bandenkopf bei 301,8 keV

Der Argumentation von Burke [Bur08] folgend handelt es sich bei dem Zustand mit der Anregungsenergie von 301,8 keV um den Bandenkopf der Bande mit der Nilsson-Konfiguration 5/2[622]. Als nächsten Zustand bietet sich dann der 7/2+ Zustand bei einer Anregungsenergie von 351,3 keV an. Der 9/2+ Zustand bei 448,0 keV passt zwar von der Energiesystematik eher zur 1/2[631] Bande, wäre aber als Zustand dieser Bande vorstellbar. Für den 11/2+ Zustand käme der Zustand bei 490,9 keV in Frage, auch wenn dieser Zustand eigentlich zu stark ist, wie ein Blick auf die Verteilung der spektroskopischen Stärken zeigt. Die Abbildung 4.27 zeigt diesen Vorschlag für die 5/2[622]Bande, als Rotationsparameter ergibt sich für diese Bande 7,51 keV. Dass auch dieser Rotationsparameter eher größer ist, ist ein weiterer Hinweis auf Mischung mit anderen Nilsson-Konfigurationen.

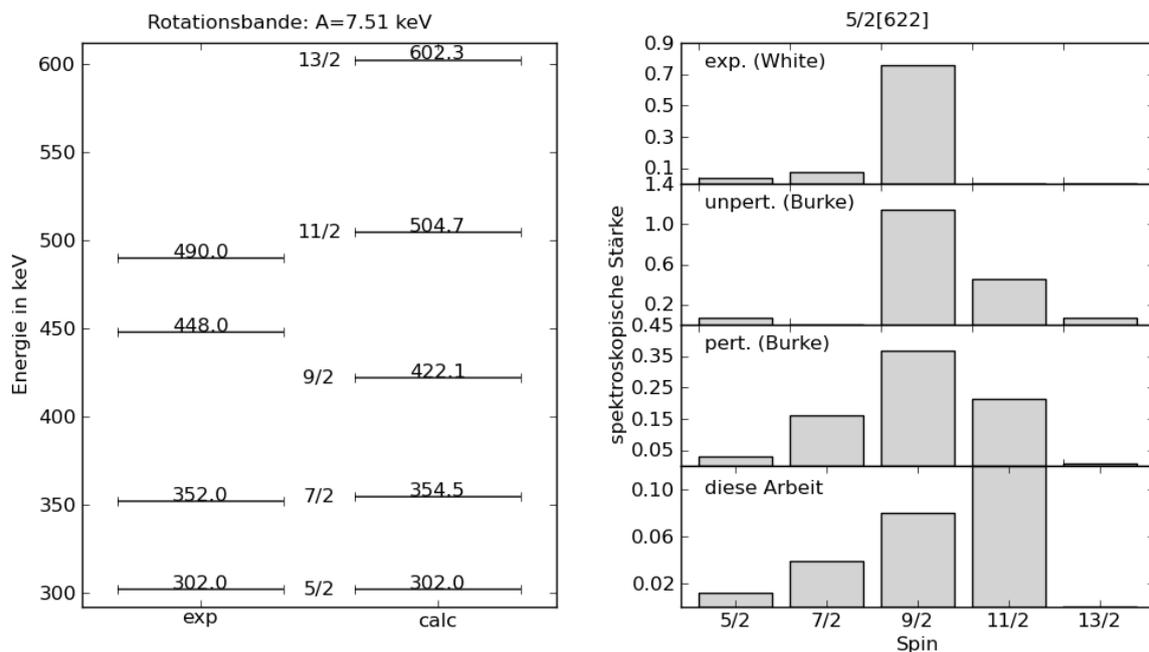


Abbildung 4.27.: Untersuchung der Bande mit Bandenkopf bei 301,8 keV. Links ist ein Vergleich zwischen den erwarteten Anregungsenergien und den gemessenen zu sehen. Rechts wird das experimentelle Muster, das sich aus den spektroskopischen Stärken ergibt, mit den Werten von Burke [Bur08] und White [Whi87] verglichen.

5/2[752] Bande, Zustände bei 277,8 keV und 402 keV

Von der Rotationsbande mit der Nilsson-Konfiguration 5/2[752] sollte nur der $11/2^-$ und der $15/2^-$ -Zustand stark genug sein, um beobachtet werden zu können. Der $11/2^-$ -Zustand fällt wie bereits erwähnt mit dem $7/2^+$ -Zustand der 3/2[631] Bande und mit dem $3/2^+$ -Zustand der 1/2[631] Bande zusammen, so dass eine unabhängige Energiebestimmung nicht möglich ist. Abbildung 4.28 zeigt die spektroskopischen Stärken für die beiden beobachteten Zustände der Bande.

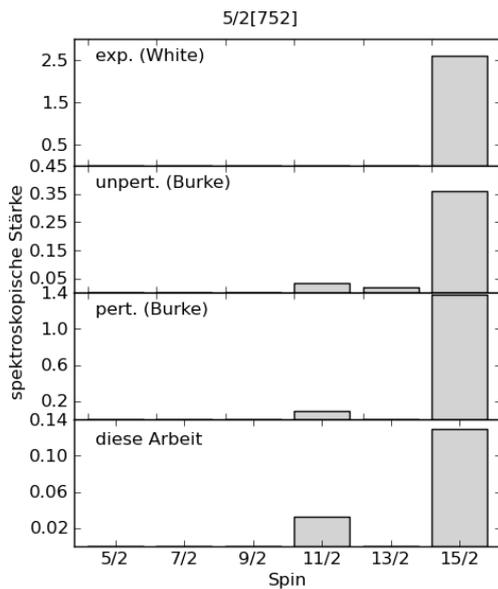


Abbildung 4.28.: Vergleich der gemessenen spektroskopischen Stärken in der 5/2[752] Bande mit den laut Burke [Bur08] zu erwartenden Werten.

1/2[501] Bande mit Bandenkopf bei 554,2 keV

Die nächste bekannte Rotationsbande in ^{231}Th ist die 1/2[501] Bande, deren Bandenkopf bei 554,2 keV liegt. Das zugrundeliegende Nilsson-Orbital liegt unterhalb der Fermi-Energie, so dass diese Bande in der (d,p)-Reaktion nicht sehr stark angeregt wird. Die nächsten Zustände dieser Bande sollen zwei Zustände bei 593 keV und 596 keV sein [Bro01]. Diese Zustände liegen so dicht, dass sie kaum aufgelöst werden können. Nach der bisherigen Interpretation dieser Zustände, ist der niedrigliegende der $3/2^-$ -Zustand und der andere der $5/2^-$ -Zustand. Aus dieser Zuordnung folgt ein Rotationsparameter von $A=6,50$ keV und ein Decoupling Parameter von $a=0,78$ für diese Bande. Der Vergleich mit dem Isoton ^{233}U läßt aber auch einen größeren Decoupling-Parameter möglich erscheinen. Wird die Rolle der beiden Zustände vertauscht ergibt sich ein Rotationsparameter von $A=6,27$ keV und ein Decoupling-Parameter von $a=1,22$. Leider sind die Winkelverteilungen für diese beiden Zustände nicht aussagekräftig genug, um eine zweifelsfrei Aussage zu treffen. Die Abbildung 4.29 zeigt die Bande, wie sie sich mit dem größeren Decoupling-Parameter ergibt. Energetische Überlegungen lassen den Zustand bei 686 keV als $7/2^-$ -Zustand der Bande möglich erscheinen. Die Natur

dieses Zustands ist umstritten. In den Nuclear Data Sheets werden zwei mögliche Spinzuordnungen angegeben, nämlich $7/2^-$ und $5/2^-$, und als einziger bekannter Zustand der $5/2[503]$ Rotationsbande interpretiert [Bro01]. Diese Interpretation wird bereits von Burke et. al. in Frage gestellt, da die Winkelverteilungen aus der (d,t)-Reaktion für einen Bahndrehimpulsübertrag von $l=1$ sprechen [Bur08]. Leider sind unsere Winkelverteilungen hier auch nicht eindeutig, aber die Deutung als $7/2^-$ -Zustand erscheint am wahrscheinlichsten.

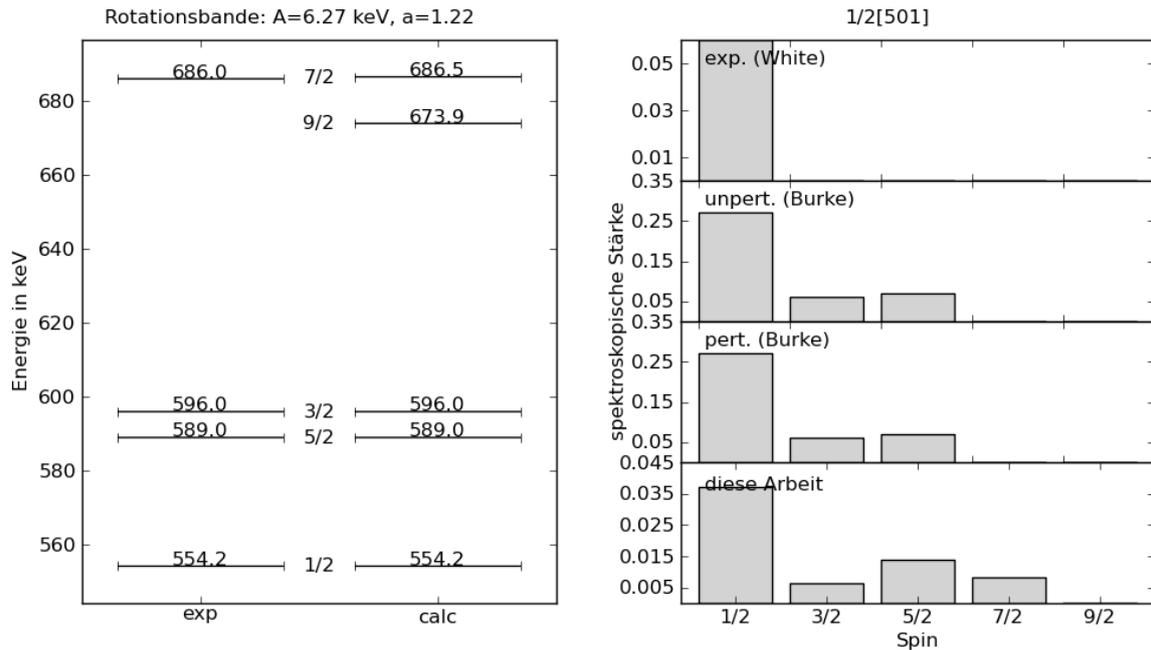


Abbildung 4.29.: Untersuchung der Bande mit Bandenkopf bei 554,2 keV. Links ist ein Vergleich zwischen den erwarteten Anregungsenergien und den gemessenen zu sehen. Rechts wird das experimentelle Muster, das sich aus den spektroskopischen Stärken ergibt, mit den Werten von Burke [Bur08] und White [Whi87] verglichen.

$K^\pi=1/2^+$ Banden mit Bandenkopf bei 809 keV

Auf Grund der Winkelverteilungen handelt es sich bei dem Zustand mit einer Anregungsenergie von 809 keV auch um einen $1/2^+$ -Zustand. Die bisherige Interpretation als $3/2^+$ scheint dagegen unwahrscheinlich. Bisher wurde der Zustand als $3/2^+$ -Zustand der $1/2[640]$ Bande gedeutet, deren Bandenkopf ein Zustand bei 793,0 keV sein soll [Bro01]. Dieser Zustand wird in dieser Arbeit leider nicht beobachtet. Nach White et al. könnte sich bei diesem Zustand aber auch um einen $3/2^+$ -Zustand handeln [Whi87], so dass es doch möglich erscheint, dass diese beiden Zustände zu dieser Rotationsbande gehören, aber mit vertauschten Rollen, nämlich dem $1/2^+$ Zustand bei 809 keV und einem $3/2^+$ Zustand bei 798,2 keV. Als weitere Zustände wurden in dieser Arbeit

der $7/2^+$ Zustand bei einer Anregungsenergie von 877 keV und der $9/2^+$ Zustand bei 902,1 keV neu beobachtet. Der Zustand bei einer Anregungsenergie von 967 keV, der in den Nuclear Data Sheets als möglicher $9/2^+$ -Zustand angegeben wird [Bro01], wurde dagegen nicht beobachtet. In der Abbildung 4.30 wird links die Energiesystematik dieser Bande und darunter die Verteilung der spektroskopischen Stärken gezeigt. Der Rotationsparameter beträgt $A=8,59$ keV und der Decoupling-Parameter $a=-1,42$. Für die $1/2[640]$ Bande wird ein Decoupling-Parameter von $a=-3,13$ erwartet [Jai90].

$K^\pi=1/2^+$ Banden mit Bandenkopf bei 820 keV

Bei dem $1/2^+$ -Zustand bei 820 keV soll es sich um den Bandenkopf einer Rotationsbande mit $K^\pi=1/2^+$ handeln. Als nächster Zustand wird ein Zustand bei 839 keV als $3/2^+$ -Zustand angegeben [Bro01]. Bei diesem Zustand handelt es sich wohl nicht um den in dieser Arbeit bei einer Anregungsenergie von 841 keV beobachteten Zustand, da die gemessene Winkelverteilung der Asymmetrie dieser Interpretation klar widersprechen. Der $5/2^+$ -Zustand soll bei einer Anregungsenergie von 890 keV liegen [Bro01]. Die Winkelverteilungen des bei dieser Energie beobachteten Zustands bestätigen diese Spizuordnung. Als Rotationsparameter ergibt sich für diese Bande $A=8,27$ keV und als Decoupling-Parameter $a=-0,23$. Die Energiesystematik und Verteilung der spektroskopischen Stärke dieser Bande wird in der Abbildung 4.30 in der Mitte gezeigt. White et. al. interpretieren diese Bande als Vibrationsbande, die sich aus der Kopplung eines Phonons mit der Nilsson-Konfiguration $1/2[631]$ ergibt [Whi87]. Möglich erscheint aber auch eine Interpretation als $1/2[620]$ Bande, die für einen Nukleonenzahl von $A\sim 230$ einen Decoupling-Parameter von $a=-0,81$ haben soll [Jai90].

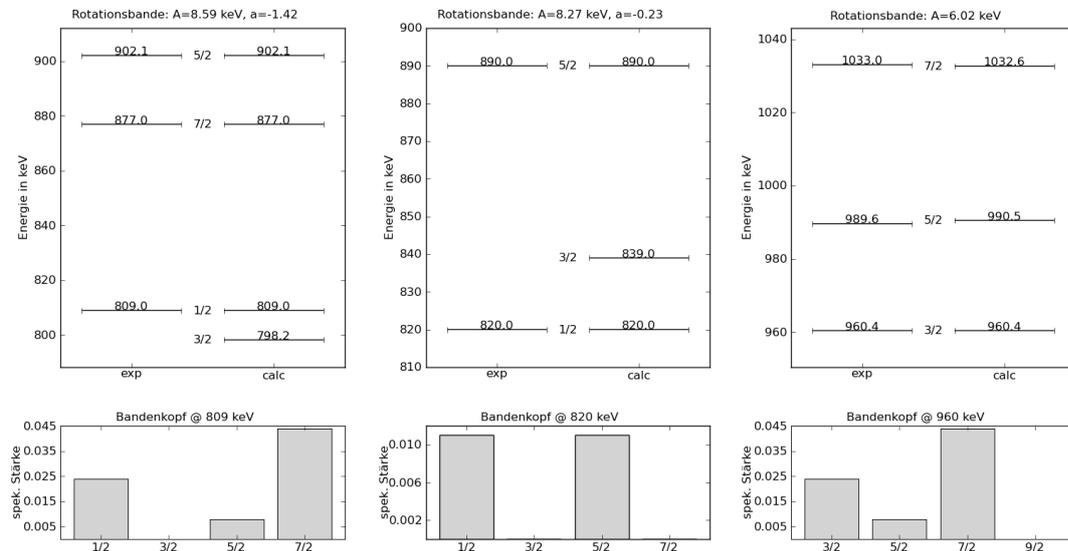


Abbildung 4.30.: Energiesystematik und experimentelle Verteilung der spektroskopischen Stärken für die beiden $K^\pi=1/2^+$ Banden mit Bandenkopf bei 809 keV, bei 820 keV und die $K^\pi=3/2^+$ Bande mit Bandenkopf bei 960 keV.

$K\pi=3/2^+$ Bande mit Bandenkopf bei 960,4 keV

Der Zustand mit der Anregungsenergie von 960,4 keV ist als $3/2^+$ -Zustand bekannt [Bro01]. Diese Zuordnung kann bestätigt werden, außerdem werden zwei bisher unbekannte Zustände bei 989,6 keV und bei 1033,0 keV beobachtet, bei denen es sich um einen $5/2^+$ -Zustand und um einen $7/2^+$ Zustand handelt. Diese drei Zustände könnten eine Bande mit einem Rotationsparameter von $A=6,02$ keV bilden. Die Abbildung 4.30 zeigt rechts die Energiesystematik und darunter die Verteilung der spektroskopischen Stärke für diese Bande. Von White et. al. wurde der Zustand bei 960,4 keV als Bandenkopf einer möglichen Vibrationsbande, die sich aus der Kopplung eines Phonons mit der $3/2[631]$ Nilsson-Konfiguration ergibt gedeutet [Whi87]. Möglich wäre aber auch eine Interpretation als $3/2[622]$ Zustand. Diese Konfiguration wird in Nachbarkernen als Zustand oberhalb der Fermienergie bei Anregungsenergien um die 1000 keV beobachtet [Jai90].

Weitere Zustände

Darüber hinaus werden 36 weitere Zustände beobachtet. Insbesondere die Zustände oberhalb einer Energie von 1181,2 keV werden hier zum ersten Mal beobachtet, da sie den Vorgängerexperimenten nicht zugänglich waren. Im Gegensatz zu den Zuständen bei mittleren Energien sind hier die Winkelverteilungen in der Regel aussagekräftiger, so dass eine Reihe von Spins und Paritäten bestimmt werden konnten. Es wurden aber keine weiteren Gruppen gefunden, die sich als Rotationsbande deuten ließen. Der Vergleich mit Nachbarkernen zeigt [Jai90], dass es im Energiebereich um 1000 keV eine ganze Reihe von möglichen Nilsson-Orbitalen gibt, aber ohne detaillierte Informationen zu diesen Nilsson-Konfigurationen ist eine Zuordnung nicht möglich.

4.4.3. Zusammenfassung

In der neuen Messung zu ^{231}Th konnten 33 bisher unbekannte Zustände zum ersten Mal beobachtet werden. Für 22 Zustände wurden mit Hilfe der gemessenen Winkelverteilungen Spin und Parität bestimmt oder eingeschränkt und für 5 Rotationsbanden wurden Vorschläge oder Verbesserungen gegenüber alten Messungen gemacht. Die Abbildung 4.31 zeigt das gesamte Termschema wie es sich aus den in dieser Arbeit analysierten Daten ergibt.

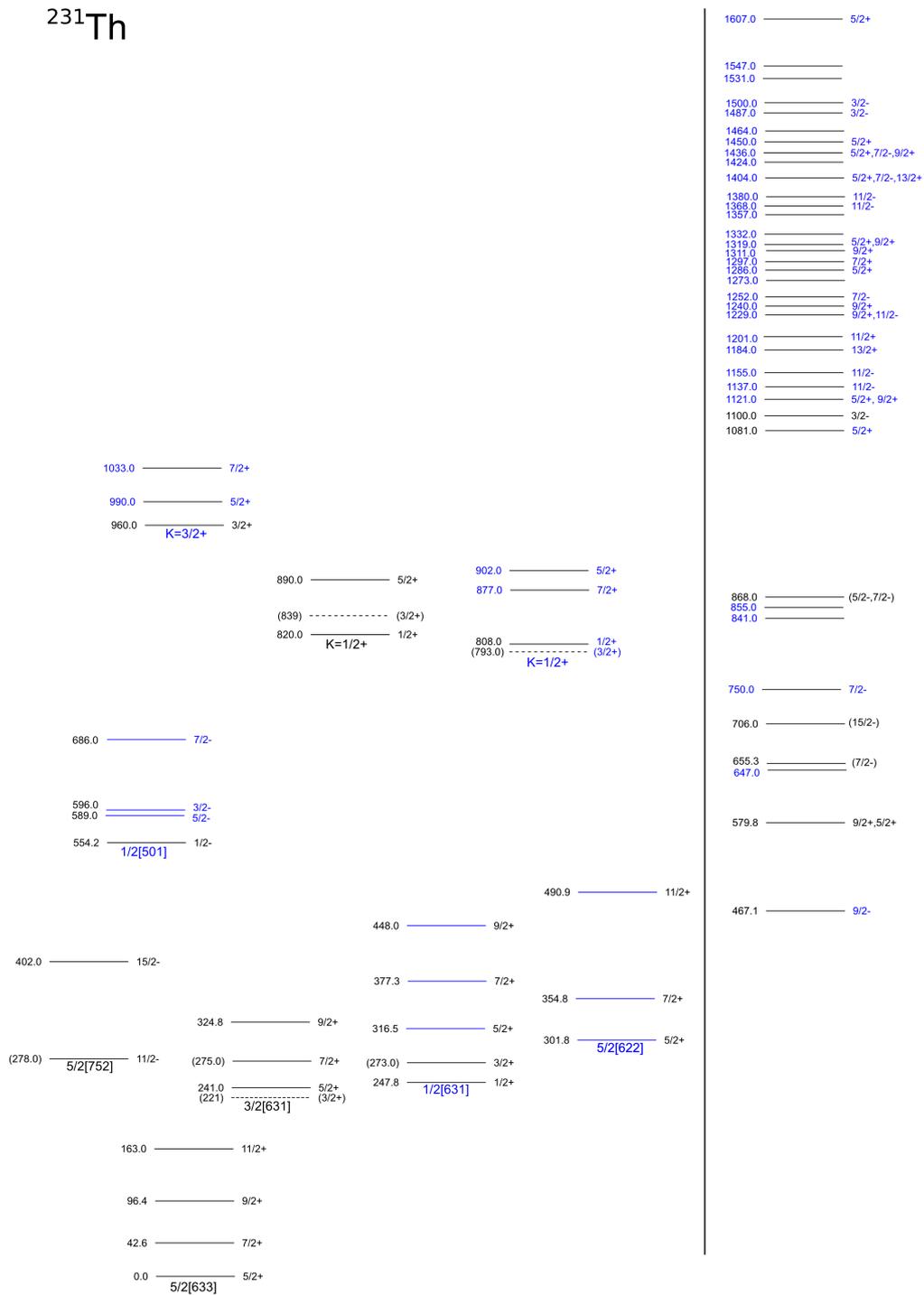


Abbildung 4.31.: Termschema von ^{231}Th , wie es sich aus der Analyse der Daten zur Reaktion $^{230}\text{Th}(\vec{d},p)^{231}\text{Th}$ ergibt. In Blau sind die Änderungen und Neuerungen im Vergleich zu den Daten aus Nuclear Data Sheets [Bro01] markiert.

4.5. Ergebnisse zum Isotop ^{230}Pa

Bei dem doppelt-ungeraden Isotop ^{230}Pa sind bisher keine angeregten Zustände bekannt. Selbst zum Grundzustand liegen keine direkten experimentelle Ergebnisse vor. Beim Grundzustand soll es sich um einen 2^- -Zustand handeln, allerdings beruht diese Zuordnung nicht auf direkten Messungen, sondern ergibt sich aus den beobachteten Spins der nach β -Zerfall populierten Zustände des Tochterkerns ^{230}Th . Aus Betrachtung der Nachbarkerne und des Nilsson-Diagramms ergibt sich als wahrscheinlichste Konfiguration des Grundzustands für das ungepaarte Proton die Konfiguration $1/2[530]_p$ und für das ungepaarte Neutron die Konfiguration $5/2[633]_n$ [Ako93].

In dieser Arbeit wird das Isotop ^{230}Pa nun mit Hilfe der Neutronen-Transferreaktion $^{231}\text{Pa}(\vec{d},t)^{230}\text{Pa}$ studiert. Es handelt sich dabei um die erste Messung dieser Art an diesem Kern. Der Grundzustand des Targetkerns ist der $3/2^-$ Zustand der Rotationsbande mit der Nilsson-Konfiguration $1/2[530]_p$. Dieser Zustand liegt auf Grund des großen Decoupling-Parameter von $a=-1,49$ niedriger als der Bandenkopf dieser Bande [Bro01]. Das verwendete Target wurde vom Targetlabor des MLL (Maier-Leibnitz-Labor) in Garching bereitgestellt und hat eine Dicke (Massenbelegung) von $140\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Die Dicke der Trägerfolie aus Kohlenstoff, auf die das eigentliche Targetmaterial aufgedampft ist, beträgt $22\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Die Aktivität des Targets beträgt $28\ \text{kBq}$, wobei die hauptsächliche Schwierigkeit im Umgang mit diesem Target aus den hochaktiven Zerfallsprodukten des Targetmaterials erwächst [Thi10].

4.5.1. Eichung

Da bisher keine angeregten Zustände des Isotops ^{230}Pa bekannt waren, wurden zur Eichung Messungen an den benachbarten Isotopen ^{229}Th und ^{233}U durchgeführt. Es wurden hintereinander die Reaktionen $^{230}\text{Th}(d,t)^{229}\text{Th}$, $^{234}\text{U}(d,t)^{233}\text{U}$ und $^{231}\text{Pa}(d,t)^{230}\text{Pa}$ bei einem Streuwinkel von 20° vermessen. Da die Polarisation für die Energieeichung unerheblich ist, wurden diese Eichmessungen mit unpolarisiertem Strahl durchgeführt, da so mehr Strahlstrom zur Verfügung stand. Die Spektren aus den Eichreaktionen (Abbildung 4.32) wurden jeweils mit bekannten prominenten Linien geeicht [Bro08, Sin05].

Da die Einstellung der magnetischen Felder des Q3D-Spektrometers zwischen den einzelnen Messungen nicht verändert wurde, können die auf diese Art gewonnenen Eichpunkte unter Berücksichtigung der leicht verschiedenen Q-Werte der einzelnen Reaktionen für die Eichung des Spektrums zum Isotop ^{230}Pa herangezogen werden. Die Abbildung 4.33 verdeutlicht das Vorgehen. Die Eichpunkte aus den beiden bekannten Reaktionen ergeben beide jeweils für sich eine Eichkurve. Werden nun diese Punkte mit der entsprechenden Q-Wertdifferenz verschoben, d.h. von den Energien aus ^{229}Th wird $\Delta Q = 26,4\ \text{keV}$ abgezogen und zu den Energien aus ^{233}U wird $\Delta Q = 24,4\ \text{keV}$ hinzuaddiert, so ergeben sich Eichpunkte für ^{230}Pa . An diese Punkte wurde dann ein Polynom zweiten Grades angefügt und zur Eichung des Spektrums verwendet. Die Abbildung 4.34 zeigt die Streuung der Eichpunkte um die Eichkurve. Die beiden gestrichelten Linien markieren den Bereich innerhalb dessen 68% aller Eichpunkte liegen. Damit ergibt sich eine Streubreite σ von $1\ \text{keV}$.

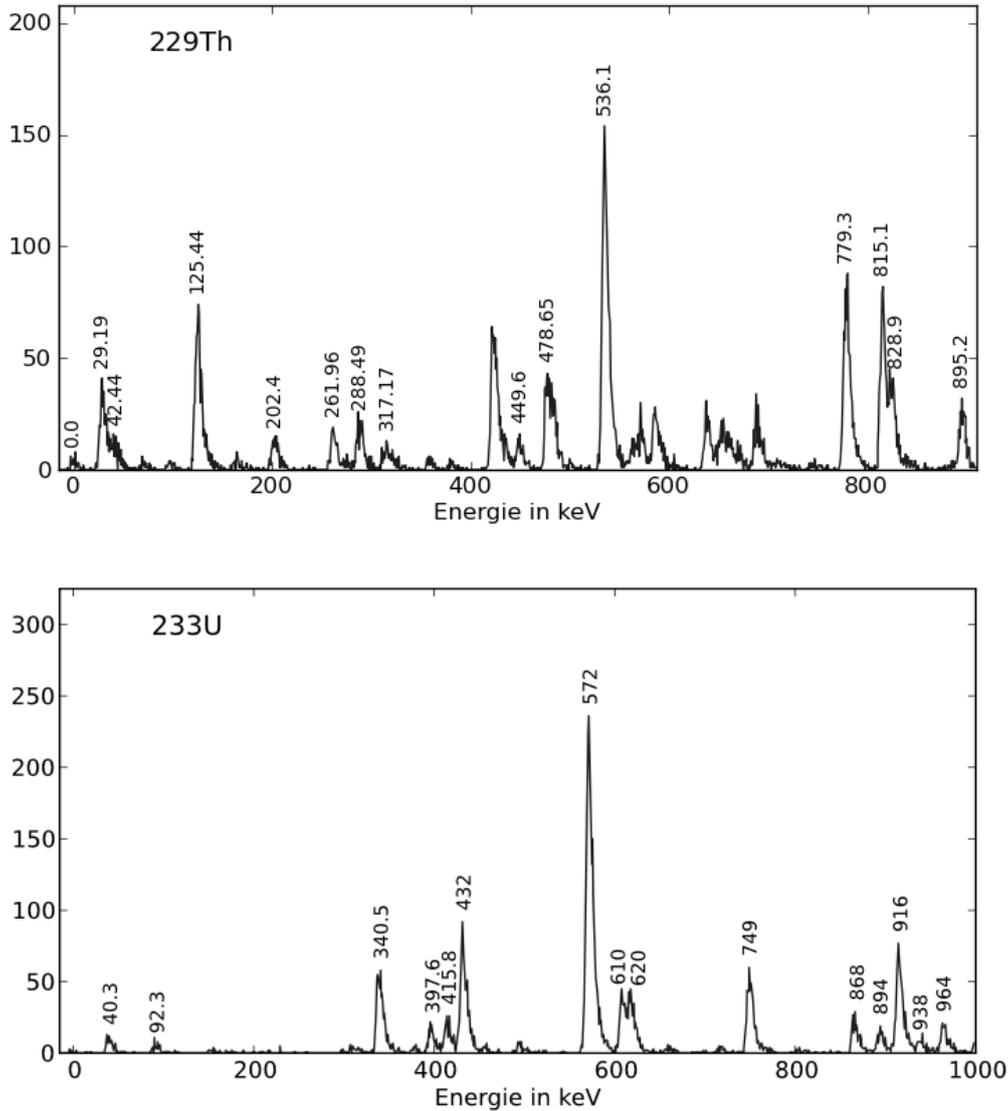


Abbildung 4.32.: Eichspektren aus den Reaktionen $^{230}\text{Th}(d,t)^{229}\text{Th}$ und $^{234}\text{U}(d,t)^{233}\text{U}$. Die Spektren wurden jeweils unter einem Streuwinkel von 20° mit der gleichen Q3D-Einstellung aufgenommen. Die Energien stammen aus den jeweiligen Nuclear Data Sheets [Bro08, Sin05].

Die bisher unbekanntenen Energien der angeregten Zustände im Isotop ^{230}Pa wurden aus dem Eichspektrum zum Streuwinkel 20° bestimmt (siehe Abbildung 4.35). Im nächsten Schritt wurden alle Linien in den 18 Spektren zu den verschiedenen Winkeln und Polarisationsrichtungen gefittet und mit den nun aus dem Eichspektrum bekannten Anregungsenergien geeicht. Die resultierenden Listen wurden anschließend nach Energien sortiert. Die Abbildung 4.36 zeigt das Ergebnis dieser Sortierung. Insgesamt wurden 1040 Linien in den 18 Spektren gefunden, daraus ergeben sich 85 Energien. Wurde zu einer Energie nicht mindestens in 6 der 18 Spektren eine Linie beobachtet, wird diese

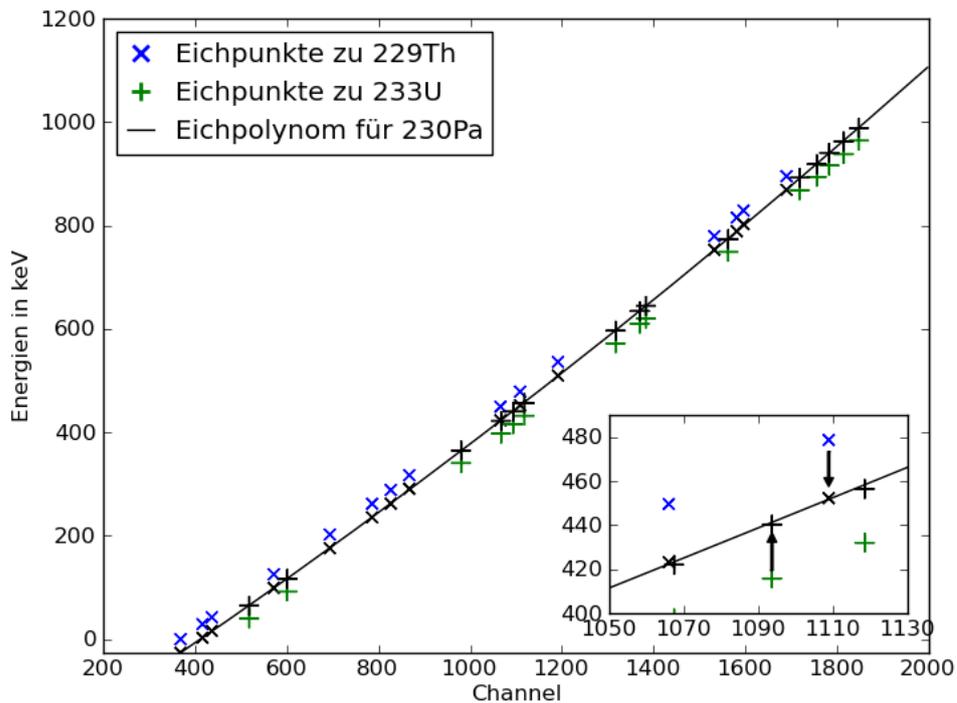


Abbildung 4.33.: Eichpunkte zur Eichung des Spektrums zu ^{230}Pa bei 20° . Die Eichpunkte zu ^{229}Th und ^{233}U ergeben jeweils Eichkurven, die leicht gegeneinander und gegen die Kurve für ^{230}Pa verschoben sind. Dies liegt an den unterschiedlichen Q -Werten der verschiedenen Reaktionen. In dem vergrößerten Ausschnitt rechts unten ist diese Verschiebung deutlich zu erkennen.

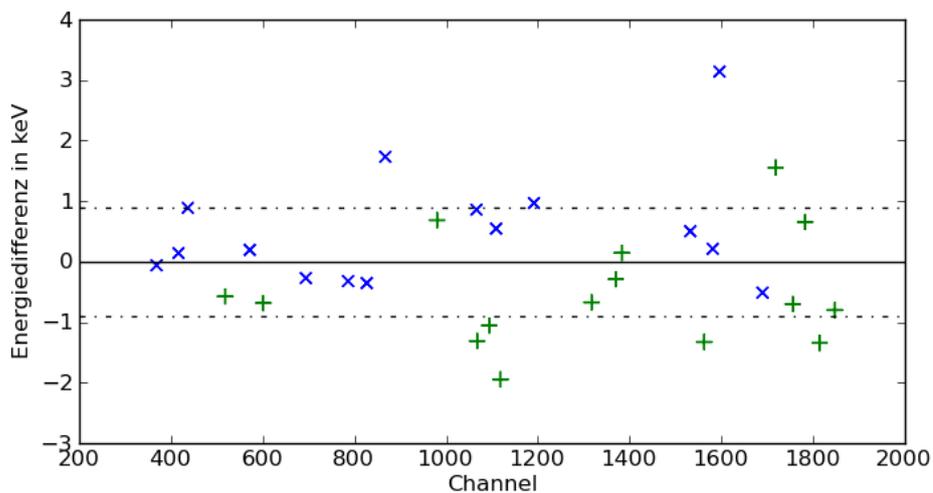


Abbildung 4.34.: Abweichung der Eichpunkte aus ^{229}Th und ^{233}U von den sich aus der Eichfunktion ergebenden Positionen. Die gestrichelte Linie markiert den Abstand von der Nulllinie, innerhalb dessen sich 68% der Punkte befinden.

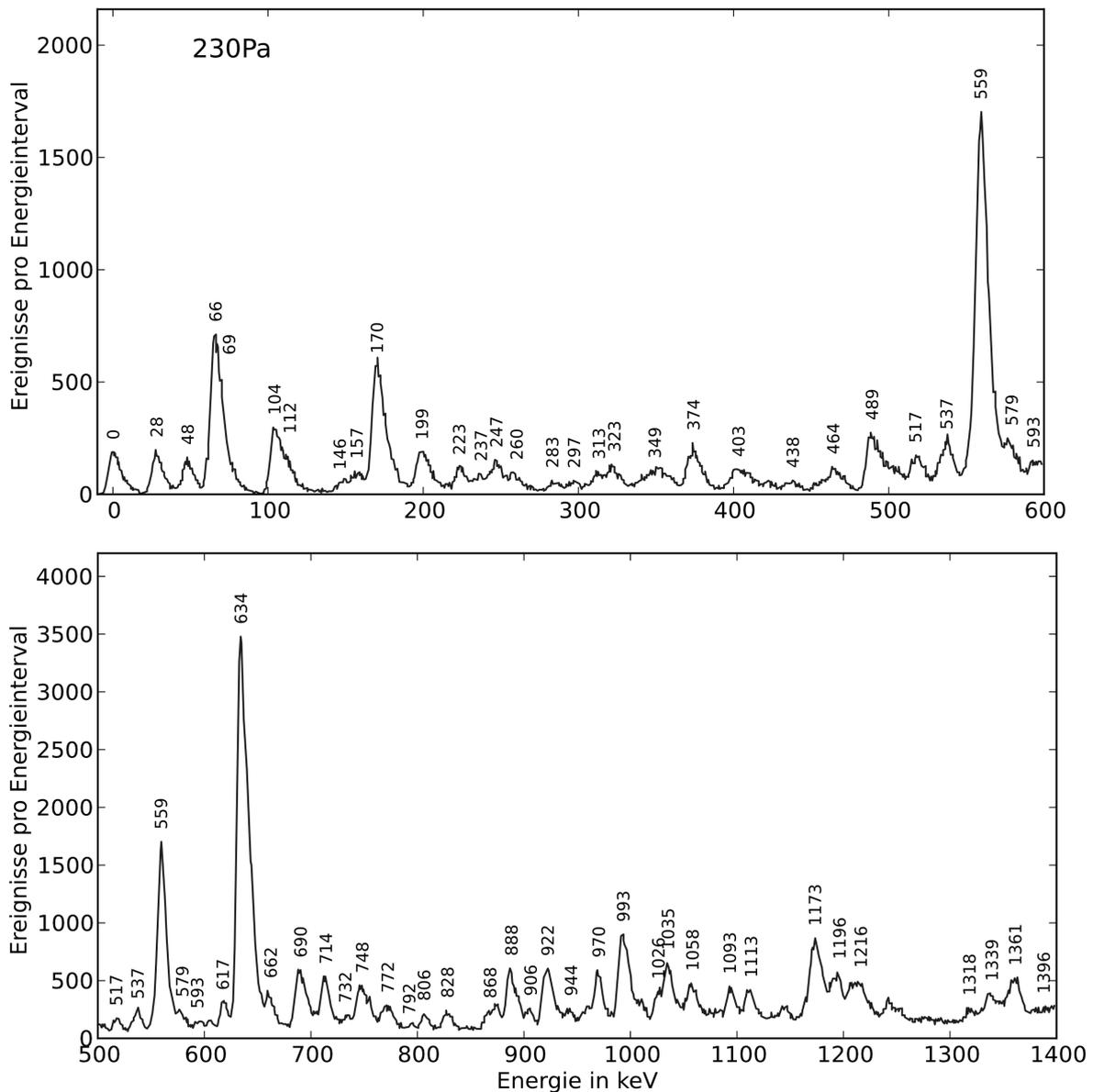


Abbildung 4.35.: Geeichtes Anregungsspektrum von ^{230}Pa (bei einem Streuwinkel von 20°). Insgesamt können 63 Zustände unterhalb einer Anregungsenergie von 1,5 MeV identifiziert werden.

Energie im weiteren ignoriert. Es wurden so in dieser Arbeit 63 Zustände unterhalb einer Anregungsenergie von 1,5 MeV gefunden. Es handelt sich dabei um die erste Identifikation von angeregten Zuständen des Isotops ^{230}Pa .

4. Teilchenspektroskopie nach Transferreaktionen

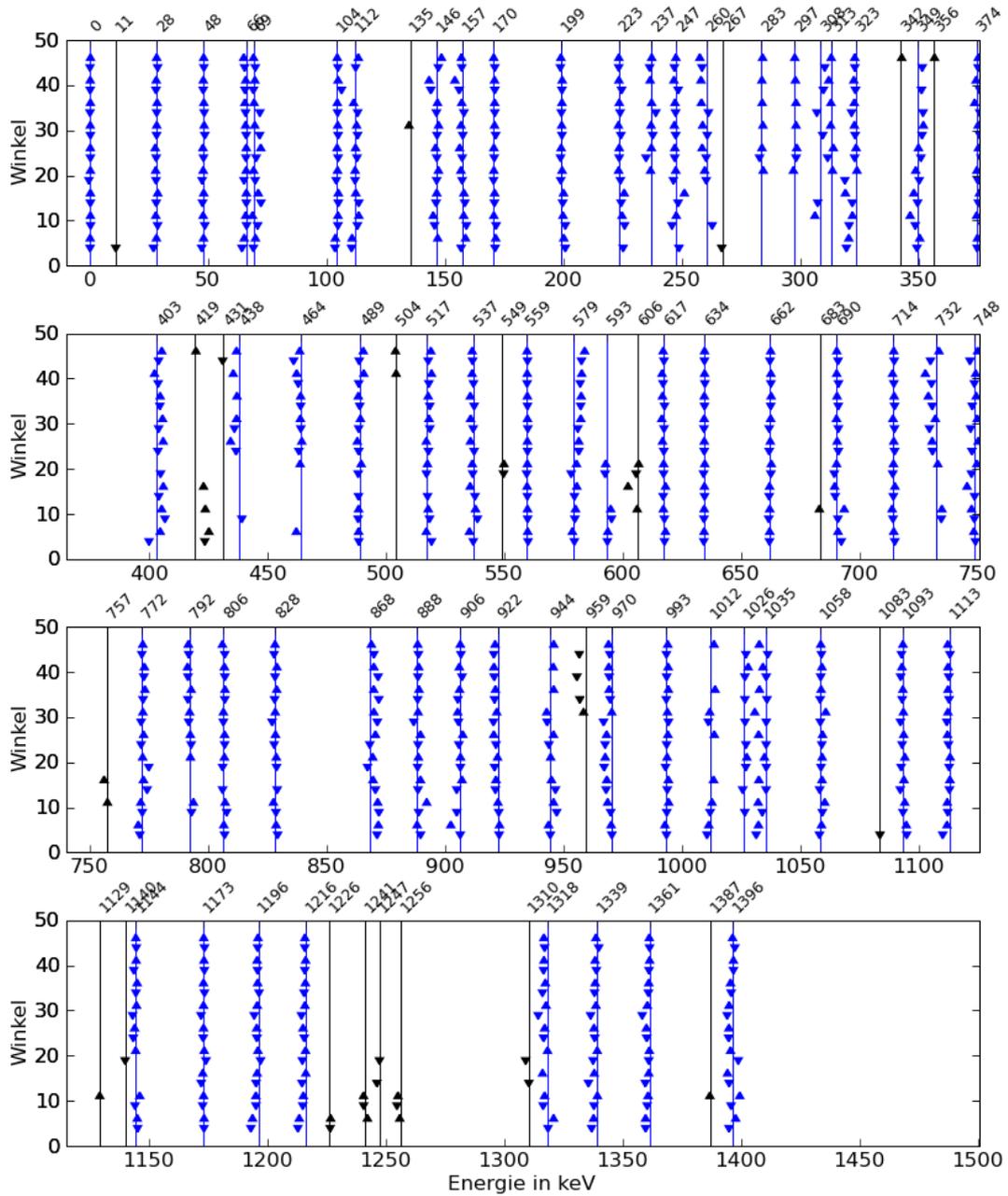


Abbildung 4.36.: Übersicht über alle in den Spektren zu Reaktion $^{231}\text{Pa}(d,t)^{230}\text{Pa}$ gefitteten Linien. Horizontal ist die Energie und vertikal der Winkel dargestellt. Die Energieschwerpunkte aller gefitteten Linien werden durch Dreiecke symbolisiert. Die Polarisationsrichtung wird durch die Ausrichtung des Dreiecks („up“ oder „down“) unterschieden. Insgesamt wurden in den Spektren zu dieser Reaktion 1040 Linien gefittet, die zu 85 Energien gehören, wovon wiederum 63 in mehr als 6 der 18 Spektren beobachtet wurden.

Die folgende Tabelle listet die gefundenen Zustände mit ihren Anregungsenergien auf.

Energie [keV]	FWHM [keV]	$\frac{d\sigma}{d\Omega} (20^\circ)$ [$\mu\text{barn/str}$]
0.0	6.5(2)	50.7(9)
28(1)	7.3(3)	46.5(9)
48(1)	7.3(3)	35.1(9)
66(1)	7.7(2)	116(10)
69(1)	7.7(2)	25(10)
104(1)	7.1(2)	78(2)
112(1)	7.1(2)	16(2)
146(1)	7.8(2)	16.7(9)
157(1)	7.8(2)	24(1)
170(1)	7.8(2)	163(2)
199(1)	7.9(2)	64(1)
223(1)	10.1(5)	42(2)
237(1)	10.1(5)	20(2)
247(1)	10.1(5)	44(2)
260(1)	10.2(5)	17(2)
283(1)	13.3(4)	19(1)
297(1)	13.4(4)	16(1)
313(1)	13.4(4)	27(2)
323(1)	13.5(4)	48(1)
349(1)	13.6(4)	51(1)
374(1)	13.7(4)	60(1)
403(1)	15.1(4)	53(2)
438(1)	15.3(4)	53(2)
464(1)	20.9(6)	57(1)
489(1)	8.6(3)	118(2)
517(1)	8.6(3)	54(1)
537(1)	8.7(3)	77(2)
559(1)	8.3(2)	405(4)
579(1)	8.3(2)	44(2)
593(1)	12.1(6)	45(3)
617(1)	7.66(9)	102(2)
634(1)	7.69(9)	1028(4)
662(1)	7.74(9)	61(2)
690(1)	13.5(2)	227(3)
714(1)	13.5(2)	157(2)
732(1)	11.1(5)	83(4)
748(1)	11.2(5)	167(3)
772(1)	11.2(5)	99(2)
792(1)	8.6(6)	63(4)

wird fortgesetzt...

Energie [keV]	FWHM [keV]	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (20°) [$\mu\text{barn/str}$]
806(1)	8.6(6)	71(2)
828(1)	8.6(6)	81(2)
868(1)	14.8(2)	95(2)
888(1)	14.9(2)	174(2)
906(1)	14.9(2)	73(2)
922(1)	13.1(3)	315(4)
944(1)	13.1(3)	66(3)
970(1)	9.1(2)	224(3)
993(1)	9.2(2)	335(3)
1026(1)	9.2(2)	111(7)
1035(1)	9.3(2)	193(7)
1058(1)	9.3(2)	161(2)
1093(1)	13.6(4)	162(3)
1113(1)	13.7(4)	133(2)
1173(1)	17.4(3)	419(7)
1196(1)	17.4(3)	152(5)
1216(1)	17.5(3)	193(4)
1318(1)	16.3(5)	163(5)
1339(1)	16.4(5)	182(5)
1361(1)	16.5(6)	226(4)
1396(1)	16.6(6)	119(3)

4.5.2. Theoretische Betrachtungen

Als Leitfaden zur weiteren Klassifizierung der gefundenen Zustände im Isotop ^{230}Pa sollen zuerst einige theoretische Überlegungen mit dem Ziel angestellt werden, quantitative Erwartungen zur Bandenstruktur dieses doppelt-ungeraden Isotops abzuleiten.

Beim Grundzustand des Targets ^{231}Pa handelt es sich um den $3/2^-$ Zustand der Rotationsbande mit der Nilsson-Konfiguration $1/2[530]_p$. In der eingesetzten Ein-Neutronen-Transferreaktion können nur Zwei-Quasiteilchenzustände gebildet werden, bei denen das ungepaarte Proton sich im $1/2[530]$ Orbital befindet (vgl. Abschnitt 2.5). Die niedrigstliegenden Nilsson-Orbitale, die beim Transfer für das ungepaarte Neutron zur Verfügung stehen, sind in diesem Fall $5/2[633]_n$, $3/2[631]_n$, $5/2[752]_n$, $1/2[631]_n$, $5/2[622]_n$, $1/2[501]_n$, $5/2[503]_n$ und $3/2[501]_n$. Aus jeder Kombination eines dieser Neutronen-Orbitale mit dem Protonen-Orbital mit der Konfiguration $1/2[530]$ ergeben sich zwei Zwei-Quasiteilchenzustände mit $K = 1/2 + K_n$ und $K = |1/2 - K_n|$, wobei K_n die jeweiligen K-Quantenzahl der beteiligten Neutronenkonfiguration ist. Nach der Gallagher-Moszkowski-Regel ist dabei der Zustand energetisch bevorzugt, bei dem der Spin parallel koppelt, d.h. $\Sigma_p + \Sigma_n = 1$ (vgl. Abschnitt 2.4). In der Konfiguration $1/2[530]_p$ des Protons gilt $\Sigma_p = +1/2$, so dass bei den Neutronenorbitalen, bei denen

			Nilsson-Orbital	E_K [keV]	A [keV]	a
Isobare	Isotone	Z=92	$1/2[530]_p$ (^{229}Pa)	27	6,25	-1,80
			$1/2[530]_p$ (^{231}Pa)	9	6,24	-1,49
Isotope	Z=91	Z=91	$5/2[633]_n$ (^{229}Th)	0	6,05	
			$3/2[631]_n$ (^{229}Th)	~ 0	5,97	
	Z=90	Z=90	$5/2[752]_n$ (^{229}Th)	146	1,46	
			$1/2[631]_n$ (^{229}Th)	261	7,23	+0,19
			$5/2[622]_n$ (^{229}Th)	321	6,54	
			$1/2[501]_n$ (^{229}Th)	536	7,50	+0,60
			$A(^{230}\text{U})=8,55$ keV und $A(^{230}\text{Th})=8,94$ keV			

Tabelle 4.12.: Zur Vorhersage des Anregungsspektrum in ^{230}Pa herangezogene experimentelle Werte aus den benachbarten Isotopen ^{231}Pa und ^{229}Pa , dem Isoton ^{229}Th und den Isobaren ^{230}U und ^{230}Th . Leider liegen für das Isoton ^{231}U keine Werte vor [Ako93, Bro01, Bur08]

ebenfalls $\Sigma_n=+1/2$ gilt, der Zustand mit $K = K_p + K_n$ energetisch bevorzugt ist, und in den anderen Fällen der Zustand mit $K = |K_p - K_n|$.

Modellierung nach dem semi-empirischen Modell für doppelt-ungerade Kerne

Wie bereits im Abschnitt 2.4 dargelegt, ist es möglich mit empirischen Werten aus Nachbarkernen die Rotationsparameter und die Anregungsenergien der erwarteten Rotationsbanden vorherzusagen. Bei den beiden doppelt-geraden Isobaren ^{230}U und ^{230}Th ist in beiden Fällen die Grundzustandsbande bekannt, so dass der benötigte Rotationsparameter zwischen den beiden Kernen gemittelt werden kann. Beim isotonen Nachbarn ^{231}U existieren leider keine Informationen zur Bandenstruktur, so dass bei der Modellierung nur auf die Daten aus ^{229}Th zurückgegriffen werden kann. Hier stehen Daten zu den Rotationsbanden mit den Nilsson-Konfigurationen $5/2[633]_n$, $3/2[631]_n$, $5/2[752]_n$, $1/2[631]_n$, $5/2[622]_n$ und $1/2[501]_n$ zur Verfügung. Für die anderen oben aufgeführten relevanten Konfigurationen liegen hier keine Daten vor. Daher sind für die Rotationsbanden, die auf diesen Konfigurationen aufbauen, im Rahmen dieses Modells keine Vorhersagen möglich. In der Tabelle 4.12 sind die zur Modellierung verwendeten Werte aus den Nachbarkernen aufgelistet. Darüber hinaus geht in die Modellierung der Wert für die Energiedifferenz zwischen den beiden Gallagher-Moszkowski-Partnern, das sogenannte GM-Splitting ΔE_{GM} ein. Dies ist für alle diskutierten Konfigurationen unbekannt. In der Übersicht von Sood [Soo94] werden für Konfigurationen, in denen das Proton das $1/2[530]$ Orbital besetzt, vier experimentelle Werte angegeben (siehe Tabelle 4.13), wovon drei unsicher sind und nur einer als gesichert gelten kann. Als mittlerer Wert, der für die Modellierung herangezogen wurde, ergibt sich $\Delta E_{GM}=108(30)$ keV. Als Wert für die Newby-Shift E_N wird das Mittel aus den drei bei Frisk für die Konfiguration $1/2[530]_p-1/2[631]_n$ angegebenen empirischen Werten verwendet [Fri88], es ergibt sich $E_N=45(5)$ keV. In der Tabelle 4.14 sind die sich aus dem semi-empirischen

4. Teilchenspektroskopie nach Transferreaktionen

Neutron	Isotop	$K_{<}^{\pi}$	$E(K_{<}^{\pi})$ [keV]	$K_{>}^{\pi}$	$E(K_{>}^{\pi})$ [keV]	ΔE_{GM} [keV]
7/2[743] _n	²³⁴ Pa	4 ⁺	0,0	(3 ⁺)	(73,9)	(73,9)
1/2[631] _n	²³⁴ Pa	0 ⁻	69,5	1 ⁻	161,6	92,1
	²³⁶ Pa	(0 ⁻)	(2,0)	(1 ⁻)	(110,8)	(108,8)
	²³⁸ Np	(0 ⁻)	(218,0)	(1 ⁻)	(373,7)	(155,7)

Tabelle 4.13.: Bekannte Gallagher-Moszkowski Paare, bei denen das Proton das Nilsson-Orbital $1/2[530]_p$ besetzt [Soo94]. Aus diesen Werten ergibt sich ein mittlerer Wert von 108(30) keV für die GM-Splitting-Energie.

Modell ergebenden Vorhersagen aufgelistet. Auf Grund des relativ großen Decoupling-Parameters der $1/2[530]_p$ Bande in ²³¹Pa von $a=-1,49$, können die Rotationsparameter der beiden GM-Partner beträchtlich von einander abweichen, wobei die tatsächliche Abweichung vom GM-Splitting abhängt. Bei einem kleineren Splitting wird die Differenz

Konfiguration	K^{π}	Bandenkopf [keV]	\bar{A} [keV]	ΔA [keV]
$1/2[530]_p-5/2[633]_n$	2 ⁻	0	4,74	-0,6
$1/2[530]_p+5/2[633]_n$	3 ⁻	113(30)	4,74	+0,6
$1/2[530]_p+3/2[631]_n$	2 ⁻	6(30)	4,69	+0,6
$1/2[530]_p-3/2[631]_n$	1 ⁻	109(30)	4,69	-0,6
$1/2[530]_p+5/2[752]_n$	3 ⁺	152(30)	1,37	+0,05
$1/2[530]_p-5/2[752]_n$	2 ⁺	258(30)	1,37	-0,05
$1/2[530]_p-1/2[631]_n$	0 ⁻ (0)	221(31)	5,43	-0,7
	0 ⁻ (1)	319(31)		
$1/2[530]_p+1/2[631]_n$	1 ⁻	378(30)	5,43	+0,7
$1/2[530]_p+5/2[622]_n$	3 ⁻	325(30)	5,03	+0,6
$1/2[530]_p-5/2[622]_n$	2 ⁻	428(30)	5,03	-0,6
$1/2[530]_p-1/2[501]_n$	0 ⁺ (0)	503(31)	5,59	-0,8
	0 ⁺ (1)	593(31)		
$1/2[530]_p+1/2[501]_n$	1 ⁺	656(30)	5,59	+0,8

Tabelle 4.14.: Vorhersage für die niedrigliegenden Banden in ²³⁰Pa auf Grund der in Tabelle 4.12 aufgelisteten Werte aus den Nachbarkernen. Die große Unsicherheit in der Anregungsenergie der Bandenköpfe folgt aus dem mittleren Wert $\Delta E_{GM}=108(30)$ keV für die GM-Splitting-Energie. Der Wert ΔA gibt die erwartete Abweichung des Rotationsparameters vom Mittelwert in dem GM-Paar \bar{A} an. Diese Abweichung hängt ebenfalls stark vom Wert der GM-Splitting-Energie ab und ist umso kleiner, je größer das Splitting ist.

größer, während sie bei einem größeren Abstand der beiden Partner kleiner wird. In der Tabelle 4.14 sind diese Abweichungen vom mittleren Wert als ΔA aufgeführt, wobei dieser Wert auf dem mittleren angenommenen Wert für das GM-Splitting basiert.

Erwartungen zur Stärkeverteilung innerhalb der Rotationsbanden

Der Grundzustandsspin des Targets bei der Reaktion $^{231}\text{Pa}(d,t)^{230}\text{Pa}$ beträgt $J=3/2^-$. Für jeden möglichen Endspin ergeben sich somit bis zu vier Drehimpulsüberträge Δj die zu diesem Zustand beitragen können. Der experimentelle Wirkungsquerschnitt ergibt sich daher als Überlagerung aus diesen vier Anteilen, wobei jeder Anteil noch mit dem entsprechenden Clebsch-Gordan-Koeffizienten für die nötige Drehimpulskopplung gewichtet werden muss.

Bei der Untersuchung ungerader Kerne stellt die Stärkeverteilung auf die einzelnen Zustände einer Rotationsbande ein nützliches Mittel zur Identifikation der zugrundeliegenden Nilsson-Konfiguration dar (vgl. Abschnitt 2.5). Dies wurde bereits bei der Analyse der Daten zu den beiden Isotopen ^{233}U im Abschnitt 4.3 und ^{231}Th im Abschnitt 4.4 ausgenutzt. Bei dem doppelt-ungeraden Isotop ^{230}Pa soll nun umgekehrt vorgegangen und aus den bekannten Verteilungsmustern für die relevanten Nilsson-Konfigurationen eine Vorhersage für die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Zustände innerhalb der verschiedenen erwarteten Rotationsbanden gewonnen werden. Hierbei wird der Wirkungsquerschnitt für einen Streuwinkel von 20° unter Berücksichtigung der jeweiligem Clebsch-Gordan-Koeffizienten und der spektroskopischen Stärken mit Hilfe entsprechender DWBA-Rechnungen bestimmt. Die spektroskopischen Stärken stammen dabei aus dem Isoton ^{229}Th [Bur08], wobei für diese Rechnung die theoretischen Werte unter Vernachlässigung von Corioliseffekten verwendet werden.

Die Abbildung 4.37 zeigt für alle relevanten Nilsson-Konfigurationen, für die theoretische Werte für die spektroskopischen Stärken vorliegen, die erwarteten Wirkungsquerschnitte für die entsprechenden Zustände der Rotationsbanden. Dabei werden links die Werte für die Rotationsbande mit $K = |K_p - K_n|$ und rechts die Werte für den GM-Partner mit $K = K_p + K_n$ gezeigt. Leider existieren für die Nilsson-Konfiguration $5/2[622]_n$ in ^{229}Th keine Daten. Da es sich aber um einen Zustand oberhalb der Fermi-Energie handelt, sind die entsprechenden Zustände vermutlich alle schwach. Ein Blick auf die absoluten Werte zeigt, dass auch die Zustände der Banden, die zur Neutronenkonfiguration $5/2[752]_n$ gehören, im Vergleich zu den anderen Rotationsbanden sehr viel schwächer sind. Als stärkste Zustände im ganzen Spektrum werden demnach die niedrigen Zustände der Rotationsbanden mit den Nilsson-Konfigurationen $1/2[530]_p \pm 1/2[501]_n$, $1/2[530]_p \pm 3/2[501]_n$ und $1/2[530]_p \pm 5/2[503]_n$ erwartet. Wobei für die letzten zwei leider keine Vorhersagen zur Anregungsenergie und zum Rotationsparameter getroffen werden konnten, da von diesen Banden im Isoton ^{229}Th nur jeweils der erste Zustand beobachtet wurde [Bur08].

Mit Hilfe dieser theoretischen Vorüberlegungen ist es nun möglich im Anregungsspektrum die Bereiche zu identifizieren, in denen die einzelnen Rotationsbanden vermutlich liegen. Diese Energiebereiche sind in der Abbildung 4.38 skizziert.

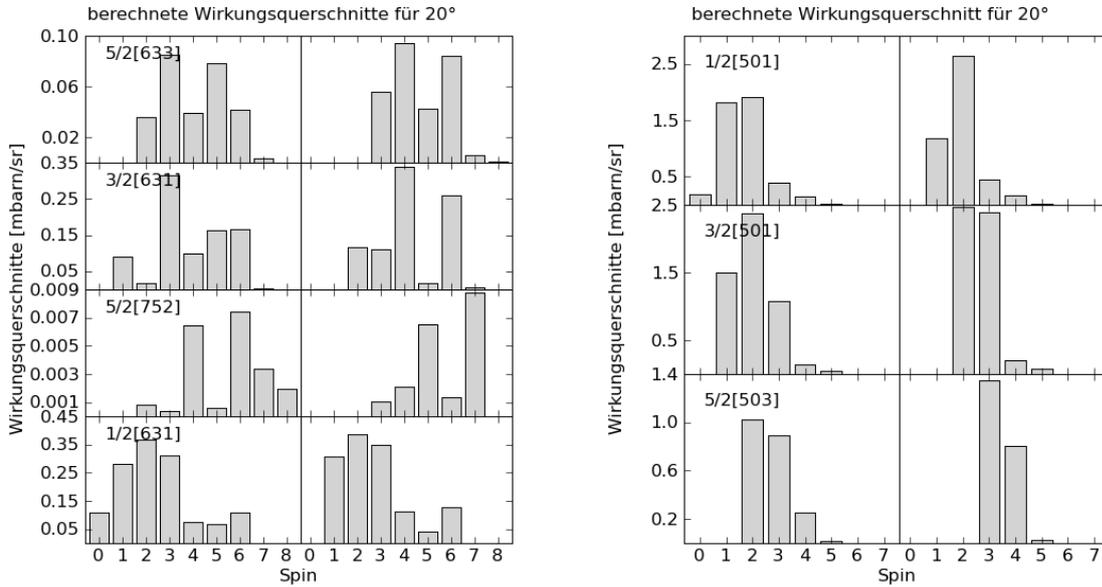


Abbildung 4.37.: Erwartete Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{231}\text{Pa}(d,t)^{230}\text{Pa}$ bei 20° für 7 Rotationsbanden, die auf relevanten Nilsson-Orbitalen aufbauen. Links ist jeweils die Verteilung für die Rotationsbande mit $K = |K_p - K_n|$ und rechts für $K = K_p + K_n$ gezeigt. Die Berechnungen basieren auf den theoretischen spektroskopischen Stärken für das Isoton ^{229}Th [Bur08].

4.5.3. Diskussion der Ergebnisse

Bei dieser Reaktion sind, wie bereits im Abschnitt 4.2.4 diskutiert, die Winkelverteilungen aus systematischen Gründen nicht verwertbar. Als problematisch erweisen sich zum einen der Spin des Targetkerns ($J_T=3/2^-$) als auch die Mischung der einzelnen j -Komponenten in den Nilsson-Orbitalen. Insgesamt zeigen die Winkelverteilungen zu wenig Struktur, um eine Unterscheidung zwischen den verschiedenen möglichen Spins und Konfigurationen zu erlauben. Stattdessen wurden bei der weiteren Analyse die Energiesystematik innerhalb der Rotationsbanden, sowie die obigen theoretischen Überlegungen zu Anregungsenergien, Rotationsparametern und relativen Stärken innerhalb der Banden herangezogen. Außerdem wurde für jeden Vorschlag überprüft, ob der ermittelte Wert für das GM-Splitting und die Abweichung zwischen den Rotationsparametern innerhalb eines GM-Paares einen vernünftigen Wert für den Decoupling-Parameter ergibt. Dieser Wert sollte die selbe Größenordnung wie der Decoupling-Parameter der Nilsson-Konfiguration $1/2[530]_p$ haben, also etwa 1,5. Bei den Banden mit $K=0$, die auf Grund der Newby-Shift in zwei Teilbanden mit geraden und ungeraden Spins aufspalten, wurde darüber hinaus darauf geachtet, dass die Rotationsparameter der beiden Teilbanden vergleichbar sind.

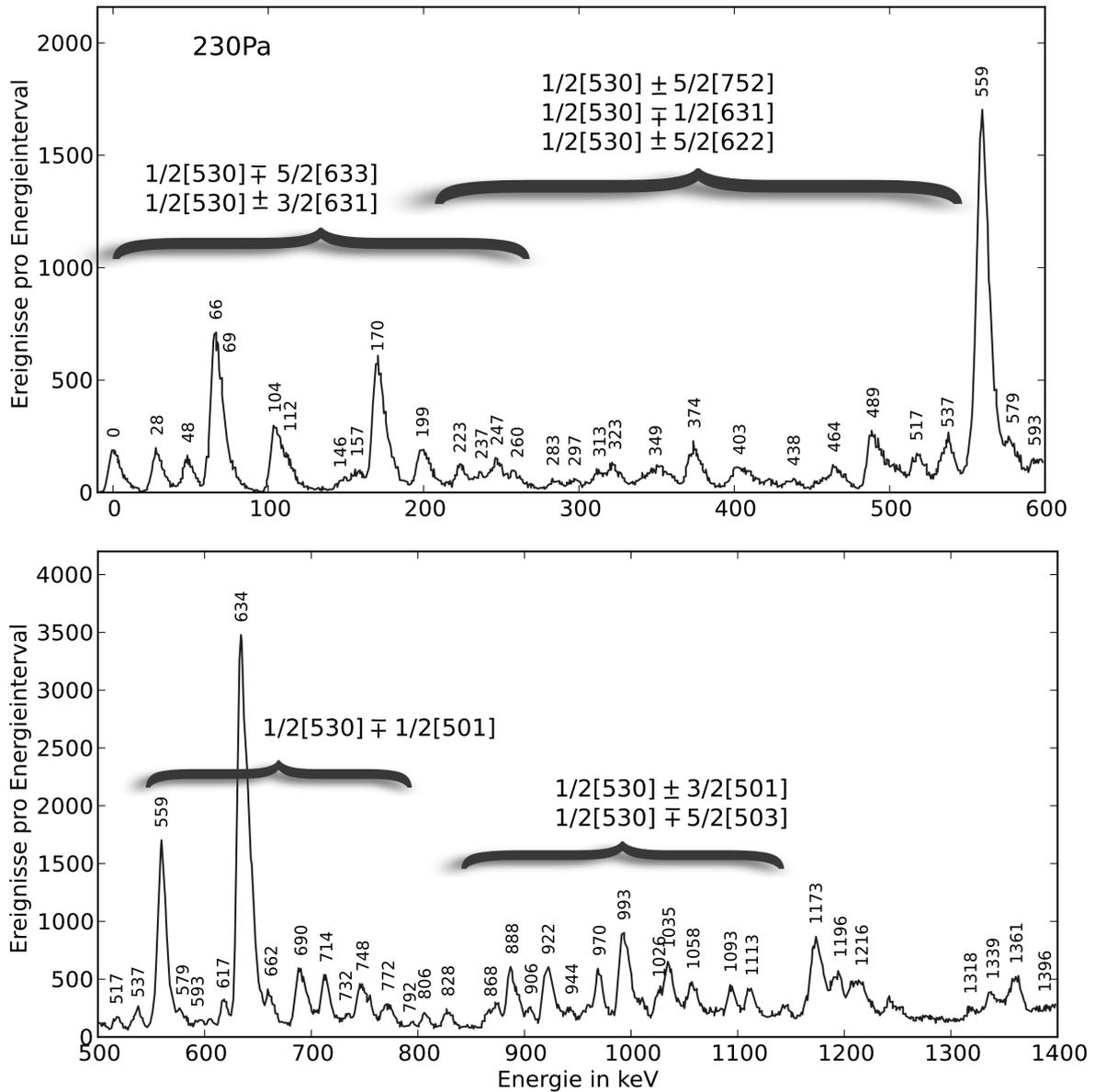


Abbildung 4.38.: Abschätzung der Energiebereiche der einzelnen erwarteten Rotationsbanden auf Grund der Vorhersagen zur Anregungsenergien und zur Stärke der einzelnen Zustände im Isotop ^{230}Pa .

Grundzustand

Beim Grundzustand des Isotops ^{230}Pa soll es sich um einen 2^- -Zustand mit der Nilsson-Konfiguration $1/2[530]_p-5/2[633]_n$ handeln. Als alternative mögliche Konfiguration des Zustands wird in den Nuclear Data Sheets [Ako93] die Nilsson-Konfiguration $5/2[642]_p-1/2[631]_n$ diskutiert, woraus sich nach der Gallagher-Moszkowski-Regel (vgl. Abschnitt 2.4) der Grundzustand als 2^+ -Zustand ergeben würde. Da in der Neutron-Transferreaktion nur Zustände bevölkert werden, bei denen das Proton im selben Nilsson-Orbital wie im Targetkern ist, in diesem Fall also im $1/2[530]_p$ Orbital, könnte der Grundzustand nicht beobachtet werden, falls es sich tatsächlich um einen 2^+ -Zustand mit der oben genannten Konfiguration handeln würde. Die Beobachtung einer deutlichen Linie bei einer Anregungsenergie von 0 keV, spricht gegen diese Annahme und für die erste Annahme zur Konfiguration des Grundzustands. Möglich wäre aber auch die Konfiguration $1/2[530]_p+3/2[631]_n$. Auf Grund der semi-empirischen Modellierung wird der Bandenkopf dieser Bande mit ebenfalls $K=2^-$ bei einer Anregungsenergie von gerade mal 5 keV erwartet. Dies folgt aus den Daten zum Isoton ^{229}Th , wo der Bandenkopf der Rotationsbande mit der Konfiguration $3/2[631]_n$ nur wenige eV bis keV oberhalb des Grundzustands liegt. Zum anderen isotonen Nachbarn von ^{230}Pa , dem Isotop ^{231}U , fehlen leider die Daten. Als mögliche Konfigurationen des Grundzustands werden hier $5/2[633]_n$, $3/2[631]_n$ und $5/2[752]_n$ diskutiert [Bro01]. Es ist demnach nicht ausgeschlossen, dass das Nilsson-Orbital mit der Konfiguration $3/2[631]_n$ im Vergleich zum Isoton ^{229}Th sogar noch weiter absinkt und somit zum Grundzustand werden könnte. Leider ist auf Grund der vorliegenden Daten keine eindeutige Klärung dieser Frage möglich. Dies wird im nächsten Abschnitt zu den entsprechenden Rotationsbanden noch weiter ausgeführt.

Rotationsbanden mit $1/2[530]_p\mp 5/2[633]_n$ und $1/2[530]_p\pm 3/2[631]_n$

Wie bereits im vorhergehenden Absatz diskutiert handelt es sich beim Grundzustand um den Bandenkopf entweder der Rotationsbande mit der Konfiguration $1/2[530]_p-5/2[633]_n$ oder mit der Konfiguration $1/2[530]_p+3/2[631]_n$. Die Annahme, dass es sich beim Grundzustand um ein unaufgelöstes Duplett handelt, scheint vom experimentellen Standpunkt nicht gerechtfertigt, da weder die Linie bei 0 keV noch die weiteren Linien, die der entsprechenden Rotationsbande zugeordnet werden, verbreitert oder asymmetrisch erscheinen. Da für die beiden in Frage kommenden Konfiguration $K=2^-$ gilt, handelt es sich beim Grundzustand in jedem Fall um einen 2^- -Zustand. Auch die vorhergesagten Rotationsparameter der beiden Banden sind mit etwa 4,7 keV gleich groß. Die Suche nach Zuständen, die der Energiesystematik einer Rotationsbande mit der Quantenzahl $K=2^-$ und einem Rotationsparameter $A\sim 4,7$ keV folgen, führt zu der in der Abbildung 4.39 links gezeigten Grundzustandsbande mit einem Rotationsparameter von $A=4,68$ keV.

Der niedrigstliegende Zustand, der damit nicht der Grundzustandsbande zuzurechnen ist, liegt dann bei einer Anregungsenergie von 48 keV. Es könnte sich bei diesem Zustand entweder um den Bandenkopf der anderen Rotationsbande mit $K=2^-$ handeln oder aber um den GM-Partner zur Grundzustandsbande mit entweder $K=1^-$ oder $K=3^-$, je nachdem welche Konfiguration die richtige für den Grundzustand ist. Ein

Vergleich der möglichen Rotationsbanden für diese drei Annahmen mit den theoretischen Vorhersagen, zeigt dass es sich wohl um den Bandenkopf der $K=2^-$ handelt, da in den anderen Fällen die Abweichung des Rotationsparameters vom Rotationsparameter der Grundzustandsbande jeweils das falsche Vorzeichen hätte. Der Verlauf dieser Bande im Vergleich zur erwarteten Energiesystematik ist rechts in der Abbildung 4.39 zu sehen. Der Rotationsparameter dieser Bande beträgt $A=3,97\text{ keV}$.

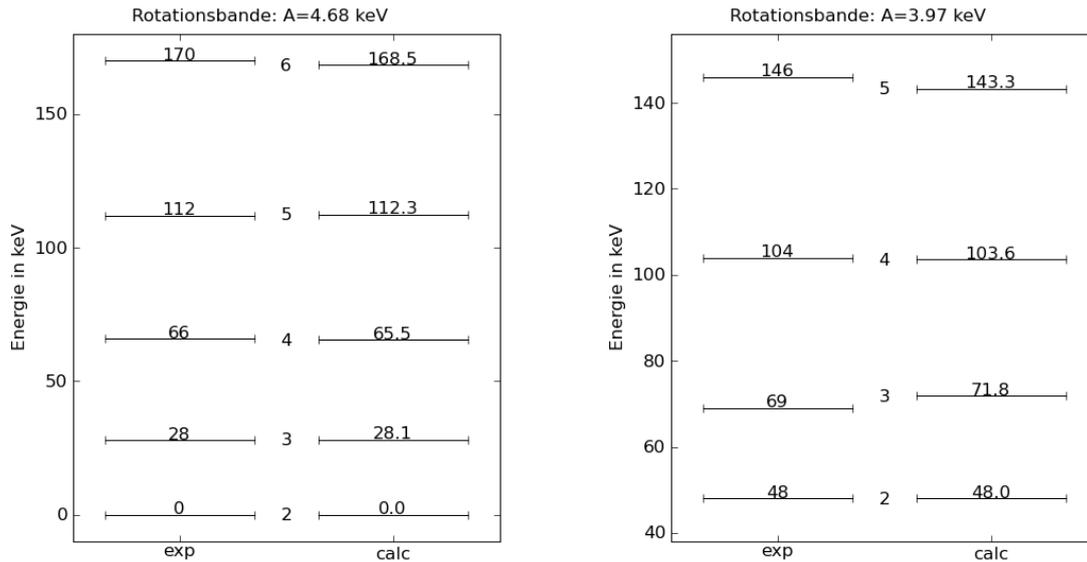


Abbildung 4.39.: Vergleich der Energiesystematik mit den experimentellen Werten für die beiden niedrigliegenden $K=2^-$ -Rotationsbanden im Isotop ^{230}Pa mit den Konfigurationen $1/2[530]_p-5/2[633]_n$ und $1/2[530]_p+3/2[631]_n$. Jeweils rechts neben den experimentellen Anregungsenergien ist der berechnete Verlauf gezeigt, der auf Grund der Energiesystematik erwartet wird.

Die Abbildung 4.40 zeigt die experimentellen Stärken der einzelnen Zustände der beiden Rotationsbanden mit $K=2^-$ im Vergleich mit den Erwartungen einmal für die Annahme, dass die Grundzustandsbande die Konfiguration $1/2[530]_p-5/2[633]_n$ und die andere Bande die Konfiguration $1/2[530]_p+3/2[631]_n$ hat, und einmal für die umgekehrte Zuordnung. Die theoretische Verteilung für die zweite Annahme gibt hierbei die Daten besser wieder. Demnach wäre die Konfiguration des Grundzustands $1/2[530]_p+3/2[631]_n$ und nicht $1/2[530]_p-5/2[633]_n$.

Der GM-Partner zu dieser Bande sollte eine $K=1^-$ -Bande mit einem etwas kleineren Rotationsparameter sein. Die Konfiguration dieser Bande ist dann $1/2[530]_p-3/2[631]_n$. Auf Grund der vorhergesagten Stärkeverteilung sollten 6 Zustände der Bande beobachtbar sein, wobei der dritte besonders stark sein sollte. Leider lässt sich keine Rotationsbande im Bereich unterhalb einer Anregungsenergie von 400 keV finden, die diese Kriterien erfüllt. Insbesondere gibt es keinen weiteren Zustand, der die nötige Stärke aufweisen würde, um als 3^- -Zustand dieser Bande in Frage zu kommen. Ein

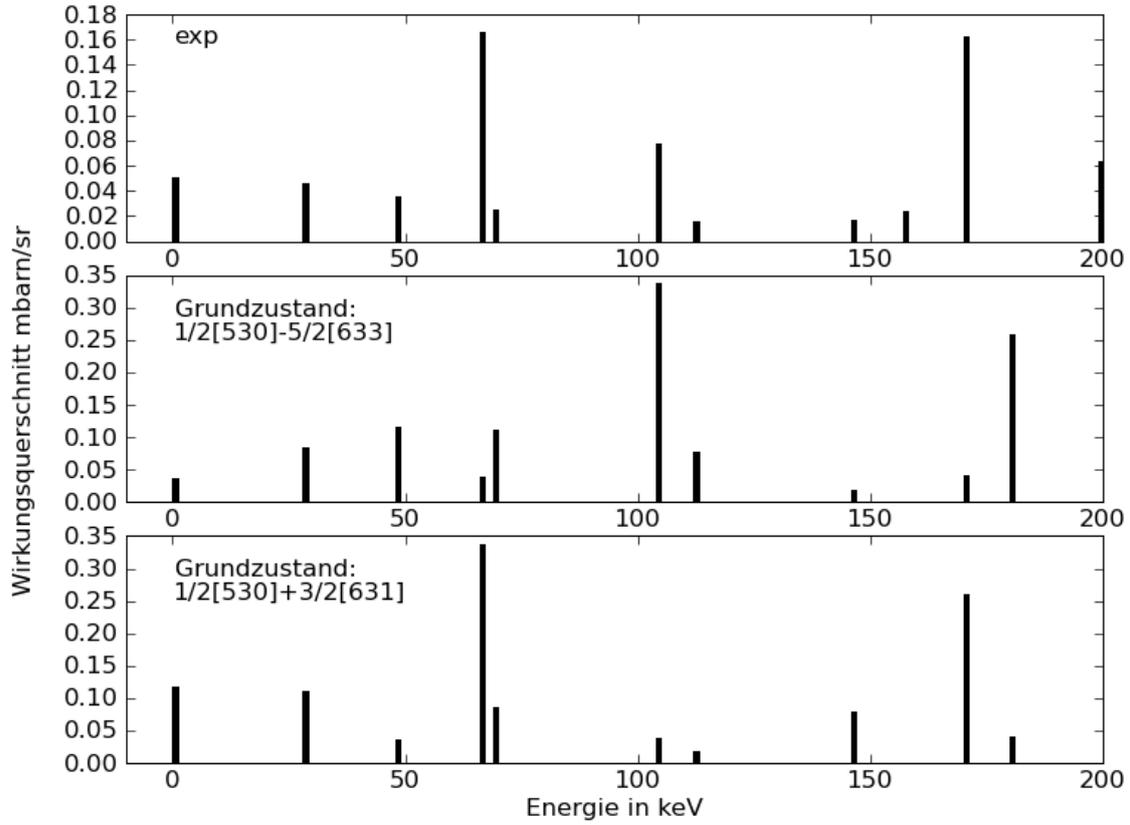


Abbildung 4.40.: Vergleich der Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Zustände der beiden niedrigliegenden Rotationsbanden mit $K=2^-$ im Vergleich zu der Annahme, dass die Grundzustandsbande die Konfiguration $1/2[530]_p-5/2[633]_n$ oder die $1/2[530]_p+3/2[631]_n$ hat und entsprechend die andere Bande die jeweils andere Konfiguration.

möglicher Kandidat für diese Rotationsbande ist in der Abbildung 4.41 links zu sehen. Der Bandenkopf liegt bei einer Anregungsenergie von 223 keV und der Rotationsparameter beträgt 3,67 keV. Unter der Annahme, dass es sich um den GM-Partner zur Grundzustandsbande handelt, beträgt die GM-Splitting-Energie ΔE_{GM} 229 keV und ist somit deutlich größer als erwartet. Auch der sich daraus ergebene Decoupling-Parameter von $|a|=2,62$ ist viel zu groß. Falls aber doch nicht die Grundzustandsbande sondern die Rotationsbande mit einem Bandenkopf bei einer Anregungsenergie von 48 keV die GM-Partnerbande zu dieser Bande ist, ergeben sich deutlich bessere Werte für das GM-Splitting ΔE_{GM} von 179 keV und den Decoupling-Parameter $|a|$ von 1,43. Diese Beobachtung spricht dafür, dass die Konfiguration $1/2[530]_p+3/2[631]_n$ doch nicht die Konfiguration des Grundzustands ist.

Der GM-Partner zu der Bande mit der Konfiguration $1/2[530]_p-5/2[633]_n$ sollte eine Rotationsbande mit $K=3^+$ und einem etwas größerem Rotationsparameter sein. Die Abbildung 4.41 zeigt rechts einen Vorschlag für eine solche Bande. Der Bandenkopf liegt bei einer Anregungsenergie von 157 keV und der Rotationsparameter beträgt 5,04 keV.

Unter der Annahme, dass es sich hierbei um den GM-Partner zum Grundzustand handelt, ergibt sich ein Wert für das GM-Splitting ΔE_{GM} von 151 keV und ein Decoupling-Parameter von $|a|=1,07$, was etwas zu klein erscheint. Im anderen Fall beträgt die GM-Splitting-Energie $\Delta E_{GM}=102\text{ keV}$ und der Decoupling-Parameter $a=1,64$. Die zweite Möglichkeit erscheint daher hier etwas wahrscheinlicher.

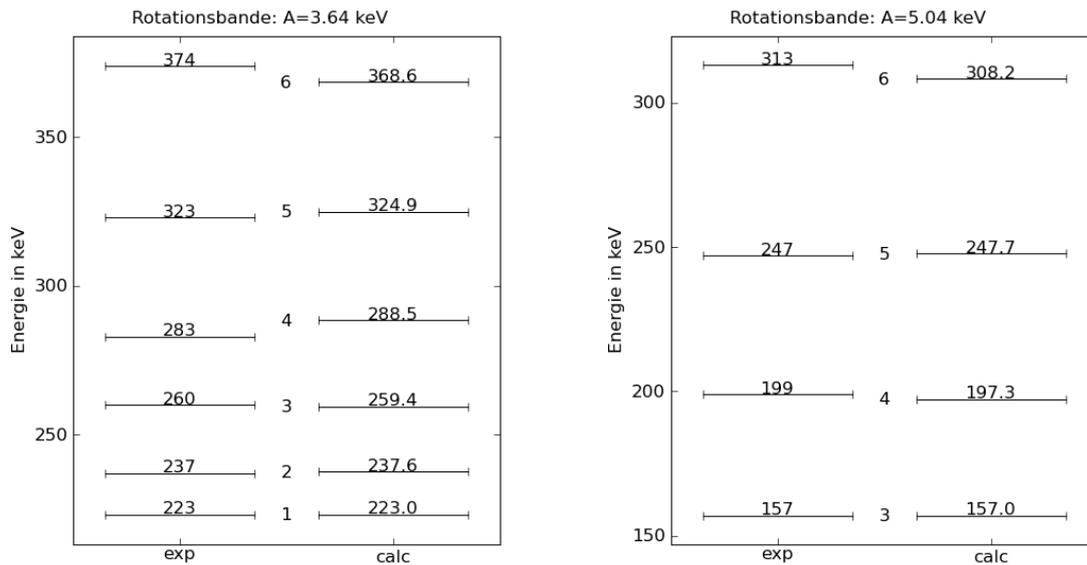


Abbildung 4.41.: Mögliche GM-Partner zu den beiden niedrigliegenden Rotationsbanden mit $K=2^-$. Die vorgeschlagene Konfiguration der linken Bande ist $1/2[530]_p-3/2[631]_n$ und die der rechten $1/2[530]_p+5/2[633]_n$. Jeweils rechts neben den experimentellen Anregungsenergien ist der berechnete Verlauf gezeigt, der auf Grund der Energiesystematik erwartet wird.

Rotationsbanden mit $1/2[530]_p\pm 5/2[752]_n$

Bei der Nilsson-Konfiguration $5/2[752]_n$ handelt es sich um einen relativ reinen Zustand mit $j=15/2$, dies spiegelt sich in der Verteilung der spektroskopischen Stärke wieder, wo neben dem $15/2$ -Anteil nur der $11/2$ -Anteil überhaupt auftritt (vgl. Abbildung 2.10 im Abschnitt 2.5). Dies ist in dieser Arbeit auch bereits in den beiden ungeraden Kernen ^{233}U und ^{231}Th beobachtet worden, wo von dieser niedrigliegenden Bande nur der $15/2^-$ -Zustand gesehen wurde. Es ist also zu erwarten, dass von den beiden Rotationsbanden, die auf dieser Nilsson-Konfiguration aufbauen, auch nur die Zustände mit höherem Spin beobachtet werden können. Ein Blick auf die absoluten Werte in der theoretischen Stärkeverteilung in der Abbildung 4.37 zeigt, dass alle Zustände dieser Banden verhältnismäßig schwach sein sollten. Im Spektrum zum Isotop ^{230}Pa gibt es im Bereich der erwarteten Anregungsenergie für diese Banden eine Reihe von schwachen Linien, die möglicher Weise von diesen Banden stammen. Eine genaue Identifikation der einzelnen Zustände ist allerdings nicht möglich.

Rotationsbanden mit $1/2[530]_p \mp 1/2[631]_n$

Das GM-Paar mit der Nilsson-Konfiguration $1/2[530]_p \pm 1/2[631]_n$ sollte im Anregungsenergiebereich von 200 keV bis 500 keV liegen und eher schwach populiert werden. Die Abbildung 4.42 zeigt wahrscheinliche Zustandsfolgen für diese Rotationsbanden. Dabei spaltet die Bande mit der Konfiguration $1/2[530]_p - 1/2[631]_n$ auf Grund der Newby-Shift in ein Teilbande mit geraden Spins und eine mit ungeraden Spins auf. Der Bandenkopf der Teilbande mit geradem Spin liegt bei einer Anregungsenergie von 313 keV und der Bandenkopf der anderen Teilbande bei 403 keV. Der mittlere Rotationsparameter für diese Banden beträgt 6,25 keV und als empirischer Wert für die Newby-Shift ergibt sich $E_N=44$ keV. Der Rotationsparameter des GM-Partners mit $K=1^-$, dessen Bandenkopf bei einer Anregungsenergie von 489 keV liegt, beträgt 7,0 keV. Damit sind beide Rotationsparameter etwas größer als vorhergesagt. Die GM-Splitting-Energie in diesem GM-Paar beträgt $\Delta E_{GM}=169$ keV und für den Decoupling-Parameter ergibt sich mit diesen Werten $|a|=1,21$, was etwas kleiner ist als der erwartete Wert ist.

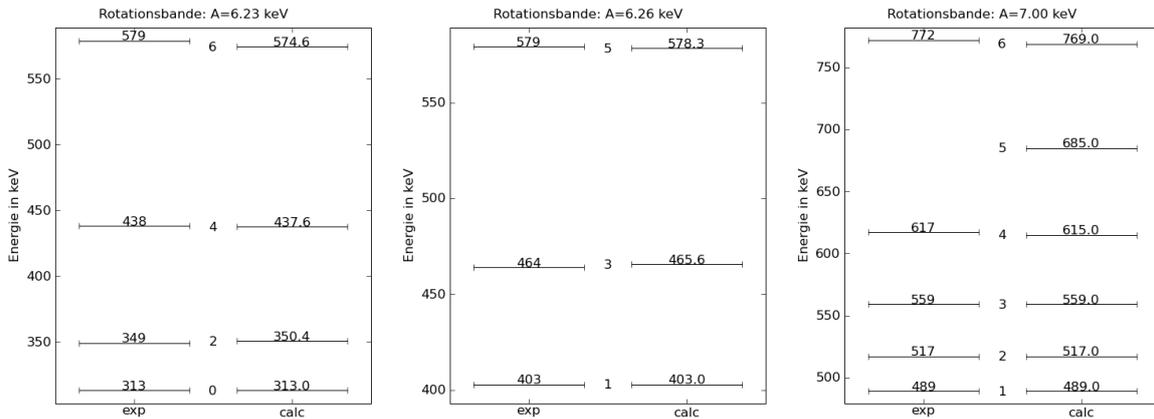


Abbildung 4.42.: Vorschlag für das GM-Paar mit der Konfiguration $1/2[530]_p \mp 1/2[631]_n$. Die Bande mit $K=0^-$ spaltet wegen der Newby-Shift in zwei Teilbanden mit geraden und ungeraden Spins auf. Die empirische Newby-Shift beträgt hier 44 keV und das GM-Splitting für das Paar beträgt $\Delta E_{GM}=169$ keV. Jeweils rechts neben den experimentellen Anregungsenergien ist der berechnete Verlauf gezeigt, der auf Grund der Energiesystematik erwartet wird.

Rotationsbanden mit $1/2[530]_p \pm 5/2[622]_n$

Für die Rotationsbanden mit der Konfiguration $1/2[530]_p \pm 5/2[622]_n$ konnten keine Vorhersagen zur Stärke der einzelnen Zustände getroffen werden, da die benötigten Werte nicht vorliegen. Da es sich um eine Zustand oberhalb der Fermi-Energie handelt, ist zu vermuten, dass diese Zustände in der Reaktion $^{231}\text{Pa}(d,t)^{230}\text{Pa}$ nur schwach auftreten. Auf Grund der erwarteten Anregungsenergien ihrer Bandenköpfe werden diese beiden Banden auch im Bereich der relativ schwachen Linien zwischen 200 keV bis 500 keV

vermutet. Allerdings gibt es hier zu viele Möglichkeiten, so dass eine Festlegung auf einen Vorschlag unterlassen wird.

Rotationsbanden mit $1/2[530]_p \mp 1/2[501]_n$

Die zwei Rotationsbanden mit der Konfiguration $1/2[530]_p \mp 1/2[501]_n$ werden bei einer Anregungsenergie oberhalb von 500 keV erwartet. Darüber hinaus wird erwartet, dass jeweils die 1^+ und 2^+ -Zustände dieses GM-Paares deutliche Stärke auf sich vereinen. Dies stimmt mit der Beobachtung überein, dass in diesem Bereich des Spektrums die Linien deutlich stärker werden. Auffällig sind insbesondere die beiden starken Linien bei 559 keV und 634 keV.

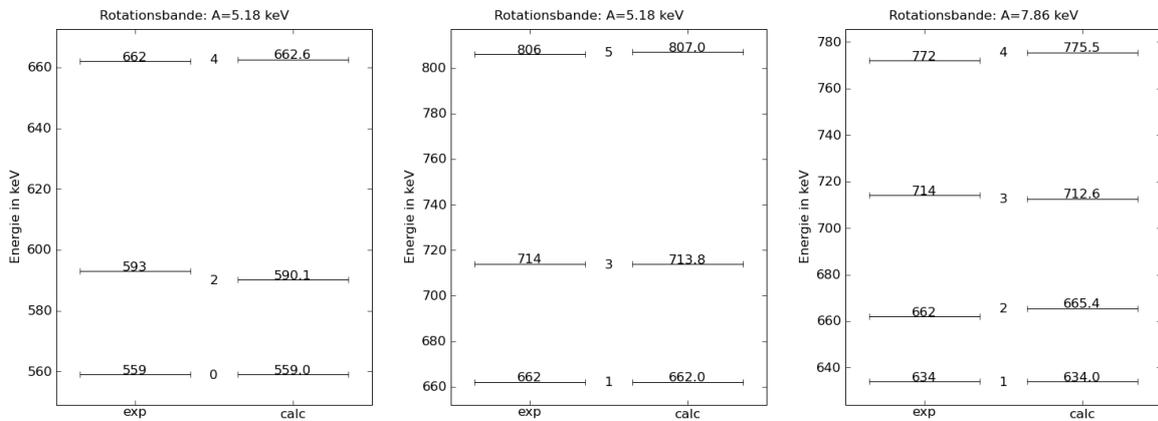


Abbildung 4.43.: Vorschlag für das GM-Paar mit der Konfiguration $1/2[530]_p \mp 1/2[501]_n$. Die Bande mit $K=0^+$ spaltet wegen der Newby-Shift in zwei Teilbanden mit geraden und ungeraden Spins auf. Die empirische Newby-Shift beträgt hier 45 keV und das GM-Splitting für das Paar beträgt nur $\Delta E_{GM} = 67$ keV. Jeweils rechts neben den experimentellen Anregungsenergien ist der berechnete Verlauf gezeigt, der auf Grund der Energiesystematik erwartet wird.

Die Abbildung 4.43 zeigt einen Vorschlag für die beiden Rotationsbanden mit der Konfiguration $1/2[530]_p \mp 1/2[501]_n$. Auch hier spaltet die Bande mit $K=0^+$ wegen der Newby-Shift in eine Anteil mit geraden und einen Anteil mit ungeraden Spins auf. Der Bandenkopf der Teilbande mit den geraden Spins liegt bei einer Anregungsenergie von 559 keV und der Bandenkopf der anderen Teilbande deutlich höher bei 662 keV. Die beiden Teilbanden haben mit 5,18 keV den gleichen Rotationsparameter und die empirische Newby-Shift E_N für diese Konfiguration beträgt 45 keV.

Der Bandenkopf der GM-Partnerbande mit $K=1^+$ liegt bei einer Anregungsenergie von 634 keV und der Rotationsparameter für diese Bande ist 7,86 keV. Das GM-Splitting ΔE_{GM} beträgt 67 keV. Aus der Abweichung der beiden Rotationsparameter und diesem Wert für das GM-Splitting ergibt sich ein Decoupling-Parameter von $|a|=1,45$, was gut mit dem Decoupling-Parameter der Nilsson-Konfiguration $1/2[530]_p$ übereinstimmt.

Rotationsbanden mit $1/2[530]_p \pm 3/2[501]_n$

Eine weitere Reihe stärkerer Zustände stammt vermutlich aus dem GM-Paar mit der Konfiguration $1/2[530]_p \pm 3/2[501]_n$. Da zur Konfiguration $3/2[501]_n$ im Isotop ^{229}Th leider nichts bekannt ist, gibt es keine Vorhersagen zur Anregungsenergie und zum Rotationsparameter dieser Banden. Die Abbildung 4.44 zeigt einen Vorschlag für die beiden Banden mit dieser Konfiguration.

Der Bandenkopf des niedrigliegenden GM-Partners mit $K=2^+$ liegt demnach bei 970 keV und der Rotationsparameter dieser Bande beträgt 3,97 keV. Der Bandenkopf des anderen Partners mit $K=1^+$ wird bei einer Anregungsenergie von 1035 keV vorgeschlagen und der Rotationsparameter der dazugehörigen Bande beträgt 5,79 keV. Die Abweichung der beiden Rotationspartner vom gemeinsamen Mittelwert widerspricht hier allerdings der Erwartung, dass der Zustand mit dem größeren Wert von K den größeren Rotationsparameter haben sollte. Der Wert des GM-Splittings ΔE_{GM} beträgt 67 keV und für den Decoupling-Parameter ergibt sich einen Wert von $|a|=1,60$, hat also etwa die richtige Größe.

Rotationsbanden mit $1/2[530]_p \mp 5/2[503]_n$

Weitere Banden, die in diesem Energiebereich zu erwarten sind, sind die beiden Banden mit der Konfiguration $1/2[530]_p \mp 5/2[503]_n$. Die Abbildung 4.45 zeigt einen Vorschlag für diese Banden. Der Bandenkopf der niedrigliegenden Bande mit $K=2^+$ liegt bei einer

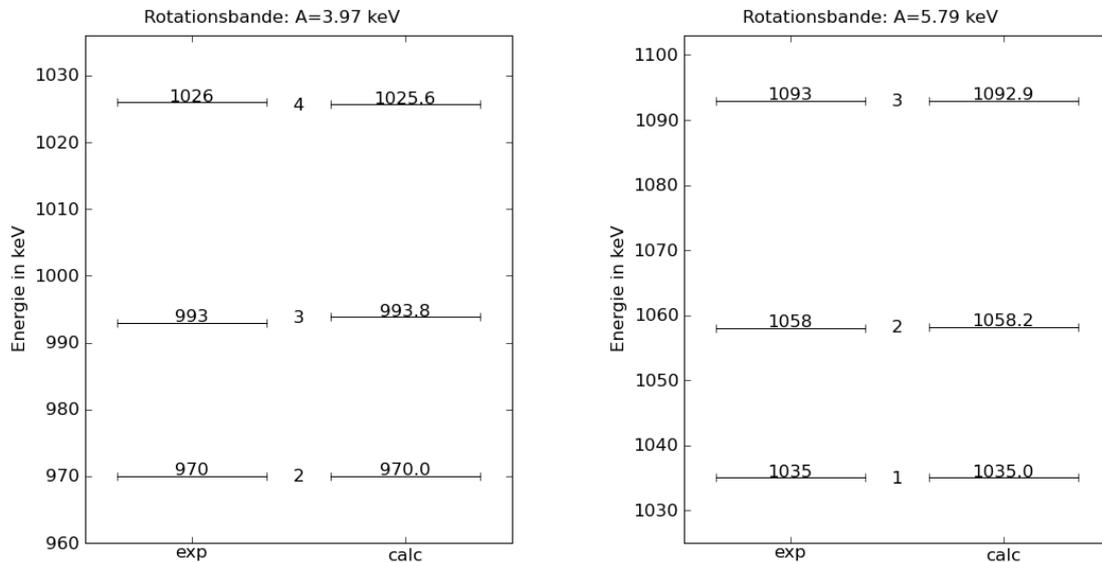


Abbildung 4.44.: Vorschlag für die GM-Paar mit der Konfiguration $1/2[530]_p \pm 3/2[501]_n$. Das GM-Splitting ΔE_{GM} für dieses Paar beträgt 67 keV. Jeweils rechts neben den experimentellen Anregungsenergien ist der berechnete Verlauf gezeigt, der auf Grund der Energiesystematik erwartet wird.

Energie von 792 keV und der Rotationsparameter beträgt 2,55 keV. Der Bandenkopf der anderen Bande mit $K=3^+$ liegt bei einer Anregungsenergie von 922 keV und der Rotationsparameter beträgt 2,86 keV. Als Wert für die GM-Splitting-Energie ΔE_{GM} ergibt sich 127 keV, woraus ein Wert von $|a|=1,64$ für den Decoupling-Parameter folgt.

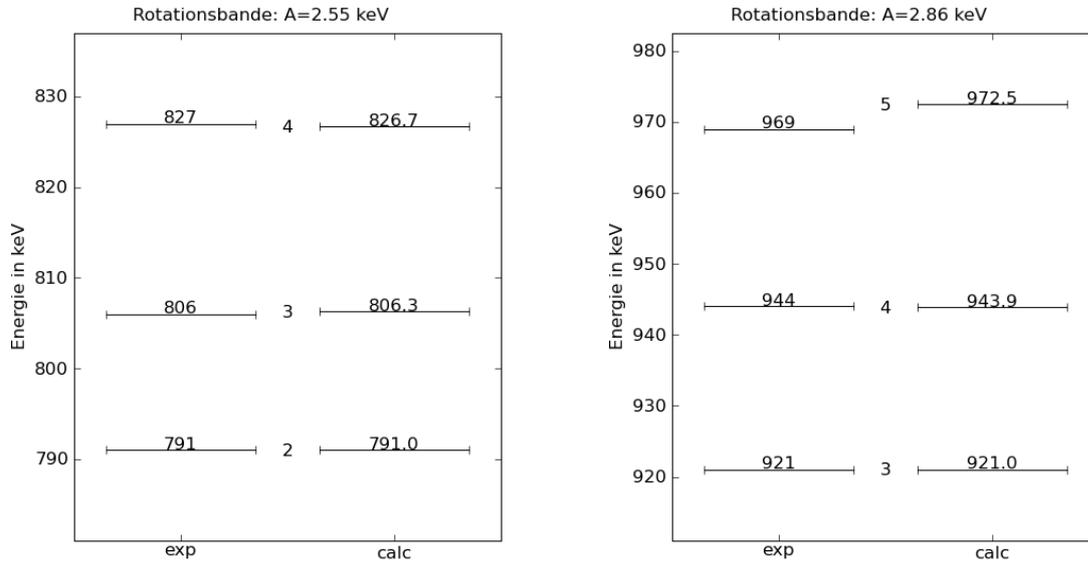


Abbildung 4.45.: Vorschlag für GM-Paar mit der Konfiguration $1/2[530]_p \mp 5/2[503]_n$. Das GM-Splitting ΔE_{GM} für dieses Paar beträgt 127 keV. Jeweils rechts neben den experimentellen Anregungsenergien ist der berechnete Verlauf gezeigt, der auf Grund der Energiesystematik erwartet wird.

4.5.4. Zusammenfassung

In dieser Arbeit sind zum ersten Mal angeregte Zustände im doppelt-ungeraden Isotop ^{230}Pa untersucht und dabei 63 Zustände mit ihren Anregungsenergien identifiziert worden.

Als Konfiguration des Grundzustands kommen auf Grund der vorliegenden Daten die Konfiguration $1/2[530]_p - 5/2[633]_n$ in Frage, aber auch die Konfiguration $1/2[530]_p + 3/2[631]_n$ erscheint möglich. Dagegen kann die in den Nuclear Data Sheets diskutierte Konfiguration $5/2[642]_p - 1/2[631]_n$ klar ausgeschlossen werden. Für die Konfiguration $1/2[530]_p - 5/2[633]_n$ spricht die Lage der entsprechenden GM-Partner, während für die andere Konfiguration $1/2[530]_p + 3/2[631]_n$ der Vergleich der Stärkeverteilung mit theoretischen Erwartungen spricht. In wie weit diese Wirkungsquerschnittsdifferenzen signifikant sind, kann mit den vorliegenden Daten jedoch nicht eindeutig geklärt werden.

Da die Analyse der Winkelverteilungen an prinzipiellen Problemen scheitert, ist eine direkte Bestimmung von Spin und Parität nicht möglich gewesen. Mit Hilfe der theoretischen Überlegungen ist es aber trotzdem gelungen eine grobe Lokalisation der

4. Teilchenspektroskopie nach Transferreaktionen

acht niedrigstliegenden Rotationsbanden und ihrer GM-Partnerbanden vorzunehmen. Für sechs GM-Paare konnten eindeutige Vorschläge gemacht werden. Dies ist in den Abbildungen 4.46 zu sehen. Die Abbildung 4.47 zeigt das Termschema, wie es auf Grund der vorliegenden Daten vorgeschlagen wird. Die Tabelle 4.15 listet die Ergebnisse inklusive der GM-Splitting-Energien und Werte für die Newby-Shifts auf.

Konfiguration	K^π	E_{exp} [keV]	E_{theo} [keV]	A_{exp} [keV]	A_{theo} [keV]	Decoupling- Parameter a	ΔE_{GM} [keV]	E_N [keV]
$1/2[530]_p-5/2[633]_n$	2^-	0/48*	0	4,68/3,97*	4,74			
$1/2[530]_p+5/2[633]_n$	3^-	157	113	5,04	4,74	1,07/1,64*	151/102*	
$1/2[530]_p+3/2[631]_n$	2^-	0/48*	5	4,68/3,97*	4,69			
$1/2[530]_p-3/2[631]_n$	1^-	223	109	3,64	4,69	2,62/1,43*	229/179*	
$1/2[530]_p-1/2[631]_n$	$0^-(0)$	313	221	6,23	5,43			
	$0^-(1)$	403	319	6,26	5,43			44
$1/2[530]_p+1/2[631]_n$	1^-	489	378	7,00	5,43	1,21	169	
$1/2[530]_p-1/2[501]_n$	$0^+(0)$	559	503	5,18	5,59			
	$0^+(1)$	662	593	5,18	5,59			45
$1/2[530]_p+1/2[501]_n$	1^+	634	656	7,86	5,59	1,45	67	
$1/2[530]_p+3/2[501]_n$	2^+	970		3,97				
$1/2[530]_p-3/2[501]_n$	1^+	1035		5,79		1,60	67	
$1/2[530]_p-5/2[503]_n$	2^+	792		2,55				
$1/2[530]_p+5/2[503]_n$	3^+	922		2,86		1,64	127	

* je nach Interpretation

Tabelle 4.15.: Vorschläge für Rotationsbande im Isotop ^{230}Pa .

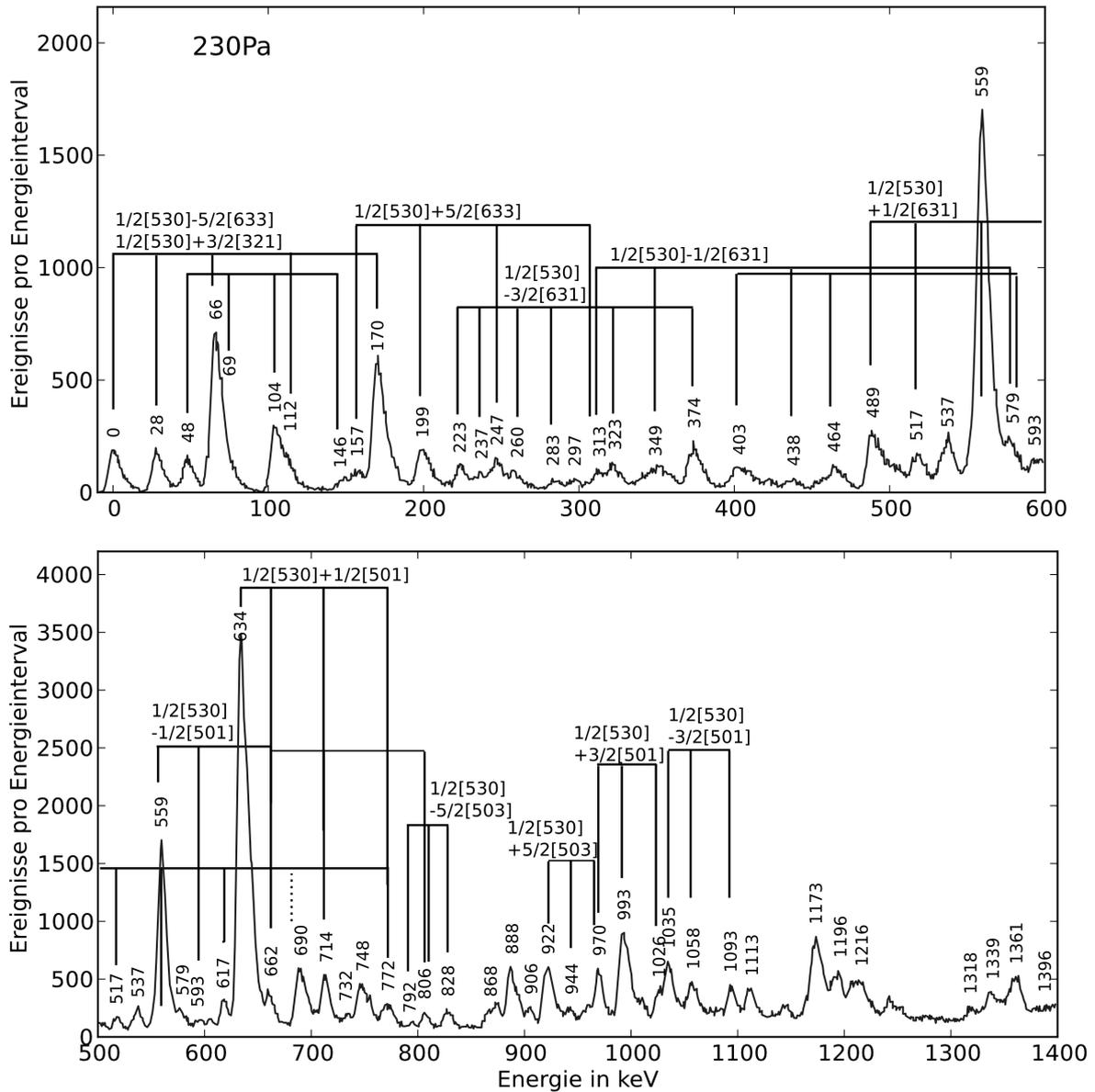


Abbildung 4.46.: Anregungsspektrum zum doppelt-ungeraden Isotop ^{230}Pa mit 12 Rotationsbanden, die auf Grund der vorliegenden Daten vorgeschlagen werden.

4. Teilchenspektroskopie nach Transferreaktionen

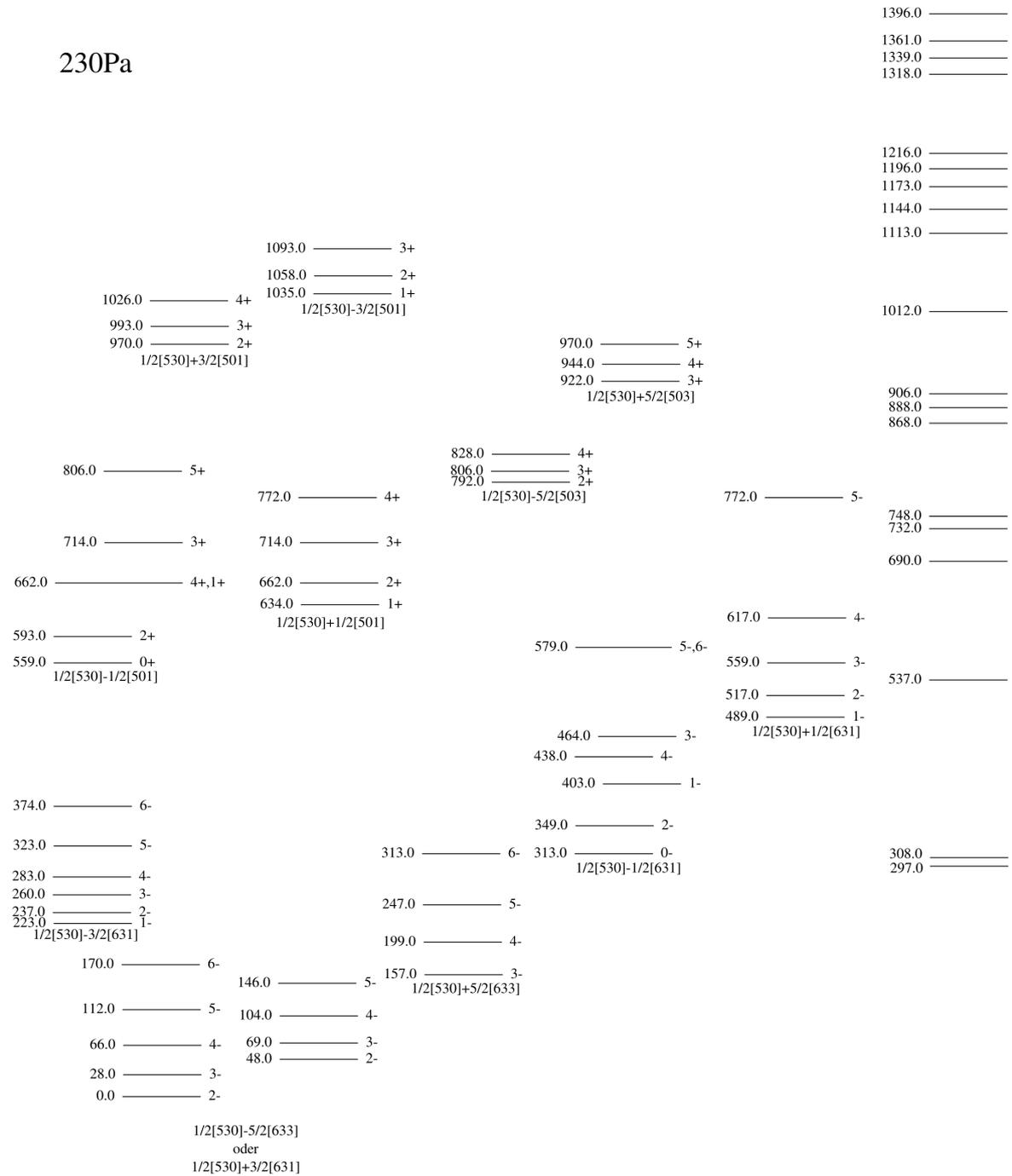


Abbildung 4.47.: Vorgeschlagenes Termschema zum Isotop ^{230}Pa .

4.6. Ergebnisse zum Isotop ^{232}Pa

Wie schon beim doppelt-ungeraden Isotop ^{230}Pa sind auch beim ebenfalls doppelt-ungeraden Isotop ^{232}Pa keine angeregten Zustände bekannt. Beim Grundzustand soll es sich ebenfalls um einen 2^- -Zustand mit der Konfiguration $1/2[530]_p$ für das ungepaarte Proton und der Konfiguration $5/2[633]_n$ für das ungepaarte Neutron handeln. Diese Zuordnung stützt sich im Wesentlichen auf theoretische Überlegungen und Vergleiche mit Nachbarkernen [Bro06].

In dieser Arbeit wurde die Neutronen-Transferreaktion $^{231}\text{Pa}(\vec{d},p)^{232}\text{Pa}$ eingesetzt, um zum ersten Mal angeregte Zustände im Isotop ^{232}Pa zu studieren. Bei dem verwendeten Target handelt es sich um das selbe, das auch zur Untersuchung des Isotops ^{230}Pa eingesetzt wurde. Das Targetmaterial ist auf einer dünnen Trägerfolie aus Kohlenstoff ($22\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$) aufgedampft und hat eine Dicke (Massenbelegung) von $140\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Das Target selber ist radioaktiv und muss daher mit entsprechender Sorgfalt behandelt werden. Die direkte Aktivität des Targets beträgt $28\ \text{kBq}$. Die Hauptproblematik im Umgang mit diesem Material ergibt sich jedoch aus der deutlich höheren Aktivität der Tochterkerne [Thi10].

4.6.1. Eichung

Bei dem Isotop ^{232}Pa ist die Situation ähnlich wie beim Isotop ^{230}Pa . Auch hier müssen Spektren aus Reaktionen an bekannten Nachbarisotopen zur Eichung herangezogen werden. Zu diesem Zweck wurden hintereinander bei einem Streuwinkel von 35° mit unpolarisiertem Strahl die Reaktionen $^{230}\text{Th}(d,p)^{231}\text{Th}$, $^{234}\text{U}(d,p)^{235}\text{U}$ und $^{231}\text{Pa}(d,p)^{232}\text{Pa}$ gemessen. Dabei wurden die Q3D-Einstellungen zwischen den einzelnen Messungen unverändert gelassen, damit eine Übertragung der Eichung von einer Messung zur nächsten möglich ist (vgl. Abschnitt 4.2.1). Die Abbildung 4.48 zeigt die mit Hilfe von bekannten Linien [Bro01, Bro03] geeichten Spektren zu den Isotopen ^{231}Th und ^{235}U .

Genau wie bereits im vorherigen Abschnitt beschrieben werden die Eichpunkte für das unbekannte Anregungsspektrum von ^{232}Pa unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Q-Werte aus den Eichpunkten für die bekannten Isotope ^{231}Th und ^{235}U gewonnen. In diesem Fall sind die Q-Werte zwischen den einzelnen Reaktionen leider nicht so nahe beieinander, wie dies im Falle von ^{230}Pa gegeben war, so dass die nötigen Verschiebungen eine Größenordnung größer sind ($\Delta Q = 431,55\ \text{keV}$ bzw. $\Delta Q = 252,08\ \text{keV}$). Die Abbildung 4.49 verdeutlicht die Situation. Es wird wieder ein Polynom zweiten Grades durch die einzelnen Punkte gefittet und zur Eichung des unbekannten Anregungsspektrum des doppelt-ungeraden Isotops ^{232}Pa verwendet.

Die Abbildung 4.50 zeigt die Streuung der Eichpunkte um die Eichkurve, hieraus ergibt sich eine Unsicherheit der Eichung von $1,4\ \text{keV}$. Die Abbildung 4.51 zeigt das geeichte Spektrum zum doppelt-ungeraden Isotop ^{232}Pa bei einem Streuwinkel von 35° . Die in diesem Spektrum ermittelten Energien wurden zur Eichung der Spektren für die anderen Streuwinkel verwendet. Analog zu der Analyse der Spektren zum Isotop ^{230}Pa wurden alle Linien in den 18 Spektren des ^{232}Pa gefittet und mit den nun bekannten Anregungsenergien geeicht. Anschließend wurden die Linien aus den einzelnen Spektren

4. Teilchenspektroskopie nach Transferreaktionen

nach Energien sortiert. Die Abbildung 4.52 zeigt das Resultat. Es wurden insgesamt in allen untersuchten Spektren 694 Linien zu 56 Energien gefunden. Von diesen wurden 40 Linien in mehr als 6 Spektren beobachtet. Die durchschnittliche Linienbreite (FWHM) beträgt etwa 7 keV. Oberhalb von 850 keV sind keine einzelnen Linien mehr auflösbar. Die Liniendichte ist in diesem Kern noch etwas höher als im Nachbarkern ^{230}Pa , daher ist die Trennung der einzelnen Linien nicht immer möglich. Insbesondere scheint es eine Reihe weiterer schwächerer Linien zu geben, die aber von den starken Linien verdeckt werden.

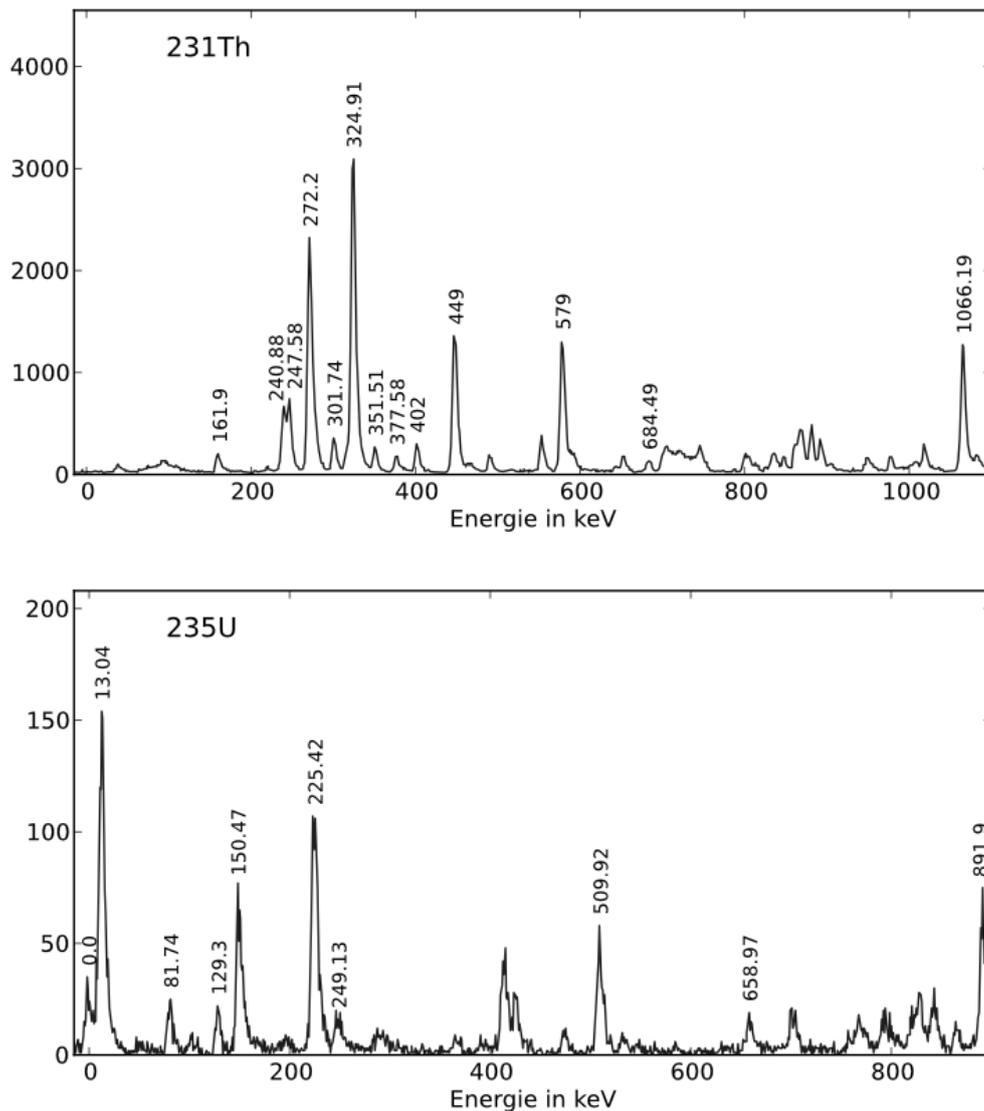


Abbildung 4.48.: Eichspektren aus den Reaktionen $^{230}\text{Th}(d,p)^{231}\text{Th}$ und $^{234}\text{U}(d,p)^{235}\text{U}$. Die Spektren wurden jeweils unter einem Streuwinkel von 35° mit der gleichen Q3D-Einstellung aufgenommen (Energien aus [Bro01, Bro03]).

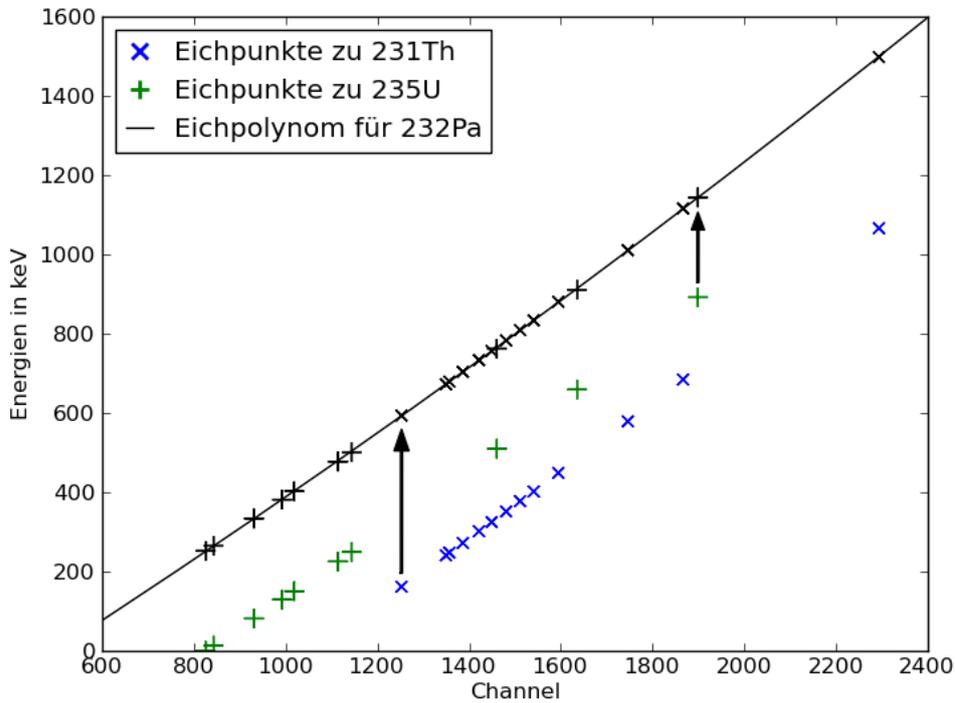


Abbildung 4.49.: Eichpunkte zur Eichung des Spektrums zum Isotop ^{232}Pa bei einem Streuwinkel von 35° . Die Eichkurven zu den Isotopen ^{231}Th und ^{235}U sind auf Grund der unterschiedlichen Q -Werte der einzelnen Reaktionen deutlich gegeneinander und gegenüber der Kurve für ^{232}Pa verschoben ($\Delta Q = 431,55 \text{ keV}$ bzw. $\Delta Q = 252,08 \text{ keV}$).

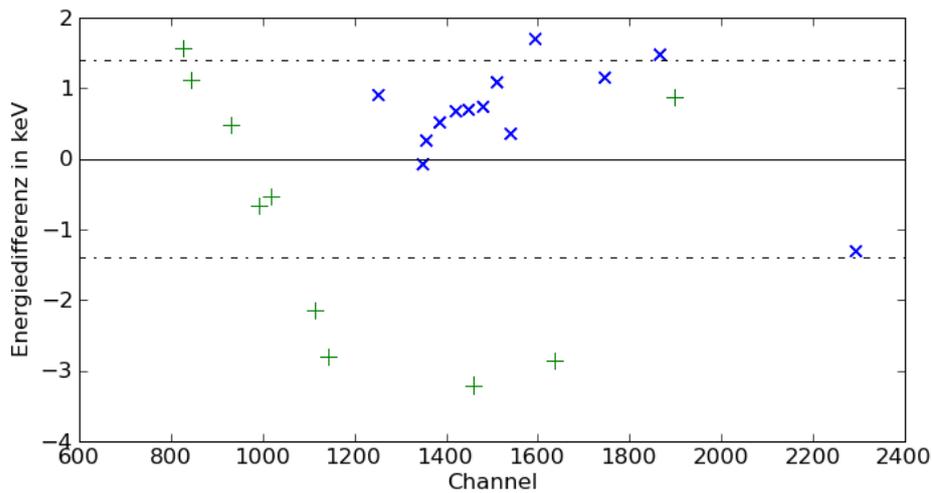


Abbildung 4.50.: Abweichung der Eichpunkte aus ^{231}Th und ^{235}U von den sich aus der Eichfunktion resultierenden Positionen. Die gestrichelte Linie markiert den Abstand von der Nulllinie, innerhalb dessen sich 68% der Punkte befinden. Hieraus ergibt sich eine Unsicherheit der Eichung von $1,4 \text{ keV}$.

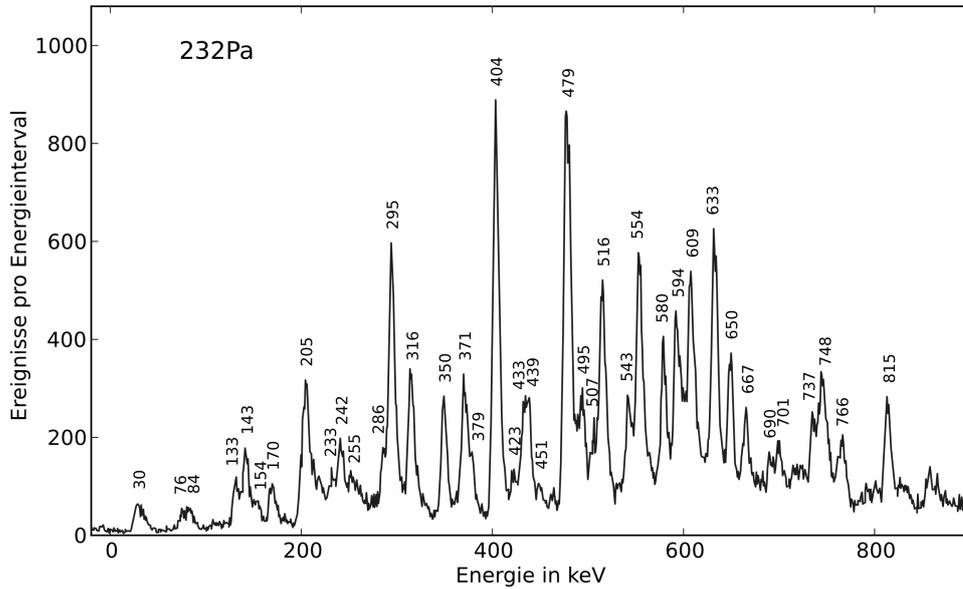


Abbildung 4.51.: Geeichtes Anregungsspektrum zum doppelt-ungeraden Isotop ^{232}Pa .

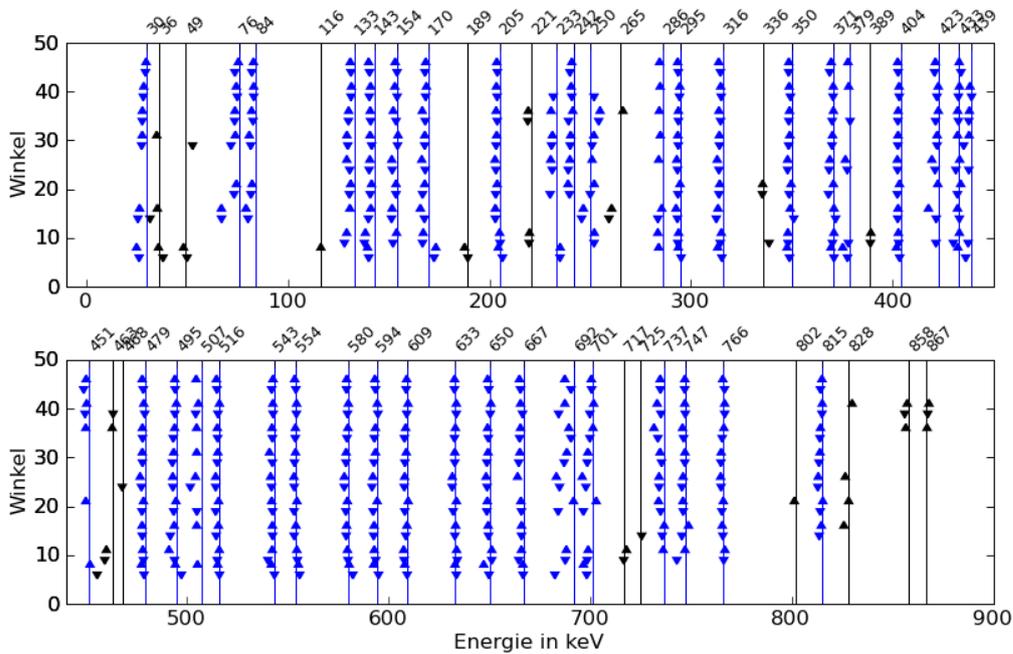


Abbildung 4.52.: Übersicht über alle in den Spektren zur Reaktion $^{231}\text{Pa}(\vec{d},p)^{232}\text{Pa}$ gefitteten Linien. Horizontal ist die Energie und vertikal der Winkel dargestellt. Der Energieschwerpunkt jeder gefitteten Linie wird durch ein Dreieck symbolisiert. Die Polarisationsrichtung wird durch die Ausrichtung des Dreiecks („up“ oder „down“) unterschieden. Insgesamt wurden in den Spektren zu dieser Reaktion 694 Linien gefittet, die zu 56 Energien gehören, wovon wiederum 40 in mehr als 6 der 18 Spektren beobachtet wurden.

Die folgende Tabelle listet die gefundenen Anregungsenergien auf:

Energie [keV]	FWHM [keV]	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (35°) [$\mu\text{barn/sr}$]
30(1)	7.0(6)	13.0(4)
76(1)	6.8(8)	6(1)
84(1)	6.9(8)	7(1)
133(1)	6.6(4)	11.3(6)
143(1)	6.6(4)	21(1)
154(1)	6.6(4)	10(1)
170(1)	6.6(4)	17.2(8)
205(1)	8.5(3)	54(2)
233(1)	8.5(3)	12(2)
242(1)	8.5(3)	21(3)
255(2)	8.5(3)	10(3)
286(1)	6.8(2)	21(3)
295(1)	6.8(2)	85(2)
316(1)	6.8(2)	51(1)
350(1)	7.2(2)	37.9(7)
371(1)	7.2(2)	55(1)
379(1)	7.2(2)	20(4)
404(1)	6.4(1)	103(1)
423(1)	6.4(1)	9.4(7)
433(1)	6.4(1)	16(2)
439(1)	6.4(1)	19(2)
451(1)	6.4(1)	16(4)
479(1)	7.1(2)	124(2)
495(1)	7.1(2)	27(2)
507(1)	7.2(2)	24(4)
516(1)	7.2(2)	48(1)
543(1)	7.2(2)	25.6(9)
554(1)	7.2(2)	81(2)
580(1)	7.3(2)	37(1)
594(1)	7.3(2)	85(4)
609(1)	7.3(2)	77(5)
633(1)	7.3(2)	63(1)
650(1)	7.3(2)	41(1)
667(1)	7.4(2)	49(2)
690(1)	10.7(2)	21(2)
701(1)	10.8(2)	44(4)
737(1)	10.8(2)	27(2)
748(1)	10.8(2)	49(2)
766(1)	10.9(2)	41(1)
815(1)	7.2(4)	56(2)

4.6.2. Theoretische Betrachtungen

Wie bereits bei der Untersuchung des Isotops ^{230}Pa ist auch bei der Analyse der Daten zum Isotop ^{232}Pa eine Auswertung der Winkelverteilungen nicht möglich, da diese zu wenig Struktur aufweisen, um eine eindeutige Zuordnung von Spin und Parität zu erlauben. Auch bei der Reaktion $^{231}\text{Pa}(\vec{d},p)^{230}\text{Pa}$ muss der Grundzustandsspin des Targets von $J_T=3/2$ berücksichtigt werden und die experimentellen Winkelverteilungen ergeben sich als Überlagerung von bis zu vier Anteilen. Wie bereits im Abschnitt 4.2.4 diskutiert, stößt die Analyse der Winkelverteilungen hier an ihre Grenzen. Um trotzdem eine weitere Klassifizierung der 40 gefundenen angeregten Zustände im Isotop ^{230}Pa vornehmen zu können, werden wie bereits beim Isotop ^{232}Pa theoretische Betrachtungen angestellt, die wichtige Anhaltspunkte zur weiteren Analyse der Daten geben.

Beim Grundzustand des Targetisotops ^{231}Pa handelt es sich um den $3/2^-$ -Zustand der Rotationsbande mit der Nilsson-Konfiguration $1/2[530]_p$, der auf Grund des großen Decoupling-Parameters dieser Bande von $a=-1,49$ niedriger als der Bandenkopf liegt. In der Ein-Neutronen-Transferreaktion können somit nur Zustände gebildet werden, in denen sich das Proton im Nilsson-Orbital mit dieser Konfiguration befindet. Für das Neutron stehen in diesem Fall die Orbitale $5/2[533]_n$, $5/2[752]_n$, $3/2[631]_n$, $1/2[631]_n$, $7/2[743]_n$, $5/2[622]_n$, $1/2[501]_n$, $3/2[501]_n$ und $5/2[503]_n$ zur Verfügung. Die Situation ist sehr ähnlich wie beim Isotop ^{230}Pa (vgl. Abschnitt 4.5.2). Unterschiede erwartet man bei der Reihenfolge und der genauen Lage der einzelnen Nilsson-Orbitale zueinander. Darüber hinaus sind bei der (d,p)-Reaktion, bei der ein Neutron auf den Targetkern übertragen wird, die Nilsson-Zustände oberhalb der Fermi-Energie entscheidend, während im Fall der (d,t)-Reaktionen Lochzustände eine größere Rolle spielen.

Aus der Kombination der möglichen Neutronenorbitale und dem Protonenorbital ergibt sich jeweils ein Paar von Zuständen mit $K = K_p \pm K_n$. Nach der Gallagher-Moszkowski-Regel ist dabei der Zustand, bei dem der Spin von Proton und Neutron parallel koppelt, energetisch bevorzugt. Im nächsten Abschnitt sollen mit Hilfe des im Abschnitt 2.4 beschriebenen semi-empirischen Modells Vorhersagen für die Anregungsenergien der erwarteten Zustände und die Rotationsparameter der dazugehörigen Rotationsbanden getroffen werden.

Modellierung nach dem semi-empirischen Modell für doppelt-ungerade Kerne

Völlig analog zum Vorgehen beim Isotop ^{230}Pa können auch für das Isotop ^{232}Pa mit Hilfe von empirischen Werten aus bekannten Nachbarisotopen Vorhersagen zur Anregungsenergien und Rotationsparametern der erwarteten Rotationsbanden gewonnen werden (vgl. Abschnitt 4.5.2). Anders als im Fall des Isotops ^{230}Pa stehen für die Modellierung des Isotops ^{232}Pa die benötigten Daten von allen relevanten Nachbarkernen weitestgehend zur Verfügung. Die verwendeten Daten zu den beiden Isotonen ^{233}U und ^{231}Th wurden zum großen Teil im Rahmen dieser Arbeit bestimmt. Die Tabelle 4.17 listet die verwendeten Werte auf. Wie bereits beim Isotop ^{230}Pa wurde für die Modellierung

als Wert für die GM-Splitting-Energie $\Delta E_{GM}=1\,08(30)\text{ keV}$ und für die Newby-Shift $E_N=45(5)\text{ keV}$ verwendet. Beim Wert für die GM-Splitting-Energie handelt es sich um den mittleren Wert der bei Sood et al. [Soo94] aufgeführten Werte für Konfigurationen, die auf der Protonenkonfiguration $1/2[530]_p$ basieren. Die Wert für die Newby-Shift ergibt sich als das Mittel aus den Werten von Frisk et al. [Fri88].

	Isobare	Isotone	
Isotope	232U l_{gg} ✓	233U l_n ✓	Z=92
	231Pa l_p ✓	232Pa $l_{uu}=?$	Z=91
		231Th l_n ✓	Z=90
	N=140	N=141	N=142

Tabelle 4.17.: Zur Vorhersage des Anregungsspektrum in ^{232}Pa herangezogene experimentelle Werte aus den benachbarten Isotopen ^{231}Pa und ^{233}Pa , den in dieser Arbeit behandelten Isotonen ^{231}Th und ^{233}U , sowie den Isobaren ^{232}U und ^{232}Th . Die mit * markierten Werte stammen nicht aus dieser Arbeit, sondern sind der Literatur entnommen [Bro06, Bro01, Sin05].

$$A(^{232}\text{U})=7,98\text{ keV}^* \text{ und } A(^{232}\text{Th})=8,29\text{ keV}^*$$

Nilsson-Orbitale	E_K [keV]	A [keV]	a	E_K [keV]	A [keV]	a
	^{231}Pa :			^{233}Pa :		
$1/2[530]_p$	9,2*	6,24*	-1,49*	6,7*	5,93*	-1,38*
	^{231}Th :			^{233}U :		
$5/2[533]_n$	0	6,04		0	5,77	
$5/2[752]_n$	186*	3,14*		298*	3,39*	
$3/2[631]_n$	221	4,78		312	5,56	
$1/2[631]_n$	275	8,52	-0,03	398	6,96	-0,15
$7/2[743]_n$	388*	7,10*		504*	6,44*	
$5/2[622]_n$	302	7,51		547*	7,20*	
$1/2[501]_n$	554	6,27	+1,22	572	6,87	+1,28

Die Tabelle 4.18 listet die Vorhersagen auf, die sich aus der Modellierung mit diesen Daten für das Isotop ^{232}Pa ergeben. Auf Grund des relativ großen Decoupling-Parameters der Konfiguration $1/2[530]_p$ weichen die Rotationsparameter zwischen den beiden GM-Partnerbanden deutlich voneinander ab. Die Werte für ΔA geben dabei die Größenordnung und Richtung dieser Abweichung vom gemeinsamen Mittelwert \bar{A} an. Die tatsächliche Abweichung hängt aber vom GM-Splitting ab und ist um so größer, je kleiner dieses ist.

Erwartungen zur Stärkeverteilung innerhalb der Rotationsbanden

Als weiterer Anhaltspunkt bei der Analyse der neu gefundenen Zustände sollen auch für das Isotop ^{232}Pa die Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Zustände der verschiedenen erwarteten Rotationsbanden berechnet werden. Zu diesem Zwecke werden zuerst die bis

4. Teilchenspektroskopie nach Transferreaktionen

Konfiguration	K^π	Bandenkopf [keV]	\bar{A} [keV]	ΔA [keV]
$1/2[530]_p-5/2[633]_n$	2^-	0	4,75	-0,4
$1/2[530]_p+5/2[633]_n$	3^-	113(30)	4,75	+0,4
$1/2[530]_p+5/2[752]_n$	3^+	247(30)	2,88	+0,2
$1/2[530]_p-5/2[752]_n$	2^+	353(30)	2,88	-0,2
$1/2[530]_p+3/2[631]_n$	2^-	273(30)	4,26	+0,3
$1/2[530]_p-3/2[631]_n$	1^-	376(30)	4,26	-0,3
$1/2[530]_p-1/2[631]_n$	$0^-(0)$	229(30)	5,87	-0,7
	$0^-(1)$	395(30)		
$1/2[530]_p+1/2[631]_n$	1^-	451(30)	5,87	+0,7
$1/2[530]_p+7/2[743]_n$	4^+	456(30)	5,29	+0,5
$1/2[530]_p-7/2[743]_n$	3^+	559(30)	5,29	-0,5
$1/2[530]_p+5/2[622]_n$	3^+	428(30)	5,65	+0,6
$1/2[530]_p-5/2[622]_n$	2^+	531(30)	5,65	-0,6
$1/2[530]_p-1/2[501]_n$	$0^+(0)$	538(30)	5,17	-0,5
	$0^+(1)$	619(30)		
$1/2[530]_p+1/2[501]_n$	1^+	686(30)	5,17	+0,5

Tabelle 4.18.: Vorhersage für die niedrigliegenden Banden in ^{232}Pa auf Grund der in Tabelle 4.17 aufgelisteten Werte aus den Nachbarkernen. Die große Unsicherheit in der Anregungsenergie der Bandenköpfe folgt aus dem mittleren Wert $\Delta E_{GM}=1,08(30)$ keV für die GM-Splitting-Energie. Der Wert ΔA gibt die erwartete Abweichung des Rotationsparameters vom Mittelwert in dem GM-Paar \bar{A} an. Diese Abweichung hängt ebenfalls stark vom Wert der GM-Splitting-Energie ab und ist umso kleiner, umso größer das Splitting ist.

zu vier einzelnen Anteile, die auf Grund des Targetspins von $J_T=3/2^-$ zum Gesamtwirkungsquerschnitt beitragen, mit Hilfe von entsprechender DWBA-Rechnungen bestimmt und hieraus unter Berücksichtigung der jeweiligem Clebsch-Gordan-Koeffizienten und der spektroskopischen Stärken der erwartete Wirkungsquerschnitt für jeden Zustand bei einem Streuwinkel von 35° berechnet. Die spektroskopischen Stärken stammen dabei aus dem Isoton ^{231}Th [Bur08], wobei auch hier die theoretischen Werte unter Vernachlässigung von Corioliseffekten verwendet werden. Die Abbildung 4.53 zeigt das Ergebnis dieser Rechnung für die acht Fälle, für die die nötigen spektroskopischen Stärken im Isotop ^{231}Th bekannt sind.

Auffällig ist, dass die Wirkungsquerschnitte der meisten Zustände etwa die selbe Größe haben, insbesondere fallen keine Zustände auf, die besonders stark populiert werden sollten. Dies entspricht auch dem Eindruck, den das Anregungsspektrum von ^{232}Pa

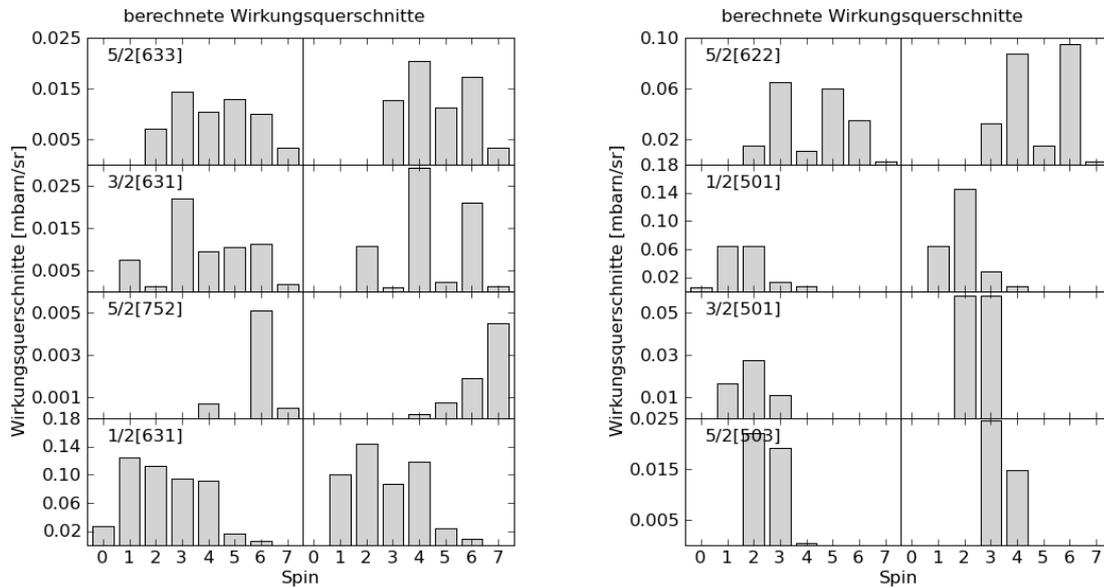


Abbildung 4.53.: Erwartete Wirkungsquerschnitte bei 35° für 8 Rotationsbanden, die auf in der Reaktion $^{231}\text{Pa}(d,p)^{232}\text{Pa}$ relevanten Nilsson-Orbitalen aufbauen. Links ist jeweils die Verteilung für die Rotationsbande mit $K = |K_p - K_n|$ und rechts für $K = K_p + K_n$ gezeigt. Die Berechnungen basieren auf den theoretischen spektroskopischen Stärken für das Isoton ^{231}Th [Bur08].

bietet, das im Vergleich zum Anregungsspektrum von ^{230}Pa deutlich homogener wirkt. Die Rotationsbanden, die auf den Nilsson-Konfigurationen $1/2[631]_n$, $5/2[622]_n$ und $1/2[501]_n$ basieren, haben etwas größere Wirkungsquerschnitte, während die Banden, die auf den Konfigurationen $5/2[633]_n$, $3/2[631]_n$, $3/2[501]_n$ und $5/2[503]_n$ aufbauen, eher schwächer sind. Der Wirkungsquerschnitt der Banden mit der Konfiguration $1/2[530]_p \pm 5/2[752]_n$ ist auch hier wie auch schon im Isotop ^{232}Pa deutlich kleiner, so dass diese Bande vermutlich auch hier nicht beobachtbar ist.

4.6.3. Diskussion der Ergebnisse

Das Spektrum zum Isotop ^{232}Pa zeichnet sich durch viele dicht liegende starke Linien aus, die sich teilweise überlappen. Zwischen diesen starken Linien gibt es vermutlich noch eine ganze Reihe schwächerer Linien, die aber nicht eindeutig identifiziert werden konnten. Insgesamt ist durch die hohe Liniendichte das Fitten der Linien im Spektrum zum Isotop ^{232}Pa deutlich schwieriger gewesen, als im Spektrum zum Isotop ^{230}Pa . Bei den gefundenen und oben aufgelisteten 40 Zuständen handelt es sich nur um die Zustände, die einwandfrei zu identifizieren waren. Auch die weiter Klassifizierung der Zustände gestaltete sich schwierig bis unmöglich, da die Zustände so dicht liegen und keine eindeutigen Gruppierungen zu erkennen sind, die einen Hinweis auf eine Rotationsbande bieten. Der Versuch trotzdem an Hand der erwarteten Energiesystematik

Rotationsbanden zu finden, war trotzdem in zwei Fällen erfolgreich.

Grundzustand

Beim Grundzustand des Isotops ^{232}Pa soll es sich um einen 2^- -Zustand mit der Nilsson-Konfiguration $1/2[530]_p-5/2[633]_n$ handeln [Bro06]. Allerdings wird der Grundzustand in dieser Messung nicht beobachtet, obwohl diese Konfiguration in der verwendeten Transferreaktion gebildet werden müsste. Eine andere Konfiguration, die auf einer anderen Protonenkonfiguration aufbaut, ist unwahrscheinlich, da die Grundzustände der beiden Nachbarisotope ^{231}Pa und ^{233}Pa eindeutig beide die Konfiguration $1/2[530]_p$ besitzen [Bro01, Sin05]. Für diesen Zustand wird damit ein deutlich kleinerer Wirkungsquerschnitt beobachtet, als vorhergesagt (vgl. Abbildung 4.53).

Grundzustandsbande

Obwohl der Grundzustand selber nicht beobachtet wird, kann davon ausgegangen werden, dass die ersten niedrigliegenden beobachteten Zustände zur Grundzustandsbande gehören. Wenn die Konfiguration des Grundzustands wie erwartet $1/2[530]_p-5/2[633]_n$ ist, dann handelt es sich bei der Grundzustandsbande um eine Rotationsbande mit der Quantenzahl $K=2^-$. Der niedrigligendste Zustand, der im Spektrum beobachtet wird, liegt bei einer Anregungsenergie von 30 keV. Außerdem können noch die Zustände bei den Anregungsenergien von 76 keV und 133 keV auf Grund der Energiesystematik dieser Rotationsbande zugeordnet werden. Weiter Zustände werden nicht beobachtet, da diese vermutlich von den stärkeren Linien oberhalb von 200 keV verdeckt werden. Die Abbildung 4.54 stellt links diese Zustandsfolge im Vergleich zu der berechneten Energiesystematik dar. Der Rotationsparameter dieser Bande beträgt 5,49 keV und ist somit etwas größer als vom semi-empirischen Modell vorhergesagt.

GM-Partner zur Grundzustandsbande

Der erste niedrigliegende Zustand der nicht der Grundzustandsbande zuzuordnen ist, ist der Zustand mit einer Anregungsenergie von 84 keV. Es könnte sich bei diesem Zustand entweder um den Bandenkopf der GM-Partnerbande zum Grundzustand handeln oder um den Bandenkopf der Rotationsbande mit der Konfiguration $1/2[530]_p+3/2[631]_n$. Anders als im Isotop ^{230}Pa wird diese Bande auf Grund der Daten aus den Nachbarisotopen deutlich oberhalb der Grundzustandsbande bei einer Anregungsenergie von etwa 270 keV erwartet. Daher erscheint es wahrscheinlicher, dass es sich bei dem Zustand bei einer Anregungsenergie von 84 keV um den GM-Partner zur Grundzustandsbande mit der Konfiguration $1/2[530]_p+5/2[633]_n$ handelt. In diesem Fall wäre die GM-Splitting-Energie deutlich kleiner als erwartet. Der kleine Wert des GM-Splittings in Verbindung mit dem relativ großen Wert für den Decoupling-Parameter der Nilsson-Konfiguration $1/2[530]_p$ führt zu einer deutlichen Abweichung zwischen den Rotationsparametern der beiden Partnerbanden. Als Wert für den Rotationsparameter des höherliegenden GM-Partners mit $K=3^-$ wird demnach etwa 8,5 keV erwartet. Die Suche nach einer entsprechenden Zustandsfolge führt zu der in der Abbildung 4.54 rechts gezeigten

Rotationsbande. Auch hier liegen die weiteren angeregten Zustände der Bande im Bereich der überlappenden starken Linien und werden dort nicht zweifelsfrei aufgelöst. Der Rotationsparameter dieser Bande beträgt 8,77 keV und das GM-Splitting für das GM-Paar $\Delta E_{GM}=69$ keV, woraus sich ein Decoupling-Parameter von $|a|=1,49$ ergibt.

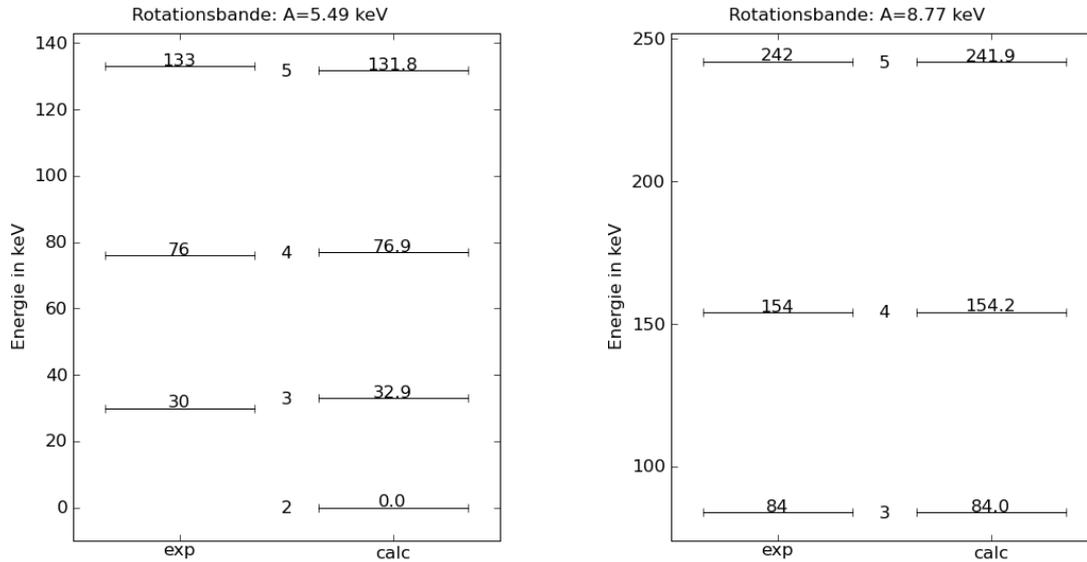


Abbildung 4.54.: Links ist die wahrscheinliche Zustandsfolge der Grundzustandsbande und rechts ein Vorschlag für die GM-Partnerbande zur Grundzustandsbande gezeigt. Jeweils rechts neben den experimentellen Anregungsenergien ist der berechnete Verlauf gezeigt, der auf Grund der Energiesystematik erwartet wird.

4.6.4. Zusammenfassung

Im doppelt-ungeraden Isotop ^{232}Pa wurden 40 Zustände unterhalb einer Anregungsenergie von 850 keV identifiziert. Es handelt sich hierbei um die erste Beobachtung von angeregten Zuständen in diesem Isotop. Der Grundzustand wurde zwar selber nicht beobachtet, aber die in den Nuclear Data Sheets angegebene Konfiguration $1/2[530]_p-5/2[633]_n$ erscheint trotzdem durch den indirekten Nachweis über die entsprechende Rotationsbande wahrscheinlich.

Neben der Grundzustandsbande wird eine weitere Rotationsbande mit Bandenkopf bei einer Anregungsenergie von 84 keV vorgeschlagen. Dabei handelt es sich um einen Kandidaten für die GM-Partnerbande zur Grundzustandsbande. Die GM-Splitting-Energie, die sich hieraus ergibt, beträgt 69 keV.

Die nächsten erwarteten Rotationsbanden mit den Konfigurationen $1/2[530]_p\pm 5/2[752]_n$ und $1/2[530]_p\pm 3/2[631]_n$ konnten nicht identifiziert werden. Beide Banden werden bei Anregungsenergien oberhalb von 250 keV erwartet und damit in einem Energiebereich des Spektrums, in dem viele dichtliegende starke Linien beobachtet werden. Es ist daher

zu vermuten, dass die laut den Vorhersagen zum Wirkungsquerschnitt relativ schwachen Zustände dieser Banden von diesen starken Linien verdeckt werden.

Die Abbildung 4.55 zeigt das Anregungsspektrum des doppelt-ungeraden Isotop ^{232}Pa mit den Vorschlägen für die zwei niedrigliegenden Banden und die Tabelle 4.19 listet die gefundenen Werte im Vergleich zu den Vorhersagen auf.

Konfiguration	K^π	E_{exp} [keV]	E_{theo} [keV]	A_{exp} [keV]	A_{theo} [keV]	Decoupling- Parameter a	ΔE_{GM} [keV]
$1/2[530]_p - 5/2[633]_n$	2^-	0	0	5,49	4,75		
$1/2[530]_p + 5/2[633]_n$	3^+	84	113	8,77	4,75	1,49	69

Tabelle 4.19.: Vorschläge für Rotationsbande im Isotop ^{232}Pa .

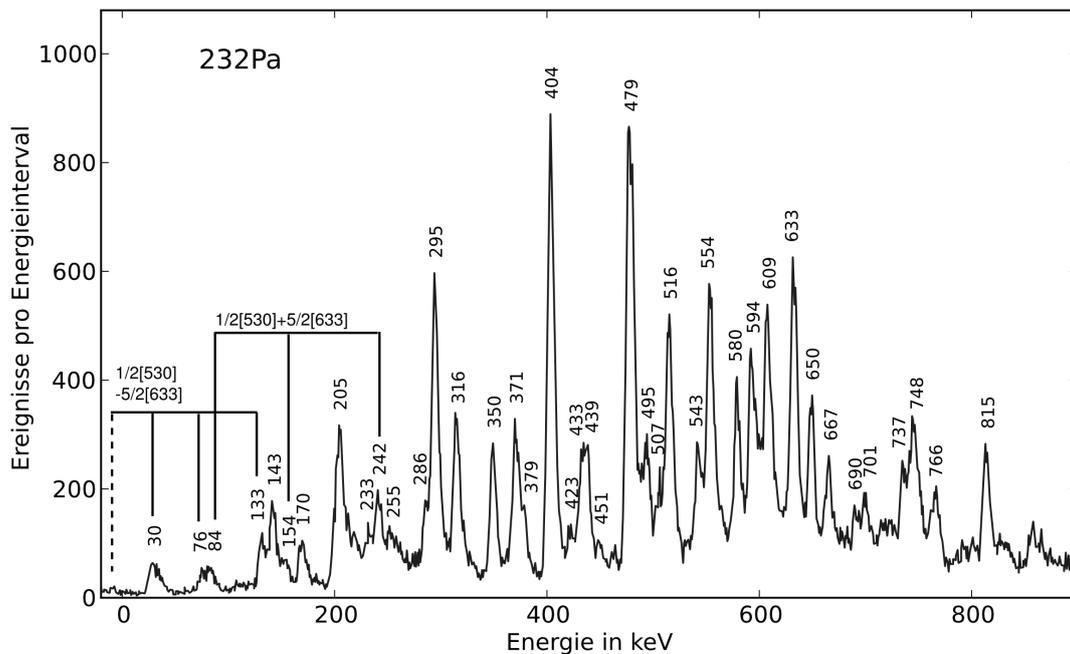


Abbildung 4.55.: Anregungsspektrum des doppelt-ungeraden Isotops ^{232}Pa mit Vorschlägen für die zwei niedrigliegenden Banden.

5. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden fünf Isotope aus dem Bereich der schweren deformierten Kerne mit $A \geq 230$ studiert. Die Ergebnisse dieser Untersuchung demonstrieren, dass sich durch den Einsatz moderner Experimentier- und Analysetechnik durchaus auch in bereits bekannten Kernen neue Erkenntnisse gewinnen lassen. Auch beim Studium von bisher unbekanntem Kernen wie ^{230}Pa und ^{232}Pa , die im Rahmen dieser Arbeit zum ersten mal spektroskopiert wurden, wird von diesen modernen Methoden profitiert. Physikalische Hauptmotivation ist ein detailliertes Verständnis und eine verlässliche Datenbasis der Einteilchenstruktur im Bereich der schweren Atomkerne, die besonders wichtig sind für die Extrapolation in die schwer zugängliche und weitestgehend unbekannt Region der superschweren Elemente.

In der γ -spektroskopischen Untersuchung des doppelt-geraden Isotops ^{234}U mit dem hocheffizienten MINIBALL-Spektrometer wurde das Termschema dieses Kerns um insgesamt 12 γ -Übergänge erweitert. Hierbei konnte von den Entwicklungen der letzten Jahre im Bereich der Detektortechnik und der Datenverarbeitung profitiert werden, die eine komplette Analyse aller auftretenden $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen ermöglicht. Die Ergebnisse dieses Experiments werfen die offene Frage nach Zwei-Phononen-Zuständen in deformierten Kernen auf. Auf Grund seiner Zerfallseigenschaften könnte es sich bei dem 4^+ -Zustand bei einer Anregungsenergie von 1886,7 keV um einen solchen Zustand handeln. Allerdings kann dies mit den vorliegenden Daten nicht eindeutig geklärt werden. Bisher wurde ein solcher Zwei-Phononen-Zustand in diesem Massenbereich nur im Nachbarisoton ^{232}Th beobachtet [Kor93, Kor95]. Eine systematische Suche nach solchen Zuständen mit modernen Methoden und aktuellen γ -Spektrometern scheint daher ein lohnendes Ziel für zukünftige Untersuchungen in diesem Massenbereich.

Die beiden in dieser Arbeit untersuchten ungeraden Isotope ^{233}U und ^{231}Th wurden mit dem Münchener Q3D-Spektrometer teilchenspektroskopisch untersucht. Dabei wurden die Winkelverteilungen der leichten Reaktionsprodukte nach den Ein-Neutronen-Transferreaktionen $^{234}\text{U}(\vec{d},t)$ und $^{230}\text{Th}(\vec{d},p)$ vermessen. Aus dem Vergleich mit theoretischen Kurven wurden Spin und Parität der in diesen Reaktionen gebildeten Zustände bestimmt. Der große Vorteil dieser Experimente gegenüber älteren Messungen an diesen Kernen liegt im Einsatz des polarisierten Deuteronenstrahls. Dies ermöglicht als weitere Messgröße neben dem Wirkungsquerschnitt die Bestimmung der Analysierstärke, aus deren Winkelverteilung Rückschlüsse auf den im Transfer übertragenen Gesamtdrehimpuls gezogen werden kann. Die Winkelverteilung des Wirkungsquerschnitts alleine erlaubt dagegen nur die Bestimmung des Bahndrehimpulsübertrags.

Im Isotop ^{233}U wurden in dieser Messung 10 bisher unbekannte Zustände beobachtet, es wurden Spin und Paritätszuordnungen für 33 Zustände vorgenommen und zwei Rotationsbanden wurden neu identifiziert. In dem anderen ungeraden Isotop

^{231}Th konnten sogar 33 bisher unbekannte Zustände identifiziert werden. Spin und Paritätszuordnungen waren für 22 Zustände möglich. Mit diesen Daten konnte das Wissen zu fünf Rotationsbanden erweitert werden. Aus den Ergebnissen dieser Untersuchungen ergeben sich neue Erkenntnisse zu verschiedenen Nilsson-Zuständen, die für die Berechnungen und theoretischen Vorhersagen zu anderen Kernen wichtig sind, insbesondere auch für die Extrapolation zu den superschweren Kernen. Konkret sind die Erkenntnisse aus diesen ungeraden Kernen unentbehrlich bei der Untersuchung der benachbarten doppelt-ungeraden Kerne.

Deformierte doppelt-ungerade Kerne sind bisher selten untersucht worden. Interessant sind sie z.B. für die Frage nach der Wechselwirkung zwischen Protonen und Neutronen. Im Massenbereich mit $A \geq 230$ liegen nur zu den wenigen Isotopen ^{238}Np [Ion79, Hof90], ^{240}Am [Gro76], ^{242}Am [Gro76, Sal88], ^{244}Am [Gro76], ^{248}Bk [Gri78], ^{252}Es [Sai08] und ^{254}Es [Sai07] Daten vor. Bei den beiden in dieser Arbeit untersuchten doppelt-ungeraden Isotopen ^{230}Pa und ^{232}Pa handelt es sich somit in diesem Massenbereich um die beiden leichtesten Systeme dieser Art, die bisher untersucht wurden. Über beide Kerne ist bisher so gut wie nichts bekannt, selbst die Konfiguration des Grundzustands ist in beiden Fällen nicht gesichert. In dieser Arbeit wurden die beiden Kerne mit Hilfe der Ein-Neutronen-Transferreaktionen $^{230}\text{Pa}(\vec{d},t)^{230}\text{Pa}$ und $^{230}\text{Pa}(\vec{d},p)^{232}\text{Pa}$ erzeugt und wie auch bei den ungeraden Isotopen ^{233}U und ^{231}Th die Winkelverteilungen der leichten Reaktionspartner mit dem Münchener Q3D-Spektrometer vermessen. Anders als bei den ungeraden Kernen stellte sich hier allerdings heraus, dass die Auswertung der Winkelverteilungen nicht zu eindeutigen Ergebnissen führt, so dass eine direkte Bestimmung von Spin und Parität der Zustände nicht möglich ist. Stattdessen wurden Beobachtungen aus Nachbarkernen herangezogen, um Vorhersagen zur Bandenstruktur der beiden doppelt-ungeraden Isotope mit den in beiden Kernen gefundenen Zuständen zu vergleichen.

Im Isotop ^{230}Pa wurden 63 Zustände unterhalb einer Anregungsenergie von 1,5 MeV identifiziert. Auf Grund der Selektivität der verwendeten Reaktion handelt es sich bei allen diesen Zustände um Zwei-Quasiteilchenzustände, bei denen das beteiligte Proton das Nilsson-Orbital $1/2[530]_p$ besetzt. Beim Grundzustand handelt es sich demnach um einen 2^- -Zustand entweder mit der Konfiguration $1/2[530]_p - 5/2[633]_n$ oder möglicher Weise auch mit der Konfiguration $1/2[530]_p + 3/2[631]_n$. Die in den Nuclear Data Sheets als Alternative diskutierte Konfiguration $5/2[642]_p - 1/2[631]_n$ kann klar ausgeschlossen werden. Darüber hinaus werden 12 Rotationsbanden vorgeschlagen, woraus sich sechs neue Werte für die GM-Splitting-Energie und zwei neue Werte für die Newby-Shift ergeben.

Im anderen doppelt-ungeraden Isotop ^{232}Pa wurden 40 Zustände unterhalb einer Anregungsenergie von 850 keV identifiziert. Auch hier handelt es sich bei allen Zuständen um Zwei-Quasiteilchenzustände, bei denen das beteiligte Proton das Nilsson-Orbital $1/2[530]_p$ besetzt. Allerdings ist die weitere Charakterisierung dieser Zustände schwieriger, da die Liniendichte höher erscheint. In diesem Fall konnten Vorschläge für Grundzustandsbande und die dazugehörige GM-Partnerbande gemacht werden, woraus sich eine GM-Splitting-Energie bestimmen lässt.

Bei beiden in dieser Arbeit untersuchten doppelt-ungeraden Isotopen handelt es sich um die erste Identifikation von angeregten Zuständen. In Zukunft sind hier weitere

Messungen mit anderen komplementären Methoden nötig, um das Anregungsspektrum beider Kerne zu vervollständigen. Es sollte dabei eine möglichst breite Datenbasis aus verschiedensten Experimenten angestrebt werden. Die in dieser Messung beobachteten niedrigliegenden angeregten Zustände stellen nur einen Teil aller niedrigliegenden Anregungen dar, da alle Zustände, bei denen das Proton andere Nilsson-Orbitale besetzt, nicht beobachtbar sind. Um zu einem vollständigen Bild aller Anregungsenergien zu kommen, sind nicht-selektive Reaktionen wie die (n,γ) -Reaktion zu bevorzugen, wobei hier die Niveaudichte eine nicht zu unterschätzende experimentelle Herausforderung darstellt. Zur weiteren Untersuchung der Bandenstruktur sollten möglichst viele verschiedene Transferreaktionen durchgeführt werden, die auf andere Zustandskonfigurationen selektiv sind. Insbesondere für die Frage nach der Konfiguration des Grundzustands des Isotops ^{230}Pa , wäre hier auch eine nähere Untersuchung des Nachbarisotops ^{231}U nötig. Sicherlich sind auch Konversionselektronenmessungen hilfreich, da auf Grund der kleinen Energiedifferenzen zwischen den einzelnen Zuständen, viele stark konvertierte Übergänge zu erwarten sind.

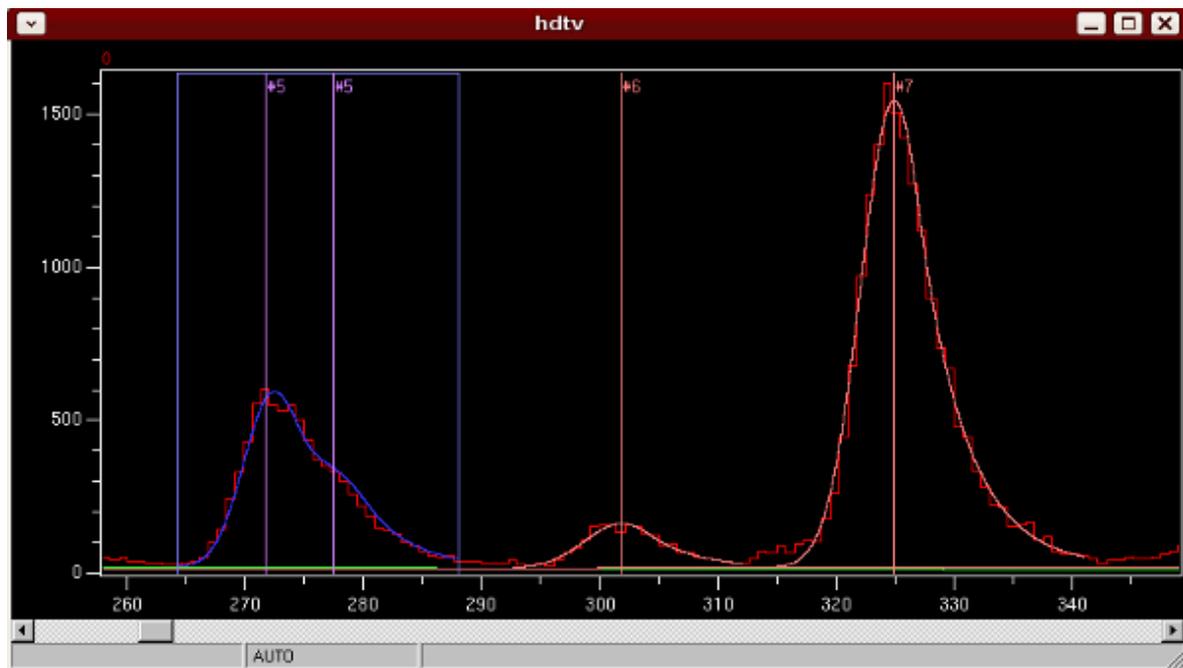
Sicher wird man in den nächsten Jahren auch in diesem Massenbereich von den neuen technischen Entwicklungen profitieren können, die derzeit zum Studium exotischer Kerne am Rande der Nuklidkarte vorangetrieben werden. Dort wird vor allem an einer Steigerung der Detektoreffizienz und der experimentellen Selektivität gearbeitet, da die Wirkungsquerschnitte für die interessanten Ereignisse oft klein sind und von hohen Untergrundraten begleitet werden. Die Situation ist also ähnlich wie im Bereich der hier diskutierten Kerne, wo der experimentelle Zugang durch die niedrige Spaltbarriere stark beschränkt wird und alle Reaktionen von einer hohen Untergrundrate aus Spaltung begleitet werden.

Insgesamt bleibt festzuhalten, dass das Studium der schweren deformierten Kerne zwar experimentell anspruchsvoll, aber lohnenswert ist. Es gibt eine Reihe von ungeklärten Fragestellungen, die bisher nur in wenigen Isotopen untersucht werden konnte.

A. Anhang

A.1. HDTV - Der Nachfolger zum Kölner Analyseprogramm TV

Das altgediente Kölner Spektrenanalyseprogramm TV [Fit00] ist inzwischen sehr in die Jahre gekommen. Darüber hinaus ist der alte C-Quellcode völlig unübersichtlich, sehr schwer zu warten und kaum erweiterbar. Daher begann N. Braun Mitte 2008 damit ein Nachfolgeprogramm zu entwickeln. Das neue Programm sollte eine möglichst ähnliche Funktionalität bieten wie TV, dabei aber modular aufgebaut und leicht um weitere Funktionen erweiterbar sein. Vorallem sollte es auch möglichen sein, kleine Skripte zu schreiben, um immer wiederkehrende Analyseaufgaben zu automatisieren. HDTV ist in C++ und Python geschrieben und benutzt zum Teil das am CERN entwickelte Analysetoolkit ROOT [Bru10]



Als ich Anfang 2009 in die Entwicklung mit eingestiegen bin, existierten die grundlegenden C++-Komponenten für die Spektrendarstellung und das Fitten. Die in Python geschriebene Benutzeroberfläche war allerdings erst rudimentär vorhanden. Für meine Zwecke war gerade das einfache und schnelle Fitten größerer Mengen von Linien in

mehreren Spektren wichtig. Diese war bisher mit TV eine eher mühselige Arbeit. Daher habe ich zuerst den bereits vorhandenen Python-Quellcode geordnet und neu organisiert, um dann auf dieser Basis ein leistungsfähiges Interface zum Fitten zu schreiben. Im Gegensatz zu TV das immer nur mit einem Fit arbeitete, ist es jetzt mit HDTV bequem möglich mehrere Fits pro Spektrum zwischenspeichern, zu löschen und auch wieder neuzubearbeiten. Eine weitere für meine Arbeit wichtige Ergänzung, die ich maßgeblich mitentwickelt habe, war die Möglichkeit diese Fitlisten als Datei zu speichern und später wieder einlesen zu können. Als Format zum Speichern habe ich mich dabei für XML entschieden, da so die Daten als Textdatei vorliegen und somit für jeden einfach einsehbar sind. Außerdem ist es verhältnismäßig leicht für eine XML-Datei eine Einlese-Routine für ein externes Programm oder Skript zu schreiben, dass die Fitdaten weiterverarbeiten soll. Diesen Weg habe ich schließlich selber mit den Q3DTools verfolgt (siehe Abschnitt A.2).

Weitere Features von HDTV:

- unterstützt viele gängige Spektrenformate
- leistungsfähiges Fitinterface
- verschiedene Peakfunktionen zu Auswahl zum Fitten
- einfaches Eichinterface
- Effizienzzeichnung (mit verschiedenen Funktionen)
- automatische Peaksuche
- Datenbank
- arbeiten mit Matrizen und Schnittspektren
- Python als Skriptsprache

Inzwischen arbeite insgesamt drei Entwickler an HDTV: N. Braun, R. Schulze und ich. Der Quellcode ist unter der GNU General Public Licence lizenziert und kann auf der Webseite des Projekts <http://www.ikp.uni-koeln.de/projects/hdtv> bezogen werden.

A.2. Skript-Sammlung: Q3DTools

Da die Analyse der einzelnen Reaktionen letztendlich sehr ähnlich verläuft und viele Schritte immer wieder auftreten, schien es sinnvoll geeignete Skripte zu schreiben, um immer wiederkehrende Arbeiten zu automatisieren. Im Laufe der Analyse ist so eine kleine Sammlung von Python-Modulen entstanden, die hier vorgestellt werden soll. Alle diese Module sind jeweils für sich alleine als Skript lauffähig oder können in andere Skripte eingebunden werden. Mit dieser Sammlung von Modulen wurden eine ganze Reihe weiterer Analyseskripte geschrieben. Hier sollen aber nur die grundlegenden Module und ihre Funktionalität beschrieben werden.

get_scaler.py

Diese Skript hilft bei der Bestimmung der totzeitkorrigierten Scaler-Werte, die für die Berechnung des Normierungsfaktors gebraucht werden, mit dem die Linieninhalte in Wirkungsquerschnitte umgerechnet werden. Die Scaler-Werte werden zum Schluss jeder Messung am Bildschirm des Messrechners angezeigt und werden vom Experimentator ins Protokollbuch notiert, von wo sie später zur weiteren Verarbeitung abgeschrieben werden müssen. Dieses Vorgehen ist mühselig und naturbedingt fehleranfällig, daher habe ich ein kleines Skript geschrieben, das die Scaler-Werte für jede Messung aus der Logdatei des Datenaufnahmesystems ausliest. Diese Logdatei heißt „mbslog.l“ und liegt im Unterverzeichnis „ppc“ des Messverzeichnisses auf dem Datenaufnahmegerät. In diese Datei schreibt das Datenaufnahmesystem MAR_aB Φ U fortlaufend alle seine Meldungen, entsprechend ist sie in der Regel sehr lang. Die Scaler-Werte für jede Messung sind anhand der Stopzeit identifizierbar, die in den Datendateien gespeichert ist. Aus den in den Datendateien gespeicherten Spektren liest das Skript auch die anderen benötigten Werte aus und berechnet damit für jede Messung entsprechend dem im Abschnitt 4.2.2 beschriebenen Vorgehen den totzeitkorrigierten Scaler-Wert.

Damit das Skript läuft braucht man Python und PyROOT (Python bindings für ROOT [Bru10]). Auf der Kommandozeile übergibt man dem Skript zum einen die Logdatei (default: mbslog.l) und eine Maraboulist-Datei (für eine Beschreibung des Formats dieser Datei sei hier auf die Dokumentation zu MAR_aB Φ U [Lut07] verwiesen). Aus der Maraboulist-Datei bestimmt das Skript welche Messungen bearbeitet werden sollen und welche Messungen am Ende in welchen Spektren zusammengefasst wurden. Dann werden aus der Logdatei die Scaler-Werte für jede Messung extrahiert und entsprechend den Angaben in der Maraboulist-Datei zusammen gefasst. Danach werden die Werte aus den Spektren extrahiert und dann die Berechnungen gemacht. Die Ausgabe ist dann eine Tabelle mit allen ermittelten und berechneten Werten. Über eine entsprechende Kommandozeilen-Option kann das Ergebnis auch in eine Datei geschrieben werden.

Usage: `get_scaler.py [options] maraboulist`

Calculated deadtime corrected scaler value for Q3D measurements. This script uses a marabou list file to determine where to find the data for each run and what runs should be combined. The scaler values are extracted for each run from the log file of marabou. This script will look for this file in the current working directory.

Options:

```
-h, --help          show this help message and exit
-l FILE, --logfile=FILE
                    mbslog file (default: mbslog.l)
-o FILE, --outputfile=FILE
                    write results to FILE
```

commandline help output

calc_intens.py

Für die Berechnung des Normierungsfaktors, mit dem die gemessenen Peakvolumina in absolute Wirkungsquerschnitte umgerechnet werden können, existiert bereits ein in der Programmiersprache C geschriebenes Programm mit dem Namen „intens4“. Da dieses Programm für meine Zwecke zu unflexibel erschien was Ein- und Ausgabe der Daten anging, habe ich eine Portierung des C-Quelltextes in die Programmiersprache Python vorgenommen. Der Vorteil ist, dass das resultierende Modul einfach in anderen Skripten und Programmen eingebunden werden kann.

Das Modul ist aber auch für sich alleine bereits ein lauffähiges Programm. Folgende Argumente müssen auf der Kommandozeile übergeben werden:

1. Strahlenergie (in MeV)
2. Massenbelegung des Targets (in mg/cm²)
3. Strahlteilchen (p=¹H, d=²H, t=³H, h=³He oder a=⁴He)
4. Targetmasse
5. Reaktionsprodukt (p=¹H, d=²H, t=³H, h=³He oder a=⁴He)

Diese Werte sind für alle Messungen zu einer Reaktion konstant. Zusätzlich wird der Name einer Datei übergeben, die eine Tabelle mit den Werte enthält, die von Messung zu Messung unterschiedlich sind. Jede Zeile in dieser Datei enthält dabei die Werte für eine Messung

1. Streuwinkel
2. Polarisationsrichtung („up“ oder „down“)
3. Targetwinkel
4. X-Schlitzweite (in cm)
5. X-Schlitzweite (in cm)
6. Exponent des Integrator (Brookhaven Digitizer)
7. Scale für den Integrator (Brookhaven Digitizer)
8. Totzeitkorrigierter Scalerwert

Das Skript berechnet dann für jede Messung den Normierungsfaktor und gibt das Ergebnis wahlweise als Tabelle oder als Datei im XML-Format aus. Die XML-Datei kann wiederum benutzt werden, um die Ergebnisse in anderen Programmen oder Skripten einzulesen.

Usage: `calc_intens.py [options] energy thickness beam target product filename`

Calculation of normalisation factors to calculate absolute cross sections from measured peak volumina of a Q3D experiment. This is a port of the C programm `intens4`. It needs the values that are common to all measurements for the same reaction on the commandline and the values that are specific to single runs in a file, whose name is to be given as last argument to the programm. The input file should contain a table with a line for each run with the following values separated by spaces: `angle spin targetangle xslits yslits iscale iexp cupscaler`

Options:

```
-h, --help           show this help message and exit
-o FILE, --outfile=FILE
                    Write results to FILE
-n FILE, --norm=FILE Write normalisation data as xml to file
```

commandline help output

group_peaks.py

Mit diesem Modul können Fitlisten, die aus HDTV stammen eingelesen und nach Energien sortiert werden. Als Ergebnis ergibt sich für jede gefundene Energie eine Liste aller Peaks mit ungefähr dieser Energie. Dabei wird durch einen entsprechenden Parameter festgelegt, welche Abweichung noch toleriert wird, bevor eine neue Gruppe gebildet wird. Um eine Übersicht über alle gefundenen Linien zu bekommen, kann ein Plot wie in in Abbildung 4.5 im Abschnitt 4.3.1 erzeugt werden. In diesem Plot sind alle gefitteten Linien als Dreiecke symbolisiert, wobei horizontal der jeweilige Energieschwerpunkt aufgetragen ist und vertikal die verschiedenen Streuwinkel. Die Polarisationsrichtung wird durch die Ausrichtung des Dreiecks unterschieden. Mit Hilfe dieses Plots kann mit einem Blick beurteilt werden, ob es sich bei einer bestimmten Energie um eine „echte“ Linie handelt oder ob es vielleicht nur ein Untergrundeffect ist, der nur in wenigen Spektren auftritt.

Usage: group_peaks.py [options] filenames

Sorts peaks from hdtv fitlists in groups of the same energy. The option "limit" specifies the allowed distance in keV of each peak from the average peak position in a group. The option "good" defines the minimum number of peaks per group for a group to be considered a good group.

Options:

```
-h, --help          show this help message and exit
-l LIMIT, --limit=LIMIT
                    allowed distance (in keV) to the average peak position
                    in a group
-g GOOD, --good=GOOD number of peaks in a peak group that consists of good
                    data
-p FILE, --plot=FILE Plot overview of all groups to FILE
-o FILE, --outfile=FILE
                    Write results to FILE
-x, --xml           Format output as xml
-t FILE, --termschema=FILE
                    Write an input file for tsedit
```

commandline help output

calc_distri.py

Dieses Modul erzeugt aus den nach Energien sortierten Linien die Winkelverteilungen. Dabei wird aus den Linieninhalten aus den zwei Messungen mit unterschiedlicher Polarisationsrichtung der Wirkungsquerschnitt und die Analysierstärke für den entsprechenden Winkel berechnet. Gibt es zu einem Winkel keine Linien oder fehlt einer der beiden Linien, so wird dieser Winkel ausgelassen. Die Normierungsfaktoren, die gebraucht werden, um die Linieninhalte in absolute Wirkungsquerschnitte umzurechnen, müssen vorher mit „calc_intens.py“ gewonnen werden.

Usage: `calc_distri.py` [options] groupfile normfile

Calculation of sigma and asym values from peak volumes and construction of angular distributions. The input is read from two xml files. One contains the energy sorted experimental data, as it is produced by 'group_peaks.py', And the second contains the normalisation factors, calculated with 'calc_intens.py'.

Options:

-h, --help show this help message and exit
-p POL, --pol=POL Value of polarisation
-e ENERGIES, --energies=ENERGIES
 List of energies (separated by commas)
-o FILE, --outfile=FILE Write results to FILE
-x, --xml Format output as xml

commandline help output

run_chuck.py

Dieses Modul bietet ein Interface zum Programm CHUCK3. Das Modul enthält Funktionen, um eine gültige CHUCK-Inputdatei zu erzeugen, CHUCK3 mit dieser laufen zu lassen und aus dem Output, den CHUCK3 generiert, die Werte für die Winkelverteilungen herauszufiltern. Die Potentialparameter müssen nicht mehr direkt im komplizierten CHUCK-Inputformat angegeben werden, sondern in einer XML-Datei. Ein Aufruf des Moduls als Skript mit dem Argument „create“ und einem Dateinamen erzeugt eine Vorlage für eine solche XML-Datei. Diese Datei enthält für jeden Parameter eine kurze Erklärung und manchmal noch weitere Kommentare. Diese Datei muss dann noch an den mit „???“ gekennzeichneten Stellen mit den entsprechenden Werten für die untersuchte Reaktion gefüllt werden. Da die Potentialdatei unabhängig von dem speziellen Endzustand im angeregten Kern sein soll, sind die jeweiligen Quantenzahlen zu einem untersuchten Zustand (Energie, Knotenzahl, Bahndrehimpulstransfer und Gesamtdrehimpulstransfer) nicht in dieser Datei gespeichert, sondern müssen dem Skript gesondert mitgeteilt werden. Dies macht es möglich die selbe Parameterdatei für alle interessanten Quantenzahlkombinationen zu verwenden.

Usage: run_chuck.py [options] action potentialfile

Interface to CHUCK. There are three possible actions: create, write and run. With 'create' a template of a potentialfile is created. Replace the ??? in the template with the appropriate values. To run CHUCK, you will need to supply quantum numbers for a specific level with the -q option, e.g. run_chuck.py -q 40,1,4,7 run potentialfile

Options:

```
-h, --help          show this help message and exit
-q EN,N,LTR,JTR, --qnumbers=EN,N,LTR,JTR
                    Quantum numbers to use
-f FILE, --file=FILE Write chuck input to FILE
-t FILE, --table=FILE
                    Write latex table with potential parameters fo FILE
-o FILE, --out=FILE  Write results of chuck run to FILE
```

commandline help output

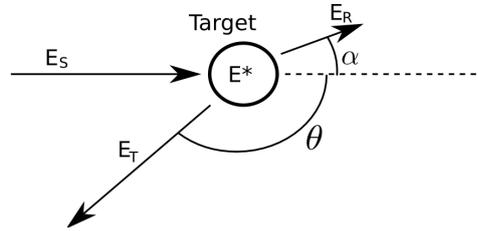
Weitere Module und Hilfsfunktionen

Darüber hinaus wurden noch weitere Module und Hilfsfunktionen geschrieben, um die nötigen Berechnungen zu automatisieren. Insbesondere wurden verschiedene Funktionen entwickelt, um aus den Daten verschiedene standardisierte Plots und Tabellen zu erzeugen. Für die Plots werden dabei die Funktionen des Matplotlib-Pakets verwendet [Hun09]. Die Plot-Funktionen sind je nach Zweck in den Modulen „plot_distri.py“ für die Winkelverteilungen, „plot_spec.py“ für die Spektren und „plot_band.py“ für die Rotationsbanden und spektroskopischen Stärken zusammengefasst.

A.3. Berechnungen zur Streuung

Energie- und Impulserhaltung:

$$\begin{aligned} E : \quad E_d + Q &= E_p + E_r + E^* \\ X : \quad p_S &= p_T \cos \theta + p_R \cos \alpha \\ Y : \quad 0 &= p_T \sin \theta - p_R \sin \alpha \end{aligned}$$



Berechnung der Rückstoßenergie:

$$\begin{aligned} Y : \quad p_R \sin \alpha &= p_T \sin \theta \\ \Rightarrow \quad \sin \alpha &= \frac{p_T}{p_R} \sin \theta \\ \Rightarrow \quad \cos \alpha &= \sqrt{1 - \sin^2 \alpha} \\ &= \sqrt{1 - \frac{p_T^2}{p_R^2} \sin^2 \theta} \\ X : \quad p_S &= p_T \cos \theta + p_R \sqrt{1 - \frac{p_T^2}{p_R^2} \sin^2 \theta} \\ \Rightarrow \quad p_S &= p_T \cos \theta + \sqrt{p_R^2 - p_T^2 \sin^2 \theta} \\ \Rightarrow \quad (p_S - p_T \cos \theta)^2 &= p_R^2 - p_T^2 \sin^2 \theta \\ \Rightarrow \quad p_S^2 - 2p_S p_T \cos \theta + p_T^2 \cos^2 \theta &= p_R^2 - p_T^2 \sin^2 \theta \\ \Rightarrow \quad p_S^2 - 2p_S p_T \cos \theta + p_T^2 &= p_R^2 \\ \Rightarrow \quad E_R &= \frac{p_R^2}{2M} \\ \Rightarrow &= \frac{1}{2M} (p_S^2 - 2p_S p_T \cos \theta + p_T^2) \\ \Rightarrow &= \frac{m_S}{M} E_S + \frac{m_T}{M} E_T - \frac{2}{M} \sqrt{m_S E_S m_T E_T} \cos \theta \end{aligned}$$

und folgt für die Anregungsenergie:

$$E^* + Q = \left(1 + \frac{m_T}{M}\right) E_T - \left(1 - \frac{m_S}{M}\right) E_S - \frac{2}{M} \sqrt{m_S E_S m_T E_T} \cos \theta$$

A.4. Berechnung des reduzierten χ^2 -Wertes

Der reduzierte χ^2 -Wert, der in dieser Arbeit benutzt wurde um die Güte der Übereinstimmung zwischen berechneten Kurven und den gemessenen Werten zu bewerten berechnet sich nach folgender Formel:

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum \left(\frac{x_{\text{calc}} - x_{\text{exp}}}{\Delta x_{\text{exp}}} \right)^2$$

wobei N die Anzahl der Messpunkte ist. Um Probleme zu vermeiden, die sich aus den unterschiedlichen Größenordnungen der Analysierstärke und der Wirkungsquerschnitte ergeben, wird aus jedem Paar σ_{calc} und a_{calc} zuerst die Wirkungsquerschnitte $\sigma_{\text{up,calc}}$ und $\sigma_{\text{down,calc}}$ für die beiden Polarisationsrichtungen getrennt ausgerechnet.

σ	=	$\frac{\sigma_{\text{up}} + \sigma_{\text{down}}}{2}$
$\Rightarrow 2\sigma$	=	$\sigma_{\text{up}} + \sigma_{\text{down}}$
a	=	$\frac{\sigma_{\text{up}} - \sigma_{\text{down}}}{3 \cdot p \cdot \sigma}$
$\Rightarrow 3p\sigma a$	=	$\sigma_{\text{up}} - \sigma_{\text{down}}$
$2\sigma_{\text{up}}$	=	$2\sigma + 3p\sigma a$
$\Rightarrow \sigma_{\text{up}}$	=	$\sigma + 1,5p\sigma a$
	=	$(1 + 1,5pa)\sigma$
2σ	=	$\sigma + 1,5p\sigma a + \sigma_{\text{down}}$
$\Rightarrow \sigma_{\text{down}}$	=	$\sigma - 1,5p\sigma a$
	=	$(1 - 1,5pa)\sigma$

A.5. Potentialparameter für die DWBA-Rechnung mit CHUCK3

Hier noch ein paar Bemerkungen zur Definition der einzelnen Potentialparameter:

- Die Potentialtiefen des Volume-Terms V und W müssen für ein anziehendes Potential negativ sein
- Die Potentialtiefe des Surface-Terms ist bei Perey und Perey nur als W_D angegeben, d.h. sie muss für die Berechnung mit CHUCK3 mit 4 multipliziert werden.
- Die Potentialtiefe des Spin-Orbit-Terms sollte negativ sein
- In CHUCK3 ist der Spin-Orbit-Term ohne einen Faktor $\frac{\hbar}{mc}^2$ definiert, für die Berechnung mit CHUCK3 muss der Wert aus Perey und Perey daher für Neutronen und Protonen mit 4 multipliziert werden und für Deutronen mit 2

A.6. Standardwerte für einige Input-Parameter für CHUCK3

In den verschiedenen Versionen der Anleitung zu CHUCK bzw. dem sehr ähnlichen DWUCK finden sich zum Teil Tabellen, in denen der Autor der Programme typische Werte für ein paar Input-Parameter angibt. Diese Parameter sind hier aus den verschiedenen vorliegenden Dokumenten zusammengetragen [Com, Kuna, Kunc, Kunb]

Typische Werte für FNRNG (=finit range parameter):

Reaktion	FNRNG
(d,p)	0,621
(h,d)	0,770
(t,d)	0,845
(a,h)	~0,7
(a,t)	~0,7
(p,t)	~0,69

Typische Werte für PNLOC (= non-local correction factor):

Teilchen	PNLOC
p,n	0,85
d	0,54
h,t	0,2-0,3
a	0,2

Typische Werte für Reaction Strength:

Reaktion	RS
(d,p)	122,5
(n,d)	-122,5
(d,t)	-225
(d,h)	-225
(p,t)	-1560

Literaturverzeichnis

- [Ack05] ACKERMANN, D.; *Beyond darmstadtium - Status and perspectives of super-heavy element research*; Eur.Phys.J. A (2005); 25, -1; doi:10.1140/epjad/i2005-06-147-4 Zitiert auf Seite 9
- [Ako93] AKOVALI, Y.; *Nuclear Data Sheets for A = 230*; Nuclear Data Sheets (1993); 69(1), 155; doi:10.1006/ndsh.1993.1026 Zitiert auf Seite 130, 137, 142
- [Ard86] ARDISSON, C., J. DALMASSO, und G. ARDISSON; *²³⁴U Excited States Fed in the β Decay of ²³⁴Pa*; Phys.Rev. (1986); C33(6), 2132; doi:10.1103/PhysRevC.33.2132 Zitiert auf Seite 33, 49, 52, 53, 54
- [Aud03] AUDI, G., A. H. WAPSTRA, und C. THIBAULT; *The 2003 atomic mass evaluation: (II). Tables, graphs and references*; Nuclear Physics A (2003); 729(1), 337–676; ISSN 0375-9474; doi:10.1016/j.nuclphysa.2003.11.003; The 2003 NUBASE and Atomic Mass Evaluations Zitiert auf Seite 63
- [Bö91] BÖRNER, H. G., J. JOLIE, S. J. ROBINSON, B. KRUSCHE, R. PIEPENBRING, R. F. CASTEN, A. APRAHAMIAN, und J. P. DRAAYER; *Evidence for the Existence of Two-Phonon Collective Excitations in Deformed Nuclei*; Phys.Rev.Lett. (1991); 66(6), 691; doi:10.1103/PhysRevLett.66.691 Zitiert auf Seite 55
- [BjØ68] BJØRNHOLM, S., J. DUBOIS, und B. ELBEK; *Energy levels in ²³⁴U populated by the ²³³U(d, p) and ²³⁵U(d, t) processes*; Nuclear Physics A (1968); 118(2), 241–260; doi:10.1016/0375-9474(68)90336-9 Zitiert auf Seite 32, 33, 45, 47, 49, 52, 53, 54, 55, 57, 58
- [Boh75] BOHR, A. und B. R. MOTTELSON; *Nuclear Structure*; Bd. 2; Benjamin, Massachusetts (1975); ISBN 0805310169 Zitiert auf Seite 13, 28
- [Boy73] BOYNO, J. S., J. R. HUIZENGA, T. W. ELZE, und C. E. BEMIS; *Levels of ²³⁴U and ²³⁶U Excited by the (d, d') Reaction*; Nucl.Phys. (1973); A209(1), 125; doi:10.1016/0375-9474(73)90056-0 Zitiert auf Seite 33, 57
- [Bra10] BRAUN, N., T. KOTTHAUS, und R. SCHULZE; *HDTV - a proposed successor to TV*; https://www.ikp.uni-koeln.de/projects/hdtv/trac/ (2010); Institut für Kernphysik, Köln Zitiert auf Seite 64

- [Bro01] BROWNE, E.; *Nuclear Data Sheets for $A = 215, 219, 223, 227, 231$* ; Nuclear Data Sheets (2001); 93(4), 763; doi:10.1006/ndsh.2001.0016 Zitiert auf Seite 120, 121, 123, 125, 126, 127, 128, 129, 130, 137, 142, 153, 154, 159, 162
- [Bro03] BROWNE, E.; *Nuclear Data Sheets for $A = 235, 239$* ; Nuclear Data Sheets (2003); 98(3), 665–800; ISSN 0090-3752; doi:10.1006/ndsh.2003.0005 Zitiert auf Seite 153, 154
- [Bro06] BROWNE, E.; *Nuclear Data Sheets for $A = 232$* ; Nuclear Data Sheets (2006); 107(10), 2579; doi:10.1016/j.nds.2006.09.001 Zitiert auf Seite 153, 159, 162
- [Bro07] BROWNE, E.; *Nuclear Data Sheets for $A = 234$* ; Nuclear Data Sheets (2007); 108(3), 681; doi:10.1016/j.nds.2007.02.003 Zitiert auf Seite 45, 46, 49, 52, 53
- [Bro08] BROWNE, E. und J. K. TULI; *Nuclear Data Sheets for $A = 229$* ; Nuclear Data Sheets (2008); 109(11), 2657–2724; ISSN 0090-3752; doi:10.1016/j.nds.2008.10.001 Zitiert auf Seite 130, 131
- [Bru10] BRUN, R. und F. RADEMAKERS; *ROOT - A data analysis framework*; <http://root.cern.ch/> (2010); Cern, Genf Zitiert auf Seite 63, 169, 171
- [Bur94] BURKE, D. G.; *Hexadecapole-Phonon versus Double- γ -Phonon Interpretation for $K^\pi=4^+$ Bands in Deformed Even-Even Nuclei*; Phys. Rev. Lett. (1994); 73(14), 1899–1902; doi:10.1103/PhysRevLett.73.1899 Zitiert auf Seite 11, 56
- [Bur02] BURKE, D. G.; *Comment on “Two-phonon γ -vibrational strength in osmium nuclei”*; Physical Review C (2002); 66(3), 039801; doi:10.1103/PhysRevC.66.039801 Zitiert auf Seite 56
- [Bur08] BURKE, D. G., P. E. GARRETT, T. QU, und R. A. NAUMANN; *Nuclear structure of $^{229,231}\text{Th}$ studied with the $^{230,232}\text{Th}(d,t)$ reactions*; Nuclear Physics A (2008); 809(3-4), 129–170; doi:10.1016/j.nuclphysa.2008.06.009 Zitiert auf Seite 30, 32, 70, 73, 75, 76, 91, 92, 93, 95, 96, 97, 98, 99, 118, 120, 121, 122, 123, 124, 125, 126, 137, 139, 140, 160, 161
- [Cas00] CASTEN, R. F.; *Nuclear Structure from a simple perspective (second edition)*; Oxford Studies in Nuclear Physics; Oxford University Press (2000); ISBN 0198507240 Zitiert auf Seite 13, 20, 26, 55, 56, 57, 123
- [Cha77] CHASMAN, R. R., I. AHMAD, A. M. FRIEDMAN, und J. R. ERSKINE; *Survey of single-particle states in the mass region $A > 228$* ; Rev. Mod. Phys. (1977); 49(4), 833–891; doi:10.1103/RevModPhys.49.833 Zitiert auf Seite 16, 17
- [Com] COMFORT, J.; *Input data cards for programm chuck3 (extended version 1980)*; unpublished Zitiert auf Seite 66, 180

- [Cor97] CORMINBOEUF, F., J. JOLIE, H. LEHMANN, K. FÖHL, F. HOYLER, H. G. BÖRNER, C. DOLL, und P. E. GARRETT; $K^\pi=4^+$ double- γ vibration in ^{164}Dy ; Phys. Rev. C (1997); 56(3), 1201; doi:10.1103/PhysRevC.56.R1201 Zitiert auf Seite 55
- [Dae80] DAEHNICK, W. W., J. D. CHILDS, und Z. VRCELJ; *Global optical model potential for elastic deuteron scattering from 12 to 90 MeV*; Phys. Rev. C (1980); 21(6), 2253–2274; doi:10.1103/PhysRevC.21.2253 Zitiert auf Seite 66
- [Fah96] FAHLANDER, C., A. AXELSSON, M. HEINEBRODT, T. HÄRTLEIN, und D. SCHWALM; *Two-phonon γ -vibrational states in ^{166}Er* ; Physics Letters B (1996); 388, 475–480; doi:10.1016/S0370-2693(96)01203-8 Zitiert auf Seite 55
- [Fit00] FITZLER, A.; *Tv User-Manual*; http://www.ikp.uni-koeln.de/misc/doc/Tv_user-manual/Tv_user-manual.html (2000); Institut für Kernphysik, Köln Zitiert auf Seite 64, 169
- [Fri74] FRIEDMAN, A. M., K. KATORI, D. ALBRIGHT, und J. P. SCHIFFER; *Further studies of pairing excitations in actinide nuclei: ^{233}U , ^{237}Pu , ^{235}Np , ^{241}Am , ^{224}Ra and ^{238}Pu* ; Phys. Rev. C (1974); 9(2), 760–766; doi:10.1103/PhysRevC.9.760 Zitiert auf Seite 91
- [Fri88] FRISK, H.; *Systematics of rotational bands with $K=0$ in odd-odd nuclei*; Z. Phys. A (1988); 330(3), 241–248; doi:10.1007/BF01294867 Zitiert auf Seite 27, 137, 159
- [Gal58] GALLAGHER, C. J. und S. A. MOSZKOWSKI; *Coupling of Angular Momenta in Odd-Odd Nuclei*; Phys. Rev. (1958); 111(5), 1282–1290; doi:10.1103/PhysRev.111.1282 Zitiert auf Seite 27
- [Ger97] GERL, J., D. BAZZACCO, T. W. ELZE, T. HAPP, T. HÄRTLEIN, W. KORTEN, T. KRÖLL, D. NAPOLI, C. R. ALVAREZ, R. SCHUBERT, K. VETTER, und H. J. WOLLERSHEIM; *Coulomb excitation and transfer reactions*; Progress in Particle and Nuclear Physics (1997); 38, 79–85; doi:10.1016/S0146-6410(97)00010-0 Zitiert auf Seite 57
- [Gle04] GLENDENNING, N. K.; *Direct Nuclear Reactions*; World Scientific (2004); ISBN 9812389458 Zitiert auf Seite 31
- [GM55] GOEPPERT-MAYER, M. und J. H. D. JENSEN; *Elementary theory of nuclear shell structure*; Structure of matters series; Wiley (1955) Zitiert auf Seite 13, 72
- [Gre05] GREENLEES, P. T., N. AMZAL, J. E. BASTIN, E. BOUCHEZ, P. A. BUTLER, A. CHATILLON, O. DORVAUX, S. EECKHAUDT, K. ESKOLA, B. GALL, J. GERL, T. GRAHN, A. GORGEN, N. J. HAMMOND, K. HAUSCHILD, R. D. HERZBERG, F. P. HESSBERGER, R. D. HUMPHREYS, A. HURSTEL, D. G.

- JENKINS, G. D. JONES, P. JONES, R. JULIN, S. JUUTINEN, H. KANKAANPAA, A. KEENAN, H. KETTUNEN, F. KHALFALLAH, T. L. KHOO, W. KORTEN, P. KUUSINIEMI, Y. L. COZ, M. LEINO, A. P. LEPPANEN, M. MUIKKU, P. NIEMINEN, J. PAKARINEN, P. RAHKILA, P. REITER, M. ROUSSEAU, C. SCHOLEY, C. THEISEN, J. UUSITALO, J. WILSON, und H. J. WOLLERSHEIM; *In-beam and decay spectroscopy of transfermium elements*; Eur.Phys.J. A (2005); 25; doi:10.1140/epjad/i2005-06-026-0 Zitiert auf Seite 9
- [Gri78] GRIFFIN, H. C., I. AHMAD, A. M. FRIEDMAN, und L. E. GLENDENIN; *Nuclear spectroscopic studies of the 23.7 h ^{248}Bk* ; Nuclear Physics A (1978); 303(3), 265–274; doi:10.1016/0375-9474(78)90357-3 Zitiert auf Seite 166
- [Gro76] GROTDAL, T., L. GULDBERG, K. NYBO, und T. F. THORSTEINSEN; *Energy Levels in $^{240,242,244}\text{Am}$ Studied by Deuteron-induced Neutron Transfer*; Physica Scripta (1976); 14(6), 263 Zitiert auf Seite 166
- [Hel91] HELMER, K. G., C. Y. WU, D. CLINE, M. A. DELEPLANQUE, R. M. DIAMOND, A. E. KAVKA, W. J. KERNAN, X. T. LIU, A. O. MACCHIAVELLI, R. J. McDONALD, J. O. RASMUSSEN, F. S. STEPHENS, M. A. STOYER, und E. G. VOGT; *Population of High-Spin States in ^{234}U by Heavy-Ion-Induced Transfer Reactions*; Phys.Rev. (1991); C44(6), 2598; doi:10.1103/PhysRevC.44.2598 Zitiert auf Seite 33, 57
- [Her04] HERZBERG, R. D.; *Spectroscopy of superheavy elements*; J.Phys.(London) (2004); G30; doi:10.1088/0954-3899/30/4/R01 Zitiert auf Seite 9
- [Her05] HERTENBERGER, R., A. METZ, Y. EISERMANN, K. E. ABIARY, A. LUDEWIG, C. PERTL, S. TRIEB, H. F. WIRTH, P. SCHIEMENZ, und G. GRAW; *The Stern-Gerlach polarized ion source for the Munich MP-tandem laboratory, a bright source for unpolarized hydrogen and helium ion beams as well*; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment (2005); 536(3), 266–272; doi:10.1016/j.nima.2004.08.083 Zitiert auf Seite 62
- [Hof85] HOFF, R. W., R. F. CASTEN, M. BERGOFFEN, und D. D. WARNER; *Test of a phenomenological model of odd-odd deformed nuclei: An ARC study of ^{176}Lu* ; Nuclear Physics A (1985); 437(2), 285–300; doi:10.1016/S0375-9474(85)90090-9 Zitiert auf Seite 27
- [Hof90] HOFF, R. W., S. DRISSI, J. KERN, W. STRASSMANN, H. G. BÖRNER, K. SCHRECKENBACH, G. BARREAU, W. D. RUHTER, L. G. MANN, D. H. WHITE, J. H. LANDRUM, R. J. DUPZYK, R. F. CASTEN, W. R. KANE, und D. D. WARNER; *Nuclear structure of ^{238}Np from neutron-capture and α -decay measurements*; Phys. Rev. C (1990); 41(2), 484–512; doi:10.1103/PhysRevC.41.484 Zitiert auf Seite 27, 29, 166

- [Hof00] HOFMANN, S. und G. MÜNZENBERG; *The discovery of the heaviest elements*; Rev. Mod. Phys. (2000); 72(3), 733–767; doi:10.1103/RevModPhys.72.733 Zitiert auf Seite 9
- [Hun09] HUNTER, J.; *matplotlib: python plotting*; <http://matplotlib.sourceforge.net/> (2009); version 0.99.1 Zitiert auf Seite 176
- [Ion79] IONESCU, V. A., J. KERN, R. F. CASTEN, W. R. KANE, I. AHMAD, J. ERSKINE, A. M. FRIEDMAN, und K. KATORI; *Nuclear levels in ^{238}Np* ; Nuclear Physics A (1979); 313(3), 283–306; doi:10.1016/0375-9474(79)90501-3 Zitiert auf Seite 27, 29, 166
- [Jai90] JAIN, A. K., R. K. SHELINE, P. C. SOOD, und K. JAIN; *Intrinsic states of deformed odd- A nuclei in the mass regions ($151 \leq A \leq 193$) and ($A \geq 221$)*; Rev. Mod. Phys. (1990); 62(2), 393–509; doi:10.1103/RevModPhys.62.393 Zitiert auf Seite 10, 27, 96, 97, 99, 100, 124, 127, 128
- [Jai98] JAIN, A. K., R. K. SHELINE, D. M. HEADLY, P. C. SOOD, D. G. BURKE, I. HRIVNACOVA, J. KVASIL, D. NOSEK, und R. W. HOFF; *Nuclear structure in odd-odd nuclei, $144 \leq A \leq 194$* ; Rev. Mod. Phys. (1998); 70(3), 843–895; doi:10.1103/RevModPhys.70.843 Zitiert auf Seite 10, 13, 29
- [Joh78] JOHNSON, M. W., R. C. THOMPSON, und J. R. HUIZENGA; *States in ^{233}U excited by the $^{234}\text{U}(d,t)$ and $^{234}\text{U}(\beta\text{He},\alpha)$ reactions*; Phys. Rev. C (1978); 17(3), 927–933; doi:10.1103/PhysRevC.17.927 Zitiert auf Seite 81, 97, 99
- [Kon03] KONING, A.; *Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV*; Nuclear Physics A (2003); 713(3-4), 231; doi:10.1016/S0375-9474(02)01321-0 Zitiert auf Seite 67
- [Kor93] KORTEN, W., T. HÄRTLEIN, J. GERL, D. HABS, und D. SCHWALM; *Observation of a Harmonic Two-Phonon Vibration in a Deformed Nucleus*; Phys.Lett. (1993); 317B, 19; doi:10.1016/0370-2693(93)91563-3 Zitiert auf Seite 55, 57, 165
- [Kor95] KORTEN, W., P. BROCKING, H. HUBEL, W. POHLER, U. J. v. SEVEREN, P. WILLSAU, T. HÄRTLEIN, C. ENDER, P. REITER, D. SCHWALM, J. GERL, T. HAPP, T. KRÖLL, M. KASPAR, I. PETER, S. SCHREMMER, und K. VETTER; *Lifetime of the Two-Phonon Vibrational State in ^{232}Th* ; Z.Phys. (1995); A351(2), 143; doi:10.1007/BF01289524 Zitiert auf Seite 57, 165
- [Kot05] KOTTHAUS GEB. STRIEPLING, T.; *γ -spektroskopische Untersuchung von $^{236}\text{Uran}$* ; Diplomarbeit; Institut für Kernphysik - Universität Köln (2005) Zitiert auf Seite 34, 36, 37
- [Kou90] KOUASSI, M. C., C. ARDISSON-MARSOL, und G. ARDISSON; *New ^{233}U levels fed in the ^{233}Pa β -decay*; Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics (1990); 16(12), 1881–1890 Zitiert auf Seite 91

- [Kuna] KUNZ, P.; *Coupled Channels Program*; unpublished Zitiert auf Seite 66, 180
- [Kunb] KUNZ, P.; *Manual for DWUCK4*; unpublished Zitiert auf Seite 66, 180
- [Kunc] KUNZ, P.; *Zero Range Distorted Wave Born Approximation*; unpublished Zitiert auf Seite 66, 180
- [Lut07] LUTTER, R. und O. SCHAILE; *MARaBOU - Mbs And Root Based Online Offline Utility*; <http://www.bl.physik.tu-muenchen.de/marabou/html/> (2007); MLL, Garching Zitiert auf Seite 36, 63, 171
- [Mah08] MAHGOUB, M.; *Neutron Transfer Reactions in the fp-shell Region*; Dissertation; Technische Universität München (2008) Zitiert auf Seite 66
- [Mar00] MARTIN, A., P. E. GARRETT, M. KADI, N. WARR, M. T. MCELLISTREM, und S. W. YATES; *γ -ray decays in ^{232}Th and the $K^\pi=4^+$ two-phonon γ vibration*; Phys. Rev. C (2000); 62(6), 067302; [doi:10.1103/PhysRevC.62.067302](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.62.067302) Zitiert auf Seite 57
- [McG74] MCGOWAN, F. K., C. E. BEMIS, W. T. MILNER, J. L. C. FORD, R. L. ROBINSON, und P. H. STELSON; *Coulomb excitation of vibrational-like states in the even-A actinide nuclei*; Phys. Rev. C (1974); 10(3), 1146–1155; [doi:10.1103/PhysRevC.10.1146](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.10.1146) Zitiert auf Seite 33, 57
- [New62] NEWBY, N. D.; *Selection Rules in the Odd-Even Shift of Certain Nuclear Rotational Bands*; Phys. Rev. (1962); 125(6), 2063–2070; [doi:10.1103/PhysRev.125.2063](https://doi.org/10.1103/PhysRev.125.2063) Zitiert auf Seite 27
- [Nil69] NILSSON, S. G., C. F. TSANG, A. SOBICZEWSKI, Z. SZYMANSKI, S. WYCECH, C. GUSTAFSON, I.-L. LAMM, P. MÖLLER, und B. NILSSON; *On the nuclear structure and stability of heavy and superheavy elements*; Nuclear Physics A (1969); 131(1), 1–66; [doi:10.1016/0375-9474\(69\)90809-4](https://doi.org/10.1016/0375-9474(69)90809-4) Zitiert auf Seite 13
- [Oga06] OGANESSIAN, Y. T., V. K. UTYONKOV, Y. V. LOBANOV, F. S. ABDULLIN, A. N. POLYAKOV, R. N. SAGAIK, I. V. SHIROKOVSKY, Y. S. TSYGANOV, A. A. VOINOV, G. G. GULBEKIAN, S. L. BOGOMOLOV, B. N. GIKAL, A. N. MEZENTSEV, S. ILIEV, V. G. SUBBOTIN, A. M. SUKHOV, K. SUBOTIC, V. I. ZAGREBAEV, G. K. VOSTOKIN, M. G. ITKIS, K. J. MOODY, J. B. PATIN, D. A. SHAUGHNESSY, M. A. STOYER, N. J. STOYER, P. A. WILK, und J. M. KENNEALLY; *Synthesis of the isotopes of elements 118 and 116 in the ^{249}Cf and $^{245}\text{Cm}+^{48}\text{Ca}$ fusion reactions*; Phys. Rev. C (2006); 74(4), 044602; [doi:10.1103/PhysRevC.74.044602](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.74.044602) Zitiert auf Seite 9
- [Ogl71] OGLE, W., S. WAHLBORN, R. PIEPENBRING, und S. FREDRIKSSON; *Single-Particle Levels of Nonspherical Nuclei In The Region $150 < A < 190$* ; Rev. Mod. Phys. (1971); 43(3), 424–478; [doi:10.1103/RevModPhys.43.424](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.43.424) Zitiert auf Seite 27

- [Per76] PEREY, C. M. und F. G. PEREY; *Compilation of Phenomenological Optical-Model Parameters 1954-1975*; Atomic Data and Nuclear Data Tables (**1976**); 17, 1–101 Zitiert auf Seite [66](#), [67](#), [78](#), [80](#), [82](#), [103](#), [105](#), [106](#)
- [Sai07] SAINATH, M., K. VENKATARAMANIAN, und P. SOOD; *Low-lying intrinsic structures in ^{254}Es* ; The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei (**2007**); 31(2), 135–140; doi:10.1140/epja/i2006-10201-y Zitiert auf Seite [166](#)
- [Sai08] SAINATH, M., K. VENKATARAMANIAN, und P. C. SOOD; *Characterization of two-quasiparticle levels in the odd-odd nucleus ^{252}Es* ; Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics (**2008**); 35(9), 095105; doi:10.1088/0954-3899/35/9/095105 Zitiert auf Seite [29](#), [166](#)
- [Sal88] SALICIO, J. L., S. DRISSI, M. GASSER, J. KERN, H. G. BÖRNER, G. G. COLVIN, K. SCHRECKENBACH, R. W. HOFF, und R. W. LOUGHEED; *Level structure of the doubly-odd ^{242}Am nucleus*; Phys. Rev. C (**1988**); 37(6), 2371–2390; doi:10.1103/PhysRevC.37.2371 Zitiert auf Seite [166](#)
- [Sat83] SATCHLER, G.; *Direct Nuclear Reactions*; International series of monographs on physics; Oxford University Press (**1983**); ISBN 0198512694 Zitiert auf Seite [31](#)
- [Shn06] SHNEIDMAN, T. M., G. G. ADAMIAN, N. V. ANTONENKO, und R. V. JOLOS; *Possible alternative parity bands in the heaviest nuclei*; Phys. Rev. C (**2006**); 74(3), 034316; doi:10.1103/PhysRevC.74.034316 Zitiert auf Seite [11](#)
- [Sin05] SINGH, B. und J. K. TULI; *Nuclear Data Sheets for $A = 233$* ; Nuclear Data Sheets (**2005**); 105(1), 109–222; ISSN 0090-3752; doi:10.1016/j.nds.2005.05.002 Zitiert auf Seite [80](#), [81](#), [92](#), [94](#), [96](#), [99](#), [130](#), [131](#), [159](#), [162](#)
- [Soo92] SOOD, P., D. HEADLY, und R. SHELINE; *Intrinsic structures and associated rotational bands in deformed even-even Nucei of the actinide region*; Atomic Data and Nuclear Data Tables (**1992**); 51, 273–320 Zitiert auf Seite [10](#)
- [Soo94] SOOD, P. C., D. M. HEADLY, R. K. SHELINE, und R. W. HOFF; *Intrinsic and Rotational Level Structures in Odd-Odd Actinides*; Atomic Data and Nuclear Data Tables (**1994**); 58(2), 167–202; doi:DOI: 10.1006/adnd.1994.1026 Zitiert auf Seite [10](#), [18](#), [137](#), [138](#), [159](#)
- [Str65] STRUBLE, G. L., J. KERN, und R. K. SHELINE; *Energy Levels in ^{166}Ho* ; Phys. Rev. (**1965**); 137(4B), –772; doi:10.1103/PhysRev.137.B772 Zitiert auf Seite [27](#)
- [Tan06] TANDEL, S. K., T. L. KHOO, D. SEWERYNIAK, G. MUKHERJEE, I. AHMAD, B. BACK, R. BLINSTRUP, M. P. CARPENTER, J. CHAPMAN, P. CHOWDHURY, C. N. DAVIDS, A. A. HECHT, A. HEINZ, P. IKIN, R. V. F. JANSSENS, F. G. KONDEV, T. LAURITSEN, C. J. LISTER, E. F. MOORE, D. PETERSON,

- P. REITER, U. S. TANDEL, X. WANG, und S. ZHU; *K Isomers in ^{254}No : Probing Single-Particle Energies and Pairing Strengths in the Heaviest Nuclei*; Phys.Rev.Lett. (2006); 97, 082502; doi:10.1103/PhysRevLett.97.082502 Zitiert auf Seite 9
- [Thi02] THIROLF, P. G. und D. HABS; *Spectroscopy in the second and third minimum of actinide nuclei*; Progress in Particle and Nuclear Physics (2002); 49(2), 325–402; doi:10.1016/S0146-6410(02)00158-8 Zitiert auf Seite 11
- [Thi10] THIROLF, P. und H. MAIER; private communication (2010) Zitiert auf Seite 63, 130, 153
- [Tho76] THOMPSON, R. C., J. R. HUIZENGA, und T. W. ELZE; *Collective states in ^{233}U , ^{235}U , ^{237}Np and ^{239}Pu excited by inelastic deuteron scattering*; Phys. Rev. C (1976); 13(2), 638–647; doi:10.1103/PhysRevC.13.638 Zitiert auf Seite 91
- [Tho04] THOENNESSEN, M.; *Reaching the limits of nuclear stability*; Rep.Prog.Phys. (2004); 67, 1187; doi:10.1088/0034-4885/67/7/R04 Zitiert auf Seite 9
- [Wei03] WEISSHAAR, D.; *MINIBALL - Ein neuartiges Gamma-Spektrometer mit ortsauflösenden Germaniumdetektoren*; Dissertation; Institut für Kernphysik - Universität Köln (2003) Zitiert auf Seite 34
- [Whi87] WHITE, D. H., H. G. BÖRNER, R. W. HOFF, K. SCHRECKENBACH, W. F. DAVIDSON, T. VON EGIDY, D. D. WARNER, P. JEUCH, G. BARREAU, W. R. KANE, M. L. STELTS, R. E. CHRIEN, R. F. CASTEN, R. G. LANIER, R. W. LOUGHEED, R. T. KOUZES, R. A. NAUMANN, und R. DEWBERRY; *Nuclear structure of ^{231}Th from neutron capture and (d,p) reaction measurements*; Phys. Rev. C (1987); 35(1), 81; doi:10.1103/PhysRevC.35.81 Zitiert auf Seite 73, 118, 120, 121, 122, 123, 124, 126, 127, 128
- [Wir01] WIRTH, H.-F.; *Bau eines hochauflösenden Fokalebenendetektors für den Münchener Q3D-Magnetspektrographen - Untersuchungen zur Kernstruktur von ^{129}Te* ; Dissertation; Physik-Department - Technische Universität München (2001) Zitiert auf Seite 61, 62, 63, 66
- [Wu94] WU, X., A. APRAHAMIAN, S. M. FISCHER, W. REVIOL, G. LIU, und J. X. SALADIN; *Multiphonon vibrational states in deformed nuclei*; Phys. Rev. C (1994); 49(4), 1837–1844; doi:10.1103/PhysRevC.49.1837 Zitiert auf Seite 11
- [Wu01] WU, C. Y., D. CLINE, A. B. HAYES, M. W. SIMON, R. KRÜCKEN, J. R. COOPER, C. J. BARTON, C. W. BEAUSANG, C. BIALIK, M. A. CAPRIO, R. F. CASTEN, A. A. HECHT, H. NEWMAN, J. NOVAK, N. PIETRALLA, K. ZYROMSKI, und N. V. ZAMFIR; *Two-phonon γ -vibrational strength in osmium nuclei*; Phys. Rev. C (2001); 64(1), 014307; doi:10.1103/PhysRevC.64.014307 Zitiert auf Seite 56

- [Wu02] WU, C. Y., D. CLINE, A. B. HAYES, M. W. SIMON, R. KRÜCKEN, J. R. COOPER, C. J. BARTON, C. W. BEAUSANG, C. BIALIK, M. A. CAPRIO, R. F. CASTEN, A. A. HECHT, H. NEWMAN, J. NOVAK, N. PIETRALLA, K. ZYROMSKI, und N. V. ZAMFIR; *Reply to “Comment on ‘Two-phonon γ -vibrational strength in osmium nuclei’ ”*; Phys. Rev. C (2002); 66(3), 039802; [doi:10.1103/PhysRevC.66.039802](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.66.039802) Zitiert auf Seite 56

Danksagung

an dieser Stelle möchte ich bei allen bedanken, die mich in den letzten Jahren bei dieser Arbeit unterstützt haben:

- Prof. Dr. P. Reiter möchte ich für seine Betreuung dieser Arbeit danken. Besonders aber möchte ich mich bei ihm dafür bedanken, dass er mir nach der Geburt meiner Tochter den nötigen Freiraum und die arbeitszeitliche Flexibilität gewährt hat, um die Vereinbarkeit von Familie und Beruf möglich zu machen.
- Bei Dr. Peter Thirolf und seiner Arbeitsgruppe, besonders bei Dr. Tom Morgan, möchte ich mich für die immer wieder gute Zusammenarbeit bei zahlreichen Experimenten in Köln und in München bedanken.
- Den Mitarbeitern des Targetlabors des Maier-Leibnitz-Laboratoriums unter der Leitung von H. Maier sei an dieser Stelle für die Bereitstellung der Targets gedankt.
- Bei Dr. R. Hertenberger, Dr. H-F. Wirth und Dr. T. Faestermann sowie dem Team des Beschleunigers des Maier-Leibnitz-Laboratoriums in Garching möchte ich mich für ihre Gastfreundschaft und die Unterstützung während des Experiments am Q3D-Spektrometer bedanken.
- Den Operateuren des Kölner Tandembeschleunigers L. Steinert, O. Rudolph und U. Werner sowie allen, die bei dem Experiment am Kölner Tandembeschleuniger mitgewirkt haben, möchte ich an dieser Stelle auch danken.
- Allen aktuellen und ehemaligen Mitarbeitern der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Reiter sowie allen Mitarbeitern des Institut für Kernphysik möchte ich für die gute Zusammenarbeit danken. Die Arbeit im Institut hat immer viel Spaß gemacht.
- Bei Dr. Ralf Schulze und Norbert Braun möchte ich mich für die gute und sehr konstruktive Zusammenarbeit bei der Entwicklung von HDTV bedanken.
- Der Bonn-Cologne Graduate School gilt mein Dank für ihre Förderung meiner Doktorarbeit. Insbesondere möchte ich mich hier bei Dr. Petra Neubauer-Günther bedanken, die sich mehrfach für mich eingesetzt hat und immer für einen „kleinen Tratsch“ unter jungen Müttern zu haben war.
- Zu guter Letzt möchte ich noch meinem Mann, meiner Familie und meinen Freunden danken, die mir besonders in der letzten Phase dieser Arbeit, so gut es ging, den Rücken frei gehalten haben.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Tanja Kotthaus geb. Striepling
geboren am 15.09.1979 in Hannover
verheiratet, 1 Kind

Schulbildung

08/1986–06/1990 Gemeinschaftsgrundschule Sinthern-Geyen in Pulheim
08/1990–06/1999 Abteigymnasium Brauweiler in Pulheim

Hochschulstudium

10/1999 Immatrikulation an der Universität zu Köln
für das Studienfach Physik (Diplom)
04/2002 Vordiplomsprüfung
09/2005 Diplom im Fach Physik, Thema der Diplomarbeit:
„ γ -spektroskopische Untersuchung von $^{236}\text{Uran}$ “
10/2005 Beginn der Promotion
am Institut für Kernphysik der Universität Köln
10/2006 Aufnahme in die Bonn-Cologne Graduate School

Arbeitsverhältnisse

2000–2002 Werkstudentin im BP-Werk in Köln-Worringen
(dreimal für jeweils 6 Wochen)
01/2003–09/2005 Studentische Hilfskraft am Institut für Kernphysik
an der Universität zu Köln
10/2005–06/2008 Wissenschaftliche Mitarbeiterin am Institut für Kernphysik
an der Universität zu Köln
08/2008–01/2009 Elternzeit nach der Geburt meiner Tochter
seit 01/2009 Wissenschaftliche Mitarbeiterin am Institut für Kernphysik
an der Universität zu Köln

Erklärung

Ich versichere, dass ich die von mir vorgelegte Dissertation selbstständig angefertigt, die benutzten Quellen und Hilfsmittel vollständig angegeben und die Stellen der Arbeit – einschließlich Tabellen, Karten und Abbildungen –, die anderen Werken im Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen sind, in jedem Einzelfall als Entlehnung kenntlich gemacht habe; dass diese Dissertation noch keiner anderen Fakultät oder Universität zur Prüfung vorgelegen hat; dass sie – abgesehen von unten angegebenen Teilpublikation – noch nicht veröffentlicht worden ist sowie, dass ich eine solche Veröffentlichung vor Abschluss des Promotionsverfahrens nicht vornehmen werde. Die Bestimmungen dieser Promotionsordnung sind mir bekannt. Die von mir vorgelegte Dissertation ist von Prof. Dr. P. Reiter betreut worden.

Köln, 23.8.2010

Tanja Kotthaus

Teilveröffentlichungen: keine