

KfK 4675  
Februar 1990

# Das Niveauschema von $^{176}\text{Lu}$ und dessen Bedeutung in der s-Prozeß Nukleosynthese

N. Klay  
Institut für Kernphysik

**Kernforschungszentrum Karlsruhe**



Kernforschungszentrum Karlsruhe  
Institut für Kernphysik

KfK 4675

Das Niveauschema von  $^{176}\text{Lu}$  und dessen Bedeutung  
in der s-Prozeß Nukleosynthese

N. Klay

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

---

Von der mathematisch-naturwissenschaftlichen Gesamtfakultät  
der Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg genehmigte Dissertation

Als Manuskript vervielfältigt  
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

## Zusammenfassung

Die Anregungszustände des deformierten uu-Kerns  $^{176}\text{Lu}$  wurden mit folgenden Experimenten untersucht: Messung der Reaktionen  $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)^{176}\text{Lu}$  mit hochauflösenden Kristallspektrometern und  $^{175}\text{Lu}(n,e^-)^{176}\text{Lu}$  mit einem doppelfokussierenden Magnetspektrometer. Hierdurch wurden 509  $\gamma$ -Übergänge in  $^{176}\text{Lu}$  identifiziert und für 228 dieser Übergänge die Multipolarität bestimmt. Ergänzend dazu erfolgte eine Messung von  $\gamma$ - $\gamma'$ -Koinzidenzen nach Neutroneneinfang und eine Untersuchung der Transferreaktion  $^{175}\text{Lu}(d,p)^{176}\text{Lu}$ .

Mit diesen Informationen wurde ein Anregungsschema aus 97 Energieniveaus, die durch 270  $\gamma$ -Übergänge verkettet werden, erschlossen. Dieses Niveauschema enthält erstmals auch Übergänge, die den Grundzustand mit Spin und Parität  $I^\pi = 7^-$  und den ersten angeregten Zustand mit  $I^\pi = 1^-$  über eine Reihe höherenergetischer Mittelniveaus verketteten. Die Anregungsenergie des  $I^\pi = 1^-$  Isomers wurde zu  $E = (122,855 \pm 0,009) \text{ keV}$  neu bestimmt.

Da  $^{176}\text{Lu}$  nur durch langsamen Neutroneneinfang (s-Prozeß) im Innern von Sternen gebildet wird und der Grundzustand mit einer sehr großen  $\beta$ -Halbwertszeit von 36 Milliarden Jahren zerfällt, schien dieser Kern zunächst als Chronometer für den s-Prozeß geeignet zu sein. Mit dem vorliegenden Niveauschema konnte nun gezeigt werden, daß sowohl die Bildung von  $^{176}\text{Lu}$  durch Neutroneneinfang als auch der anschließende  $\beta$ -Zerfall sehr empfindlich von der stellaren Temperatur abhängen.

Dieser Effekt ist eine Folge der unterschiedlichen Zerfallseigenschaft des  $1^-$  Isomers, das mit einer  $\beta$ -Halbwertszeit von nur 3,7 Stunden in  $^{176}\text{Hf}$  zerfällt. Durch die hohen Temperaturen im Sterninnern werden auch höherenergetische *Kernniveaus* angeregt. Endet der Zerfall eines solchen Niveaus sowohl im Grundzustand als auch im Isomer, so werden diese beiden Zustände thermisch gekoppelt.

Da das vorliegende Niveauschema bis zu Energien von 900 keV vollständig ist, konnte der Einfluß solcher Mittelniveaus auf die effektive  $\beta$ -Zerfallsrate *und* die Produktionsrate quantitativ untersucht werden. Die effektivste Verbindung kommt durch ein  $5^-$  Niveau bei 838,64 keV zustande.

Als Resultat findet man, daß  $^{176}\text{Lu}$  zwar als Chronometer für den s-Prozeß nicht geeignet ist, dafür aber als Thermometer interpretiert werden kann. Daraus ergibt sich für den s-Prozeß ein zulässiger Temperaturbereich von 250 bis 365 Millionen Kelvin.

## The level scheme of $^{176}\text{Lu}$ and its importance for s-process nucleosynthesis

### Abstract

Excited states of the deformed odd-odd nucleus  $^{176}\text{Lu}$  have been investigated by the following experiments: measurement of the  $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)^{176}\text{Lu}$  reaction with high resolution crystal spectrometers and of the  $^{175}\text{Lu}(n,e^-)^{176}\text{Lu}$  reaction with a double focussing magnet-spectrometer. 509  $\gamma$ -transitions in  $^{176}\text{Lu}$  could be identified and multipolarities have been obtained for 228 of these transitions. Additionally, a measurement of  $\gamma$ - $\gamma'$ -coincidences after neutron capture and an investigation of the  $^{175}\text{Lu}(d,p)^{176}\text{Lu}$  transfer-reaction have been performed.

The experimental information was used to disclose a level scheme which consists of 97 energy levels connected by 270  $\gamma$ -transitions. In particular, this level scheme contains transitions which connect the ground state with spin and parity  $I^\pi = 7^-$  and the first excited state with  $I^\pi = 1^-$  via a number of mediating levels of higher excitation energy. From this coupling, the excitation of the  $I^\pi = 1^-$  isomeric state could be determined precisely to  $E = (122.855 \pm 0.009)$  keV.

Since  $^{176}\text{Lu}$  is only produced by the neutron capture process in the interior of stars, and since its ground state has a huge half-life of 36 billion years, it seemed to be a suited chronometer for the s-process. With the present level scheme it could be demonstrated, however, that both the production of  $^{176}\text{Lu}$  by neutron capture as well as the succeeding  $\beta$ -decay strongly depend on the stellar temperature.

This effect results from the completely different decay property of the  $1^-$  isomeric state, which decays into  $^{176}\text{Hf}$  with a half-life of only 3.7 hours. At the high temperatures in the interior of a star even *nuclear* levels at higher energies can be excited. If these excited levels decay both into ground state and isomer, a thermally induced coupling of these two states can be achieved.

The present level scheme can be considered as complete up to excitation energies of 900 keV, and, therefore, the influence of such mediating levels on the effective  $\beta$ -decay rate *and* the production rate could be investigated quantitatively. The most effective link is achieved by a  $5^-$  state at 838.64 keV.

As a result  $^{176}\text{Lu}$  can no longer be considered as a chronometer. Instead it can be used as a thermometer yielding a temperature range of the s-process between 250 bis 365 million degrees.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung und Übersicht</b> .....	<b>1</b>
1.1 Astrophysikalische Motivation .....	1
1.2 Kernphysikalische Einführung: Anregungszustände von uu-Kernen .....	6
1.3 Ergebnisse früherer Messungen an $^{176}\text{Lu}$ und Problemstellung dieser Arbeit	8
<b>2. Experimente am ILL Grenoble</b> .....	<b>13</b>
2.1 Die $(n,\gamma)$ -Messungen mit den Grenobler Kristallspektrometern .....	13
2.2 Die Messung der Reaktion $^{175}\text{Lu}(n,e^-)^{176}\text{Lu}$ mit dem Magnetspektrometer BILL .....	22
2.3 Die Kombination der $(n,\gamma)$ und $(n,e^-)$ Messung .....	28
Tabelle 2: Resultate der Messungen $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)$ und $(n,e^-)^{176}\text{Lu}$ .....	30
Tabelle 3: $\gamma$ -Linien aus Nachbarkernen .....	56
2.4 Die $^{175}\text{Lu}(n,\gamma-\gamma')^{176}\text{Lu}$ Koinzidenzmessung .....	58
<b>3. Übersicht: Der Aufbau des Niveauschemas aus den experimentellen Ergebnissen</b>	<b>63</b>
3.1 Die Eingangsdaten und ihre Bedeutung .....	63
3.2 Der Aufbau des Niveauschemas .....	64
3.3 Die Präzision der Niveauenergien .....	66
Tabelle 6: Energieniveaus in $^{176}\text{Lu}$ aus verschiedenen Messungen .....	68
<b>4. Die experimentelle Bestätigung bereits bekannter Niveaus</b> .....	<b>73</b>
4.1 Rotationsbanden und Niveaus aus früheren $(n,\gamma)$ -Studien .....	73
4.2 Bekannte Niveaus, die an den Grundzustand gekoppelt sind .....	78
<b>5. Die Kopplung von Isomer und Grundzustand über höherenergetische Mittler- niveaus</b> .....	<b>81</b>
5.1 Die $^{175}\text{Lu}(d,p)^{176}\text{Lu}$ Messung .....	81
5.2 Die Zuordnung von Mittlerübergängen .....	89
<b>6. Weitere Niveaus, die an das Isomer gekoppelt sind</b> .....	<b>93</b>
<b>7. Weitere Niveaus, die nur mit dem Grundzustand verkettet sind</b> .....	<b>107</b>

<b>8. Die Intensitätsbilanz</b> .....	<b>113</b>
8.1 Der Anteil der zugeordneten Übergänge .....	113
8.2 Die Restpopulation der zugeordneten Niveaus .....	114
8.3 Der partielle Einfangquerschnitt zum Grundzustand .....	114
<b>9. Vergleich des Niveauschemas mit Modellrechnungen</b> .....	<b>119</b>
<b>10. Quantitative Behandlung der s-Prozeß-Verzweigung an <sup>176</sup>Lu</b> .....	<b>125</b>
10.1 Definition des Verzweigungsfaktors .....	125
10.2 Entwicklung eines 3-Niveausystems ins thermische Gleichgewicht .....	126
10.3 Die Zeitkonstante eines 4-Niveausystems .....	131
10.4 Anwendung auf die Kopplung über das 838,6 keV Niveau .....	135
10.5 Neutroneneinfangs- und $\beta$ -Zerfallsraten während der s-Prozeß-Synthese	138
10.6 Gleichgewichtslösung für den Verzweigungsfaktor .....	139
10.7 Erste Folgerungen aus den solaren Häufigkeiten .....	143
10.8 Berechnung des Verzweigungsfaktors aus der s-Prozeß-Systematik .....	145
10.9 Anwendbarkeit von <sup>176</sup> Lu als Chronometer .....	148
10.10 Die Temperaturabhängigkeit der $\beta$ -Zerfallsrate .....	149
10.11 Der Einfluß stark K-verbotener Übergänge .....	152
10.12 Schlußfolgerungen .....	158
<b>Literaturverzeichnis</b> .....	<b>161</b>
<b>Anhang: Abbildungen N1-N13</b> .....	<b>165</b>



# 1. Einleitung und Übersicht

## 1.1 Astrophysikalische Motivation

Die chemischen Elemente, die wir auf der Erde vorfinden, sind nach heutigem Verständnis mit Ausnahme der leichtesten Kerne das Produkt einer Reihe von Kernreaktionen in vorangegangenen Sternenerationen. Ausgangspunkt dieser Reaktionsketten sind die Elemente Wasserstoff und Helium, die bereits im Urknall gebildet wurden.

Nachdem ein Stern über die längste Zeit seiner Lebensdauer im Zentrum Wasserstoff zu Helium umgewandelt hat, wird die Energieerzeugung im Spätstadium seiner Entwicklung durch weitere Fusionsreaktionen übernommen. Beginnend mit der Reaktion  $3\alpha \rightarrow {}^{12}\text{C}$  wird zunächst Helium in Kohlenstoff umgewandelt. Durch Anlagerung weiterer Helium-Kerne am Kohlenstoff entstehen dann Kerne mit noch höheren Massenzahlen wie  ${}^{16}\text{O}$  und  ${}^{20}\text{Ne}$ . Nachdem auch der Heliumvorrat im Sterninnern verbraucht ist, fusionieren bei steigenden Zentraltemperaturen die gebildeten Kerne erneut, so daß noch schwerere Elemente entstehen können. Auf diese Weise werden alle Elemente bis zur Eisengruppe mit der Massenzahl  $A \lesssim 56$  gebildet.

Noch schwerere Kerne lassen sich durch Reaktionen zwischen geladenen Teilchen nicht mehr erzeugen. Wegen der zunehmenden Ladungszahl wird dann die elektrische Abstoßung der Atomkerne so groß, daß die beteiligten Kerne mit sehr hoher Energie aufeinander zu fliegen müßten. Die hierzu notwendige thermische Energie ist dann aber so hoch, daß die Photonen des Strahlungsfeldes die bei der Fusion gebildeten Kerne wieder aufspalten.

Aus diesem Grund können die schweren Elemente nur durch Neutroneneinfangreaktionen gebildet werden. Man unterscheidet hierbei eine langsam ablaufende Reaktionskette, den sogenannten s-Prozeß (slow neutron capture) und den r-Prozeß (rapid neutron capture), der bei sehr hohen Neutroneneinfangraten innerhalb einer sehr kurzen Zeitskala abläuft. Beide Reaktionsketten zusammen können die Bildung der schweren Elemente erklären, wenn man als Ausgangspunkt die Elemente der Eisengruppe annimmt.

Wegen der unterschiedlichen Neutroneneinfangraten führen r- und s-Prozeß zu verschiedenen Syntheseprodukten. Beim r-Prozeß werden innerhalb kurzer Zeit sehr

viele Neutronen vom Targetkern eingefangen. Auf diese Weise entstehen Kerne mit hohem Neutronenüberschuß, die am Ende des r-Prozesses über  $\beta^-$ -Zerfälle in das nächststabile Isobar umgewandelt werden. Gibt es zu einer bestimmten Massenzahl mehrere stabile Kerne, so kann durch den r-Prozeß nur derjenige mit dem höchsten Neutronenüberschuß gebildet werden.

Der s-Prozeß ist im Gegensatz dazu dadurch gekennzeichnet, daß ein durch Neutroneneinfang gebildeter  $\beta^-$ -instabiler Kern in der Regel erst zerfällt bevor ein weiteres Neutron eingefangen wird. Am s-Prozeß sind daher nur die Kerne nahe des Stabilitätsstals beteiligt.

Die verschiedenen Beiträge von s- und r-Prozeß zur Elementsynthese sind in Abb.1.1 anhand eines Ausschnitts aus der Nuklidkarte dargestellt. Hieraus erkennt man einerseits, daß der s-Prozeß die Bildung einiger besonders neutronenreicher Kerne wie  $^{170}\text{Er}$  und  $^{176}\text{Yb}$  nicht erklären kann. Andererseits gibt es auch Nuklide, die *nur* im s-Prozeß entstanden sein können, denn der  $\beta^-$ -Zerfall der r-Prozeß Produkte endet in einem stabilen Isobar mit höherem Neutronenüberschuß. Solche reinen s-Kerne im betrachteten Teilbereich sind  $^{170}\text{Yb}$ ,  $^{176}\text{Hf}$  und  $^{176}\text{Lu}$ .

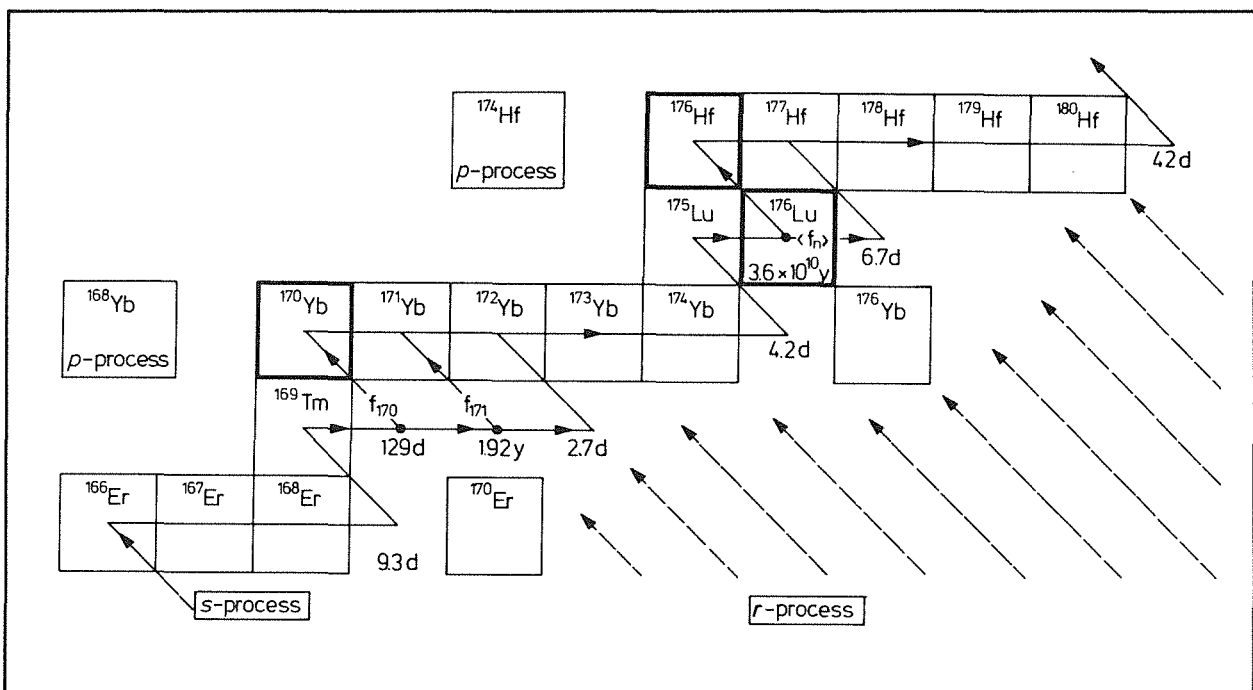


Abb.1.1: Die Elementsynthese für einen Teil der seltenen Erden. Der Beitrag des r-Prozesses ist durch Pfeile, die den Zerfall der gebildeten instabilen Kerne andeuten, eingezeichnet.

Besonders neutronenarme Kerne wie  $^{168}\text{Yb}$  und  $^{174}\text{Hf}$  können allerdings nicht durch einen der beiden Neutroneneinfangprozesse gebildet werden. Ihre Häufigkeiten in der solaren Materie sind wesentlich kleiner als die der r- und s-Kerne. Für die Entstehung dieser Nuklide wird ein Prozeß zweiter Ordnung, der sogenannte p-Prozeß postuliert. Dieser setzt bereits durch Neutroneneinfang entstandene schwere Kerne als Targetmaterial voraus.

Bei einer Beschreibung des r-Prozesses, den man auf Supernova-Explosionen zurückführt, ist man weitgehend auf theoretische Modelle angewiesen, da die beteiligten Kerne weitab der Stabilitätsgrenze liegen und experimentellen Untersuchungen nicht zugänglich sind.

Dagegen lassen sich die Eigenschaften der am s-Prozeß beteiligten Kerne gut im Labor untersuchen. Insbesondere sind für eine ganze Reihe von Kernen die Neutroneneinfangquerschnitte und  $\beta$ -Zerfallsraten bekannt. Es zeigt sich, daß das Produkt aus Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  und Häufigkeit  $N$  im Sonnensystem eine glatte Funktion der Massenzahl  $A$  ist. Diese Funktion läßt sich mit einem phänomenologischen Modell, das über den ganzen Massenbereich von  $A = 56$  bis hin zu  $A = 210$  nur 4 freie Parameter enthält, gut beschreiben (36). Eine solche Beschreibung ist allerdings auf den s-Prozeß, der vor langer Zeit zur Bildung der solaren Materie beitrug, beschränkt.

Nun bleibt zunächst zu fragen, in welcher Phase der Sternentwicklung diese Synthese überhaupt stattfand. Zum einen benötigt man für den s-Prozeß eine Neutronenquelle und zum andern die bereits gebildeten Kerne der Eisengruppe als Ausgangsmaterial. Neutronen können bei einigen Fusionsreaktionen mit Helium frei werden. Aufgrund ihrer Wirkungsquerschnitte kommen hierbei die Reaktionen  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)$  und  $^{13}\text{C}(\alpha, n)$  am meisten in Betracht. Beides sind mögliche Nebenreaktionen im Verlauf des Helium-Brennens, bei dem der Stern seine Energie aus der  $3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$  Reaktion bezieht. Diese Sterne befinden sich im Stadium eines roten Riesen.

Die Elemente der Eisengruppe, die Ausgangspunkt der s-Prozeß-Synthese sind, werden jedoch erst in einem späteren Entwicklungsstadium des Sterns gebildet. Die Synthese kann daher nur in Sternen der zweiten Generation, die ihrerseits aus den Verbrennungsprodukten früherer Sterne entstanden sind, stattfinden. Nun kann man danach fragen, zu welchem Zeitpunkt – oder nach wieviel Prozessen der Sternentstehung und Neuformation – die Ausgangsmaterie für unser Sonnensystem gebildet wurde.

Der Erfolg der phänomenologischen Beschreibung des s-Prozesses mit einer gut bekannten Funktion  $\sigma N(A)$  läßt erwarten, daß auch die ursprünglich gebildete Häufigkeit  $N$  eines radioaktiven langlebigen Kerns zu berechnen ist. Aus einem Vergleich mit der heute beobachteten Häufigkeit im Sonnensystem kann man dann auf den Anteil der bereits zerfallenen Kerne schließen und über das Zerfallsgesetz ein mittleres Alter bestimmen.

Der Kern  $^{176}\text{Lu}$  scheint für eine solche Anwendung besonders gut geeignet, denn er wird ausschließlich im s-Prozeß gebildet und hat eine lange  $\beta^-$ -Halbwertszeit von 36 Milliarden Jahren. Da es sich um einen reinen s-Kern handelt, kann man die quantitative Beschreibung des s-Prozesses voll auf  $^{176}\text{Lu}$  anwenden. Die Halbwertszeit ist groß genug, damit der Kern während des Syntheseprozesses als stabil angesehen werden kann. Sie liegt andererseits in der Größenordnung des relevanten Zeitraums zwischen der Formation des Sonnensystems vor 4,6 Milliarden Jahren und der Entstehung des Weltalls durch den Urknall vor etwa 20 Milliarden Jahren.

Die Berechnung der s-Prozeß-Häufigkeit von  $^{176}\text{Lu}$  wird allerdings durch die Existenz des Isomers  $^{176\text{m}}\text{Lu}$  erschwert. Dieser isomere Zustand mit 123 keV Anregungsenergie zerfällt ausschließlich über  $\beta^-$ -Zerfall in  $^{176}\text{Hf}$  mit einer Halbwertszeit von 3,7 Stunden. Beim Neutroneneinfang an  $^{175}\text{Lu}$  entsteht dieses Isomer viel häufiger als der langlebige Grundzustand.

Setzt man voraus, daß die beiden Kernzustände  $^{176(\text{g})}\text{Lu}$  und  $^{176\text{m}}\text{Lu}$  überhaupt nicht elektromagnetisch gekoppelt sind, so kann man die s-Prozeß-Häufigkeit von  $^{176}\text{Lu}$  unter Einbezug des *partiellen* Neutroneneinfangquerschnitts in den Grundzustand berechnen. Der partielle Einfangquerschnitt in das Isomer erklärt dann die Bildung von  $^{176}\text{Hf}$  im s-Prozeß.

Nun ist ein solcher Ansatz völlig gerechtfertigt, wenn man nur die beiden niedrigsten Kernzustände in  $^{176}\text{Lu}$  betrachtet. Der korrespondierende elektromagnetische Übergang müßte die Multipolarität E6 haben. Aus theoretischen Abschätzungen folgt eine  $\gamma$ -Halbwertszeit dieses Übergangs von deutlich mehr als einer Million Jahren, so daß der  $\beta^-$ -Zerfall mit 3,7 Stunden Halbwertszeit in jedem Fall überwiegt.

In der heißen stellaren Umgebung des s-Prozeß Szenariums muß jedoch ein zusätzlicher Effekt, der unter terrestrischen Bedingungen überhaupt nicht stattfinden könnte, berücksichtigt werden. Die Temperatur im Sterninnern ist so hoch, daß bereits ein Teil der angeregten Kernzustände durch Absorption hochenergetischer Photonen im

thermischen Spektrum populierte werden kann. Nun kann es vorkommen, daß hierdurch ein Kern aus dem isomeren 123 keV Zustand in einen höher angeregten Zustand versetzt wird. Dieser Zustand braucht jedoch nicht notwendigerweise ins Isomer zurückzuerfallen, vielmehr ist auch ein Übergang zum Grundzustand denkbar. Durch solch einen Effekt wäre die Population von Isomer und Grundzustand temperaturabhängig. Insbesondere könnte dadurch eine Umverteilung der resultierenden  $^{176}\text{Lu}$  und  $^{176}\text{Hf}$  Häufigkeiten erfolgen.

Voraussetzung für das Auftreten solch einer thermisch beeinflussten Kopplung ist die Existenz angeregter Kernzustände, die in Grundzustand *und* Isomer zerfallen und deren Anregungsenergie noch eine signifikante Population bei s-Prozeß-Temperaturen zuläßt. Solche Zustände waren bisher experimentell nicht bekannt, obwohl bereits recht umfangreiche Niveauschemata erstellt wurden.

Die Zielsetzung dieser Arbeit ist es daher, das Niveauschema von  $^{176}\text{Lu}$  soweit zu vervollständigen, daß die Existenz von Mittlerniveaus zwischen Grundzustand und Isomer entweder bis zu einer bestimmten Energie völlig ausgeschlossen werden kann, oder aber diese Niveaus experimentell zu bestimmen. Auf dieser Grundlage kann dann der Einfluß solcher Niveaus – falls sie vorhanden sind – auf die s-Prozeß-Synthese von  $^{176}\text{Lu}$  quantitativ behandelt werden. Dies setzt voraus, daß *alle* Niveaus bis zu einem bestimmten Energiebereich vollständig bekannt sind.

Den größten Teil dieser Arbeit nimmt daher die experimentelle Absicherung eines sehr umfangreichen Niveauschemas ein. Erst auf dieser experimentellen Basis können die für den s-Prozeß wesentlichen Informationen extrahiert werden. Im letzten Abschnitt der Arbeit wird dann die s-Prozeß-Verzweigung an  $^{176}\text{Lu}$  untersucht und die Frage beantwortet, ob dieser Kern für die Bestimmung des Zeitpunkts der Synthese solaren Materials geeignet ist – oder ob sich beim Auftreten thermischer Effekte andere wichtige Informationen über den s-Prozeß gewinnen lassen.

## 1.2 Kernphysikalische Einführung: Anregungszustände von uu-Kernen

Die angeregten Zustände eines deformierten Kerns lassen sich approximativ durch zwei verschiedene, voneinander entkoppelte Anregungsmechanismen beschreiben: innere Anregungszustände und kollektive Anregungen. Der wichtigste kollektive Anregungsmechanismus bei niedrigen Energien ist die Rotation des gesamten Kerns senkrecht zu seiner Symmetrieachse. Dieses Modellbild setzt eine konstante Kerndeformation voraus und geht auf Bohr und Mottelson zurück (1).

Da die Rotationsbewegung senkrecht zur Symmetrieachse erfolgt, ändert sie eine vorhandene Komponente des Gesamtdrehimpulses in Richtung der Symmetrieachse nicht. Diese Projektion des Gesamtdrehimpulses auf die Symmetrieachse wird als K-Quantenzahl bezeichnet. Sie charakterisiert die Drehimpulskomponente aus der inneren Anregung des Kerns. Zu jedem festen Wert von  $K \neq 0$  ergibt sich eine Rotationsbande, deren Mitglieder den Gesamtdrehimpuls  $I = K, K + 1, K + 2, \dots$  haben. Die hieraus abgeleiteten Energieeigenwerte (1) lauten:

$$E_I = \frac{\hbar^2}{2\Theta} I(I + 1) + E_0 \quad (1.1) \quad ;$$

hierbei ist  $\Theta$  das als konstant angenommene Trägheitsmoment des Kerns.

Die innere Anregung kommt bei einem uu-Kern wie  $^{176}\text{Lu}$  durch die beiden ungepaarten Nukleonen zustande. Sie setzt sich zusammen aus zwei Einteilchenanregungen und einer zusätzlichen Restwechselwirkung der beiden Nukleonen untereinander. Die Einteilchenzustände lassen sich durch das Nilsson-Modell (2) beschreiben. Hierin werden die ungepaarten Nukleonen durch einen Satz von drei festen Quantenzahlen charakterisiert.

Die Drehimpulse von ungepaartem Proton und Neutron können parallel oder antiparallel koppeln. Zu jeder Zweiteilchenkonfiguration ergeben sich somit zwei verschiedene resultierende Gesamtdrehimpulse aus der inneren Anregung und damit zwei verschiedene K-Quantenzahlen. Die Energieeigenwerte für die beiden Drehimpulskopplungen sind ebenfalls unterschiedlich. Diese Energieaufspaltung resultiert aus der Restwechselwirkung zwischen den ungepaarten Nukleonen und wird als Gallagher - Moszkowski Aufspaltung bezeichnet (3). Eine ausführliche theoretische Abhandlung der Restwechselwirkung findet sich in Boisson et al. (4).

Das Anregungsspektrum von  $^{176}\text{Lu}$  setzt sich demnach aus Rotationsbanden zusammen. Jede Rotationsbande wird charakterisiert durch die Nilsson-Konfigurationen der beiden ungepaarten Nukleonen sowie die K-Quantenzahl und Parität, die sich aus der Drehimpulskopplung ergibt.

Einen Sonderfall stellen die  $K=0$  Banden dar. Anders als bei gg-Kernen enthält eine solche Rotationsbande auch Mitglieder mit ungeradem Drehimpuls  $I$ . Analog zu den  $K \neq 0$  Banden erhält man wieder die Folge  $I = K, K+1, K+2, \dots$ , jedoch ist die Energieabfolge gestört. Als Folge der Restwechselwirkungen sind in einer solchen Bande die Mitglieder mit ungeradem Drehimpuls gegenüber denen mit geradem Drehimpuls verschoben. Diese Energieverschiebung wurde erstmals von Newby quantitativ behandelt (5) und wird deshalb auch als Newby-Verschiebung bezeichnet.

Die aufgezeigten Modellvorstellungen lassen zunächst nur eine näherungsweise Beschreibung des Anregungsspektrums zu. So wurde in dieser einfachen Darstellung die Coriolis-Wechselwirkung, die innere Anregung und Rotation koppelt, außer acht gelassen. Weiterhin läßt sich nicht jeder Rotationsbande eindeutig ein Proton-Neutron Paar mit fester Nilsson-Konfiguration zuordnen, vielmehr können andere Konfigurationen in der quantenmechanischen Wellenfunktion beigemischt sein.

Experimentelle Untersuchungen können die Niveauenergien sowie Spin und Parität eindeutig festlegen. Bestimmte Experimente erlauben ferner Rückschlüsse auf die inneren Anregungsstrukturen und führen zur Klassifikation der Rotationsbanden. Bei der letzteren Zuordnung ist jedoch eine gewisse Modellabhängigkeit enthalten.

### 1.3 Ergebnisse früherer Messungen an $^{176}\text{Lu}$ und Problemstellung dieser Arbeit

Die bisherigen Untersuchungen zum Niveauschema von  $^{176}\text{Lu}$  erfolgten zum einen in Experimenten mit geladenen Teilchen und zum anderen in der Beobachtung der elektromagnetischen Übergänge nach Neutroneneinfang. Die Teilchentransferreaktionen sind selektive Messungen, durch sie werden nur Energieniveaus mit einer besonders ausgezeichneten inneren Kernstruktur erfaßt.

So wird bei der Reaktion  $^{175}\text{Lu} (d,p) ^{176}\text{Lu}$  ein ungepaartes Neutron dem Kern zugefügt und die Energie der auslaufenden Protonen gemessen. Wird bei dieser Reaktion der  $^{176}\text{Lu}$  Kern in einem angeregten Zustand gebildet, so hat das auslaufende Proton eine geringere Energie als wenn der  $^{176}\text{Lu}$  Kern im Grundzustand entsteht. Somit lassen sich aus dem Energiespektrum der auslaufenden Protonen Energieniveaus in  $^{176}\text{Lu}$  bestimmen. Das ungepaarte Proton im  $^{176}\text{Lu}$  Kern wird durch diese Transferreaktion nicht unmittelbar beeinflußt. Daher populierte die (d,p) Reaktion solche Zustände im Kern, bei denen das ungepaarte Proton die gleiche Konfiguration hat wie im Grundzustand des Kerns. Bei der Reaktion  $^{177}\text{Hf} (t,\alpha) ^{176}\text{Lu}$  wird dagegen ein Proton aus dem Targetkern abgestreift. Hier werden solche Kernzustände in  $^{176}\text{Lu}$  direkt bevölkert, bei denen das ungepaarte Neutron sich in der Grundzustandskonfiguration befindet. Beide Messungen erlauben somit Rückschlüsse auf die inneren Anregungszustände.

Eine andere Art von Experimenten sind die Neutroneneinfangreaktionen. Beim thermischen Neutroneneinfang  $^{175}\text{Lu} + n_{th}$  wird zunächst ein hochangeregter Compoundkern gebildet. Dieser zerfällt anschließend über eine Kaskade von  $\gamma$ -Übergängen. Dabei werden alle tiefliegenden Energieniveaus, deren Spin sich nicht zu sehr von dem des Compoundkerns unterscheidet, populierte. Für den  $^{176}\text{Lu}$  Compoundkern ergeben sich Spin und Parität  $I^\pi = 3^+$  oder  $4^+$ . Niveaus mit Spin  $I$  zwischen 2 und 5 können daher über primäre  $\gamma$ -Übergänge der Multipolarität E1 oder M1 bevölkert werden. Im weiteren Verlauf der  $\gamma$ -Kaskade werden dann auch Niveaus mit Spin zwischen  $I = 1$  und  $I = 6$  durch Übergänge kleiner Multipolarität bevölkert.

Eine Messung der Reaktion  $^{175}\text{Lu} (n_{th}, \gamma)$  ist daher nicht selektiv. Innerhalb des genannten Spinbereichs werden alle Kernzustände unabhängig von ihrer inneren Struktur bevölkert. Hier liegt der entscheidende Unterschied zu den Transferreaktionen, bei denen nur solche Niveaus mit besonders ausgezeichneter Kernstruktur erfaßt werden. Die Kombination beider Meßmethoden ist nun die Grundlage für die



Aufstellung eines Niveauschemas, das sowohl alle Anregungszustände erfaßt als auch Informationen über die Kernstruktur der gefundenen Niveaus enthält.

Ein erstes umfassendes Niveauschema von  $^{176}\text{Lu}$  das auf der Kombination verschiedener Meßmethoden beruht, wurde von Minor et al. (6) aufgestellt. In dieser Arbeit wurden die Reaktionen  $^{175}\text{Lu} (n_{th}, \gamma)$  und  $(n_{th}, e^-)$  mit Halbleiterdetektoren untersucht. Sowohl hochenergetische primäre  $\gamma$ -Übergänge als auch die niederenergetischen  $\gamma$ -Übergänge wurden gemessen. Für die stärkeren niederenergetischen  $\gamma$ -Quanten wurde zusätzlich eine Koinzidenzmessung durchgeführt. Minor et al. (6) kombinierten ihre Ergebnisse mit denen einer früheren (d,p)-Messung (7) sowie einer  $(n_{th}, \gamma)$  Präzisionsmessung mit einem Kristallspektrometer (8).

Dieses Schema wurde kurz darauf von Balodis et al. (9) auf der Basis verbesserter Kristallspektrometerdaten für die Reaktion  $^{175}\text{Lu} (n_{th}, \gamma)$  und einer hochauflösenden Konversionselektronenmessung erweitert. Die umfangreiche Arbeit von Balodis et al. (9) enthält 5 gut etablierte Rotationsbanden mit insgesamt 31 Niveaus sowie 8 weitere Niveaus, die als weniger gut abgesichert galten und deren Kernstruktur nicht immer zugeordnet werden konnte.

Der Grundzustand von  $^{176}\text{Lu}$  resultiert aus der parallelen Spinkopplung des ungepaarten Protons mit Spin, Parität  $I^\pi = 7/2^+$  der Nilsson-Konfiguration [404] an das ungepaarte Neutron der Konfiguration  $7/2^-$  [514]. Hieraus ergibt sich für den Gesamtkern  $I^\pi = 7^-$ ,  $K = 7$ . Der erste angeregte Zustand entsteht aus der antiparallelen Spinkopplung der beiden ungepaarten Nukleonen in der gleichen Konfiguration, hieraus folgt  $K = 0$ . Aufgrund der Newby-Verschiebung gerader und ungerader Spinmitglieder in  $K = 0$  Banden ist jedoch nicht das  $I^\pi = 0^-$ , sondern das  $I^\pi = 1^-$  Mitglied der niedrigste Zustand dieser Bande und damit das erste angeregte Niveau.

Ein elektromagnetischer Übergang von diesem Niveau zum Grundzustand muß nach den Auswahlregeln die Multipolarität E6 haben. Seine Übergangswahrscheinlichkeit ist so klein, daß er nicht beobachtet wird. Das erste angeregte Niveau ist ein Isomer, das ausschließlich durch  $\beta^-$ -Zerfall in  $^{176}\text{Hf}$  umgewandelt wird.

Alle sicher zugeordneten  $\gamma$ -Übergänge von Balodis et al. (9) gehören zu einer  $\gamma$ -Kaskade, die bei diesem Isomer endet. Nur zwei schwache Übergänge zum Grundzustand wurden vorgeschlagen, galten jedoch als nicht gut abgesichert. Alle abgesicherten Energieniveaus in dieser Arbeit beziehen sich auf eine Referenzenergie

von 126,5 keV für das Isomer. Diese Referenzenergie selbst hat aber eine Unsicherheit von etwa 4 keV und beruht noch auf der Arbeit von Minor et al. (6).

Erst eine später durchgeführte  $^{177}\text{Hf}(t,\alpha)^{176}\text{Lu}$  Messung von Dewberry et al. (10) etablierte weitere Energieniveaus, die auch im Neutroneneinfang populiert werden und in den Grundzustand zerfallen. Zuordnungen der  $\gamma$ -Übergänge von Balodis et al. (9) zu solchen Niveaus wurden vorgeschlagen. Eine weitere Verbesserung brachte diese  $(t,\alpha)$ -Messung für die Bestimmung der Anregungsenergie des Isomers, sie wird mit  $123\pm 2$  keV angegeben.

Dennoch konnten auch in dieser Arbeit keine Niveaus angegeben werden, deren  $\gamma$ -Übergänge zweifelsfrei zum Isomer *und* zum Grundzustand führen.

In anderen Studien (11, 12) wurden Niveaus, die in den Grundzustand zerfallen, mit Hilfe von Coulomb-Anregung populiert. Auf diese Weise konnten viele angeregte Rotationsniveaus der Grundzustandsbande gut etabliert werden. Das Ergebnis einer neueren Arbeit (12) schlägt ferner einen  $I^\pi = 5^-$  Bandenkopf, der in den Grundzustand zerfällt, vor. Für all diese Niveaus waren jedoch keine Übergänge zum Isomer bekannt.

Somit ergab sich für  $^{176}\text{Lu}$  eine Situation, in der Grundzustand und Isomer wie zwei völlig verschiedene Kerne behandelt wurden. Das Niveauschema von  $^{176}\text{Lu}$  zerfiel in zwei Teilschemata, die beide recht umfangreich waren, jedoch konnten keinerlei  $\gamma$ -Übergänge *zwischen* diesen Niveauschemata zweifelsfrei zugeordnet werden.

Das Auftreten zweier Teilschemata, die so schwach gekoppelt sind, daß diese Kopplung bisher nicht nachgewiesen werden konnte, läßt sich als Folge der K-Auswahlregel (14) erklären. Alaga et al. (14) zeigten, daß sich aus der Separation der Kernwellenfunktion in einen Anteil für die intrinsische Anregung und einen Rotations-term folgende Regel ableiten läßt: Übergänge innerhalb einer Rotationsbande haben eine größere Übergangswahrscheinlichkeit als Übergänge zwischen verschiedenen Rotationsbanden, bei denen sich die innere Anregung des Kerns ändert. Die Übergänge zwischen verschiedenen Banden sind um so stärker behindert, je größer die Änderung der inneren Kernwellenfunktion ist. Die innere Struktur wird in diesem Modell wiederum durch die K-Quantenzahl charakterisiert. Die K-Auswahlregel fordert nun, daß die Multipolarität eines Übergangs wenigstens so hoch sein muß wie die Änderung der K - Quantenzahl.

Da das zugrunde gelegte Kernmodell eine Näherung darstellt, gilt diese Auswahlregel nicht streng. Vielmehr können auch sogenannte K-verbotene Übergänge auftreten, deren Übergangswahrscheinlichkeit ist jedoch reduziert. Drückt man die K-Verbotenheit als Differenz zwischen Änderung der K-Quantenzahl  $\Delta K$  und Multipolarität  $L$  aus, so sagt eine empirische Regel (15) folgenden Behinderungsfaktor  $\delta$  voraus:

$$\delta \simeq 10^{-2|\Delta K - L|} .$$

Der Faktor 2 im Exponenten stellt in jedem Fall nur eine Näherung dar. Systematische Untersuchungen aufgrund experimentell bekannter Übergangswahrscheinlichkeiten (16) bestätigen diese Regel grob, zeigen jedoch auch Streuungen des Behinderungsfaktors  $\delta$  um etwa 4 Größenordnungen für verschiedene Kerne. Zusätzlich wurden von Löbner (16) auch Behinderungsfaktoren für K-erlaubte Übergänge, bei denen sich die innere Struktur des Kerns ändert, festgestellt.

Wie bereits erwähnt koppeln in  $^{176}\text{Lu}$  die beiden energetisch tieflegendsten Nilsson-Konfigurationen von u-Neutron und u-Proton zu den Rotationsbanden mit  $K = 0$  und  $K = 7$ . Ist der direkte Übergang vom  $1^-$  Isomer zum  $7^-$  Grundzustand bereits wegen seiner hohen Multipolarität behindert, so bewirkt die K-Auswahlregel nun eine weitere Behinderung von im Prinzip möglichen Übergängen kleiner Multipolarität zwischen diesen beiden Rotationsbanden. So ist ein E2 Übergang vom  $I^\pi = 5^-$  Mitglied der  $K = 0$  Bande zum Grundzustand  $|\Delta K - L| = 5$  fach K-verboten. Man erwartet daher eine Übergangswahrscheinlichkeit, die um einen Faktor von etwa  $10^{-10}$  behindert ist.

Alle Niveaus, die in der Arbeit von Balodis et al. (9) als sicher etabliert gelten, haben die K-Quantenzahl 1 oder 0. Übergänge von diesen Niveaus zum  $K = 7$  Grundzustand sind demzufolge alle stark K-verboten oder müßten eine hohe Multipolarität haben. Daher erwartet man für alle diese Niveaus eine geringe  $\gamma$ -Übergangswahrscheinlichkeit zum Grundzustand und es ist erklärbar, daß nur die konkurrierenden stärkeren Übergänge zum  $K = 0$  Isomer experimentell verifiziert wurden.

Energieniveaus, deren  $\gamma$ -Zerfallskaskade sowohl im Grundzustand als auch im Isomer endet, sollten eine mittlere K-Quantenzahl, also  $K = 3, 4$  oder  $5$  haben. Solche Niveaus werden aufgrund der bisherigen Kenntnis des Niveauschemas in Übereinstimmung mit semiempirischen Modellrechnungen (17) erst bei Anregungsenergien oberhalb  $\simeq 600$  keV erwartet. In der experimentellen Arbeit von Balodis et al. (9) werden bei Energien zwischen 630 keV und 730 keV vier Bandenköpfe mit

$K^\pi = 4^+, 5^+, 3^-$  und  $4^-$  vorgeschlagen. Alle Mitglieder dieser Banden galten jedoch als weniger gut etabliert und die Zuordnung der korrespondierenden  $\gamma$ -Übergänge erfolgte nur zum Isomer.

Als Verbindungsniveaus zum Grundzustand wurde durch eine  $(t,\alpha)$ -Messung (10) einerseits ein  $K^\pi = 6^-$  Niveau bei 564 keV etabliert, andererseits auf Basis einer Coulombanregungsmessung (12) eine  $K^\pi = 5^-$  Bande bei  $\simeq 870$  keV. Alle diese Niveaus weisen auf eine Verbindung der ursprünglich getrennten Teilniveauschemata über K-erlaubte oder nur schwach K-verbotene Übergänge kleiner Multipolarität hin. Ihre Anregungsenergien liegen allerdings bereits so hoch, daß die RISØ-Kristallspektrometermessung (9) zu unempfindlich für einen Nachweis direkter Übergänge zum Grundzustand war.

Die Zielsetzung dieser Arbeit ist eine Etablierung von Verbindungsniveaus zwischen Grundzustand und Isomer durch den Nachweis der korrespondierenden  $\gamma$ -Übergänge. Die Reaktion  $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)^{176}\text{Lu}$  ist für diesen Nachweis besonders gut geeignet, da vom Einfangzustand mit  $I^\pi = 3^+$  oder  $4^+$  direkt solche Niveaus mit mittlerem Spin und mittlerer K-Quantenzahl populiert werden.

Eine im Vergleich zu früheren Arbeiten (9) verbesserte  $(n,\gamma)$ -Meßtechnik steht an den Kristallspektrometern GAMS1,2,3 am Hochflußreaktor des Instituts Laue-Langevin (ILL) in Grenoble zur Verfügung (18). Mit diesen Instrumenten konnten  $\gamma$ -Übergänge in  $^{176}\text{Lu}$  bis zu Energien von etwa 1 MeV mit hoher Auflösung gemessen werden. Analog zu der Arbeit von Balodis et al. (9) diente eine zusätzliche Messung der Konversionselektronen zur Bestimmung der Multipolaritäten. Das Magnetspektrometer BILL am ILL Grenoble ist so konzipiert, daß eine mit dem  $(n,\gamma)$ -Experiment vergleichbare Energieauflösung erzielt wird (19).

Um die Zuordnung der  $\gamma$ -Übergänge in ein Niveauschema gut absichern zu können, erfolgte am ILL zusätzlich eine Messung von  $\gamma$ - $\gamma'$ -Koinzidenzen mit zwei Germanium Detektoren.

Eine Untersuchung der  $(d,p)$ -Transferreaktion am Tandem Beschleuniger der TU München (20) hatte primär das Ziel, die Anregungsenergie des  $I^\pi = 1^-$  Isomers genau zu bestimmen. Die Daten aus diesem Experiment waren außerdem ein wichtiges Hilfsmittel bei der Zuordnung hochenergetischer angeregter Niveaus.

## 2. Experimente am ILL Grenoble

### 2.1 Die (n, $\gamma$ )-Messungen mit den Grenobler Kristallspektrometern

#### 2.1.1 Eigenschaften des Instruments

Die Kristallspektrometer GAMS1,2,3 sind von Koch et al. (18) ausführlich beschrieben worden. An dieser Stelle erfolgt daher nur ein kurzer Abriß des instrumentellen Aufbaus und der inzwischen durchgeführten Verbesserungen.

Das Targetmaterial für die (n, $\gamma$ )-Reaktion ist in einer Reaktorposition mit einem Neutronenfluß von  $\approx 5,5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  montiert. Die Beobachtung der emittierten  $\gamma$ -Strahlung nach Neutroneneinfang erfolgt von zwei gegenüberliegenden Seiten eines horizontal den Reaktor durchlaufenden Strahlrohrs. Am einen Ende dieses Strahlrohrs ist das Spektrometer GAMS1, das zur Messung von  $\gamma$ -Energien unterhalb  $\approx 400 \text{ keV}$  dient, aufgebaut. Am gegenüberliegenden Ende des Strahlrohrs befinden sich die Spektrometer GAMS2 und GAMS3, mit denen  $\gamma$ -Energien oberhalb  $\approx 200 \text{ keV}$  gemessen werden.

Bei jedem der drei Teilinstrumente wird die vom Target kommende  $\gamma$ -Strahlung an einem gekrümmten Kristall gebeugt und anschließend mit einem  $\gamma$ -Detektor nachgewiesen. Als Nachweisdetektoren wurden bei GAMS2 und GAMS3 Na(I)-Szintillatoren eingesetzt, bei GAMS1 ein neu eingebauter Germanium-Detektor (27).

Der Zusammenhang zwischen Beugungswinkel  $\varphi$  und Energie der  $\gamma$ -Strahlung ist durch das Bragg'sche Gesetz beschrieben:

$$E_{\gamma} = \frac{n hc}{2d \sin \varphi}$$

wobei  $n$  die Reflexionsordnung und  $d = 246 \text{ pm}$  die Gitterkonstante des Quarzkristalls ist.

Von einem Interferometer gesteuert werden Kristall und Nachweisdetektor in sehr kleinen Winkelschritten gedreht. Für jeden Interferometerschritt lassen sich  $n$  Beugungsordnungen simultan im Detektor registrieren. Die Energien für die verschiedenen Reflexionsordnungen unterscheiden sich laut dem Brechungsgesetz um ein ganzzahliges Vielfaches. Die niedrigen Beugungsordnungen können daher mit der

Energieauflösung des Nachweisdetektors klar voneinander getrennt werden. Mit den Na(I)-Detektoren bei GAMS2,3 wurden so die ersten 5 Ordnungen simultan registriert, mit dem Germanium-Detektor bei GAMS1 die ersten 7 Ordnungen. Für höhere Beugungsordnungen nimmt die Reflektivität des Kristalls stark ab, so daß kein  $\gamma$ -Nachweis mit ausreichender Zählrate möglich ist.

Die Energieauflösung des Gesamtsystems wird nicht durch die Nachweisdetektoren, sondern allein durch die Winkelauflösung  $\Delta\varphi$  bestimmt. Sie errechnet sich aus dem Bragg'schen Gesetz zu:

$$\Delta E_{\gamma} = \frac{E_{\gamma}^2 2d}{n hc} \cos \varphi \Delta\varphi .$$

Die erreichbare Winkelauflösung wird im wesentlichen von den Eigenschaften des gekrümmten Kristalls, aber auch von der Probendicke und dem Aufbau des mechanischen Systems bestimmt. Für das Spektrometer GAMS1 ist die mögliche Winkelauflösung durch den Kristall zu  $\Delta\varphi = 1,1''$  (Bogensekunden) festgelegt. In Routine-messungen wird normalerweise eine Auflösung von etwa  $3''$  erreicht (18). Bei der Messung  $^{175}\text{Lu} (n,\gamma) ^{176}\text{Lu}$  betrug die Auflösung  $1,8''$  bei Energien oberhalb  $\approx 100$  keV und verschlechterte sich bei kleinen Energien geringfügig auf  $2,2''$ . Die hieraus resultierende Energieauflösung ist in Tabelle 1 zusammengestellt.

Die Spektrometer GAMS2,3 für die Messung höherer  $\gamma$ -Energien haben Kristalle mit höherer Winkelauflösung. Der Abstand vom Kristall zum Target (fokale Länge) beträgt bei diesen Spektrometern 24 m gegenüber 5,8 m bei GAMS1. Der Einfluß der Targetdicke auf die Winkelauflösung ist dadurch wesentlich reduziert. Die beiden Spektrometer GAMS2 und GAMS3 sind identisch gebaut und beobachten die  $\gamma$ -Quelle symmetrisch zur Strahlrohrachse unter dem Winkel  $+\varphi$  und  $-\varphi$ . Durch geeignete Summation beider Meßspektren können so die störenden Effekte kleinster Quellenbewegungen eliminiert werden. Die erreichbare Winkelauflösung wird von Koch et al. (18) mit  $\Delta\varphi = 0,8''$  angegeben. Dieser Wert wurde in der  $^{175}\text{Lu} (n,\gamma) ^{176}\text{Lu}$  Messung noch übertroffen und lag für GAMS2 zwischen  $0,59''$  und  $0,62''$  und für GAMS3 zwischen  $0,61''$  und  $0,64''$ . Hieraus ergibt sich die in Tabelle 1 zusammengestellte Energieauflösung.

Bereits bei Energien von 150 keV, die mit GAMS2,3 nur in der ersten Beugungsordnung gemessen werden, ist die Energieauflösung höher als mit GAMS1 in 2. Ordnung. Unterhalb 200 keV ist jedoch die Nachweisempfindlichkeit von

GAMS1 deutlich größer. Oberhalb  $\approx 400$  keV erfolgt die Messung von  $\gamma$ -Linien mit hoher Empfindlichkeit und Auflösung in der 2. Ordnung mit GAMS2,3. Mit GAMS1 läßt sich dieser Energiebereich zwar noch mit vergleichbarer Auflösung in 5. Ordnung messen, jedoch ist die Nachweisempfindlichkeit dann wesentlich kleiner. Für Energien zwischen 150 keV und 400 keV ist es daher zweckmäßig, die Meßergebnisse von GAMS1 und GAMS2,3 zu kombinieren. Energien unterhalb 150 keV werden ausschließlich mit GAMS1 gemessen. Oberhalb 400 keV beziehen sich alle Meßwerte nur auf GAMS2,3.

**Tabelle 1: Energie- und Winkelauflösung der GAMS-Spektrometer.** Die Energieauflösung  $\Delta E$  bezieht sich für GAMS1 immer auf die 2. Reflexionsordnung, bei GAMS2/3 ist die Reflexionsordnung  $n$  in der Tabelle mit aufgeführt.

E [keV]	Spektrometer GAMS1		Spektrometer GAMS2/3		
	$\Delta\varphi$	$\Delta E$ [eV]	$\Delta\varphi$	$\Delta E$ [eV]	n
65	2,2"	9			
100	1,8"	17			
120	1,8"	25			
150	1,7"	37	0,7"	30	1
200	1,7"	65	0,7"	54	1
300	1,7"	150	0,62"	53	2
450	1,7"	320	0,62"	120	2
600			0,60"	210	2
800			0,60"	370	2
1000			0,60"	570	2

## 2.1.2 Die Messungen an zwei Lutetium - Isotopen

Zur Messung der Reaktion  $^{175}\text{Lu} (n,\gamma) ^{176}\text{Lu}$  wurde als Targetmaterial  $\simeq 30$  mg  $\text{Lu}_2\text{O}_3$  der Anreicherung 99,8%  $^{175}\text{Lu}$ , 0,2%  $^{176}\text{Lu}$  eingesetzt. Der thermische Neutroneneinfangquerschnitt von  $^{175}\text{Lu}$  wird in der Literatur (13) mit  $\sigma = 23$  b angegeben. Neutroneneinfang an  $^{176}\text{Lu}$ , das zu 0,2% im Target vorhanden ist und auch während der Messung gebildet wird, führt zum unerwünschten Auftreten von  $\gamma$ -Linien aus der Folgereaktion  $^{176}\text{Lu} (n,\gamma) ^{177}\text{Lu}$ . Der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion ist mit  $\sigma = 2100$  b (13) sehr hoch, so daß intensive Linien aus dem Nachbarkern  $^{177}\text{Lu}$  im gemessenen Spektrum zu erwarten sind.

Zur Unterscheidung dieser Linien wurde eine zweite Messung mit angereichertem  $^{176}\text{Lu}$  durchgeführt. Das Target bestand aus 10 mg  $\text{Lu}_2\text{O}_3$  der Anreicherung 27,1%  $^{176}\text{Lu}$ , 72,9%  $^{175}\text{Lu}$ . Bei Normierung der  $\gamma$ -Intensitäten auf die Übergänge aus der Reaktion  $^{175}\text{Lu} (n,\gamma) ^{176}\text{Lu}$  sollten in dieser zweiten Messung die Übergänge aus der Reaktion  $^{176}\text{Lu} (n,\gamma) ^{177}\text{Lu}$  etwa 190 mal stärker erscheinen als bei der ersten Messung mit angereichertem  $^{175}\text{Lu}$ . Allerdings bleibt dieser Intensitätsfaktor nicht konstant, denn in dem hohen Neutronenfluß tritt ein merklicher Abbrand des  $^{176}\text{Lu}$  Targetmaterials ein. Entsprechend erschienen die  $^{177}\text{Lu}$ -Übergänge am Ende der Messung mit nur noch 23% der Anfangsintensität. Für  $^{175}\text{Lu}$  tritt dagegen kein merklicher Abbrand ein, da der Wirkungsquerschnitt viel kleiner ist. Auch bei der Messung mit angereichertem  $^{175}\text{Lu}$  war ebenfalls noch ein Abbrand des 0,2%  $^{176}\text{Lu}$  Anteils festzustellen. Während einer Meßzeit von drei Wochen verringerte sich die Intensität der  $^{177}\text{Lu}$ -Übergänge um die Hälfte.

Starke Übergänge in  $^{177}\text{Lu}$ , die mehrfach gemessen wurden, lassen sich daher schon durch den zeitlichen Intensitätsverlauf erkennen. Andererseits liegt die Intensitätserhöhung in der Messung mit angereichertem  $^{176}\text{Lu}$ -Target zwischen etwa 40 bis 380 in Abhängigkeit von dem Zeitpunkt der Messung. Dieser Faktor ist groß genug, um Einzellinien aus  $^{177}\text{Lu}$  und  $^{176}\text{Lu}$  zu trennen.

Bei der hohen Liniendichte im  $\gamma$ -Spektrum treten jedoch auch Überlagerungen von Linien aus den beiden verschiedenen Isotopen auf. Werden die Linien nicht mehr aufgelöst, erhöht sich die Intensität eines solchen Doubletts in der zweiten Messung ebenfalls. Der Unterscheidungsfaktor ist jedoch kleiner als bei einzelnen  $^{177}\text{Lu}$ -Linien. Eine gemessene Intensitätsüberhöhung von  $\simeq 80$  kann somit einerseits eine klare  $^{177}\text{Lu}$ -Linie bedeuten, die durch Abbrand bereits geschwächt ist, andererseits aber auch einen Übergang in  $^{176}\text{Lu}$ , der teilweise von einem  $^{177}\text{Lu}$ -Übergang über-



lagert ist. Solche  $\gamma$ -Linien wurden in die Liste der Übergänge in  $^{176}\text{Lu}$  noch miteinbezogen und als mögliche  $^{177}\text{Lu}$ -Linien gekennzeichnet.

Neben  $\gamma$ -Übergängen in  $^{177}\text{Lu}$  erscheinen noch einige Linien aus anderen Nachbarkernen bei der Messung mit angereichertem  $^{175}\text{Lu}$ . So führt in dem hohem Neutronenfluß am ILL auch doppelter Neutroneneinfang an dem 0,2%  $^{176}\text{Lu}$ -Anteil zu meßbaren  $\gamma$ -Linien. Ihre Intensität nimmt im Laufe der Meßzeit zu, da  $^{177}\text{Lu}$  aufgebaut wird. Auch diese Übergänge erscheinen bei der Messung mit angereichertem  $^{176}\text{Lu}$  deutlich überhöht.

Ein Beispiel für den doppelten Neutroneneinfang ist die Beobachtung des 93,184 keV Übergangs in  $^{178}\text{Hf}$ , das aus dem  $\beta$ -Zerfall von  $^{178}\text{Lu}$  entsteht. Dieser Linie ist noch ein Übergang in  $^{176}\text{Lu}$  überlagert. Dies folgt aus einem Vergleich mit der Messung von B. Maier in RISØ (8). Bei diesem Experiment war der Neutronenfluß um einen Faktor 10 kleiner und der doppelte Neutroneneinfang folglich um einen Faktor 100 unterdrückt. Dennoch erscheint auch in diesem Meßspektrum eine Linie bei fast der gleichen Energie, jedoch mit geringerer Intensität als bei der Messung am ILL. Für diesen Sonderfall wurde das Ergebnis der RISØ-Messung (8) übernommen und mit den später beschriebenen Konversionselektronendaten kombiniert.

### 2.1.3 Meßspektren

Ein Ausschnitt des mit GAMS1 gemessenen  $\gamma$ -Spektrums ist in Abb. 2.1 wiedergegeben. Man erkennt die hohe Liniendichte, die auch bei der guten Energieauflösung des Kristallspektrometers zum Auftreten einiger unaufgelöster Doubletts führt.

Insgesamt wird in der ersten Beugungsordnung der Energiebereich von 30 keV bis 250 keV durchlaufen. Die größte Nachweisempfindlichkeit wird in der 2. Beugungsordnung erzielt, denn die Reflektivität des Kristalls ist in der 1. und 2. Ordnung etwa gleich groß, die Auflösung in der 2. Ordnung aber doppelt so hoch wie in der 1. Ordnung. In 3. und höherer Beugungsordnung nimmt die Reflektivität und Empfindlichkeit ab.

Viele mittelstarke Linien werden beim Durchlaufen des gesamten Winkelbereichs mehrmals in den verschiedenen Beugungsordnungen gemessen. Energie und Intensität eines  $\gamma$ -Übergangs ergeben sich dann aus dem Mittelwert der Meßergebnisse in den verschiedenen Ordnungen.

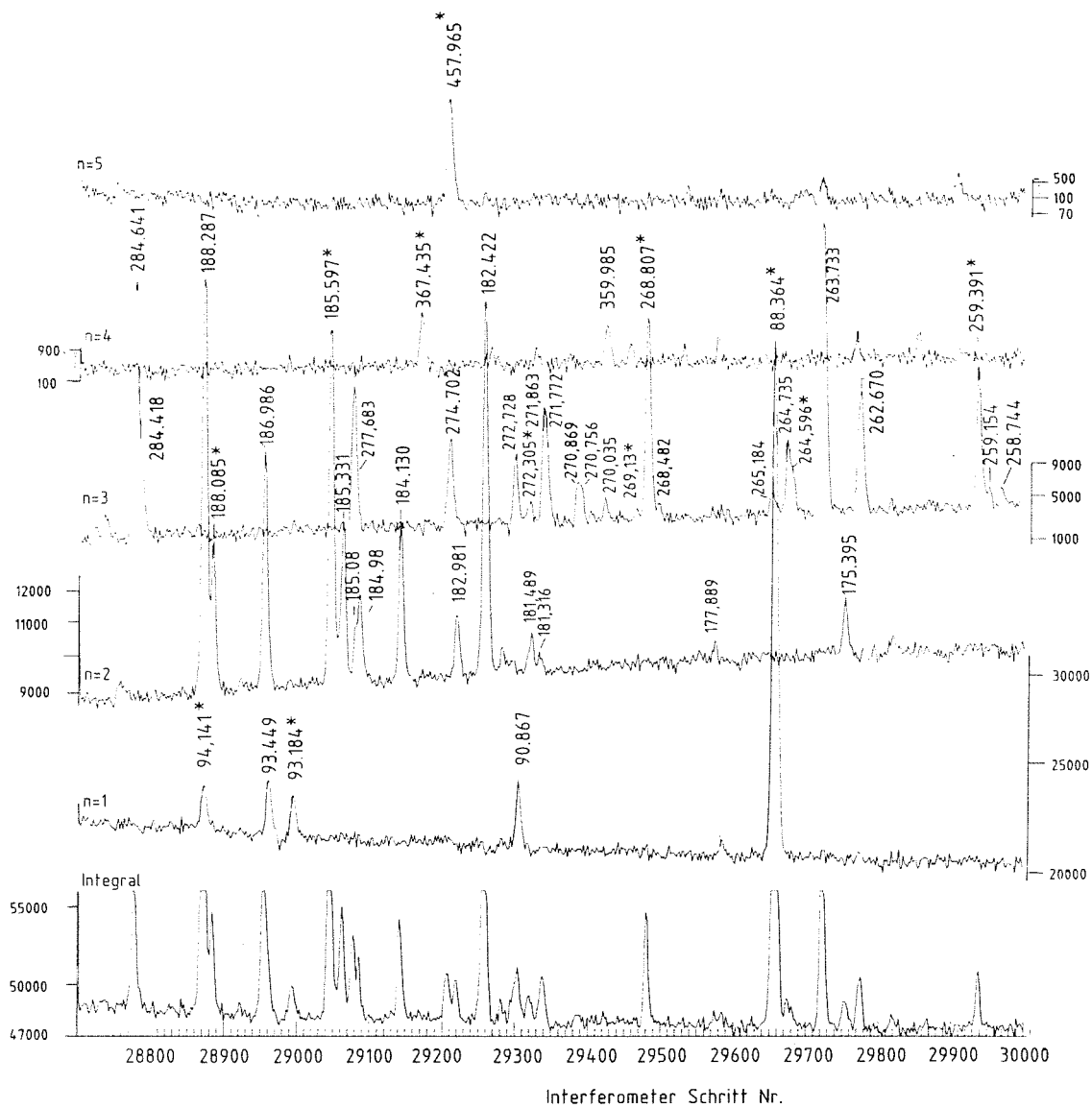


Abb. 2.1: Teil des GAMS1 Meßspektrums der Reaktion  $^{175}\text{Lu}(n,\gamma)^{176}\text{Lu}$ . Die Abszisse ist die laufende Nummer des Interferometerschritts und damit ein indirektes Maß für den Bragg-Winkel  $\varphi$ . Zu jedem Schritt ist in der 1. Ordinate die gesamte integrale Zählrate im Nachweisdetektor aufgetragen. Für jede Beugungsordnung  $n$  ist zusätzlich ein Energiefenster im Detektor gesetzt. Die Zahl der Pulse innerhalb dieser Energiefenster ist für die ersten 5 Beugungsordnungen als Funktion der Interferometerschritte übereinander aufgetragen. Zu den  $\gamma$ -Linien ist die Energie [keV], die sich nach Auswertung und Eichung ergibt, angegeben. Übergänge aus Nachbarkernen sind mit \* gekennzeichnet.

Das gleiche Datenaufnahme- und Auswerteverfahren wurde für die Spektrometer GAMS2,3 angewandt. Ein Bereich mit besonders hoher Liniendichte ist in Abb. 2.2 wiedergegeben. Hierin ist das in der 2. Beugungsordnung gemessene Spektrum für die Spektrometer GAMS2 und GAMS3 verglichen. Der Vergleich beider Spektren, die gleichzeitig und unabhängig voneinander aufgenommen wurden, erlaubt eine bessere Unterscheidung schwacher  $\gamma$ -Linien von Untergrundfluktuationen. Bereiche mit solch hoher Liniendichte wurden mehrmals gemessen und die jeweiligen Spektren separat ausgewertet.

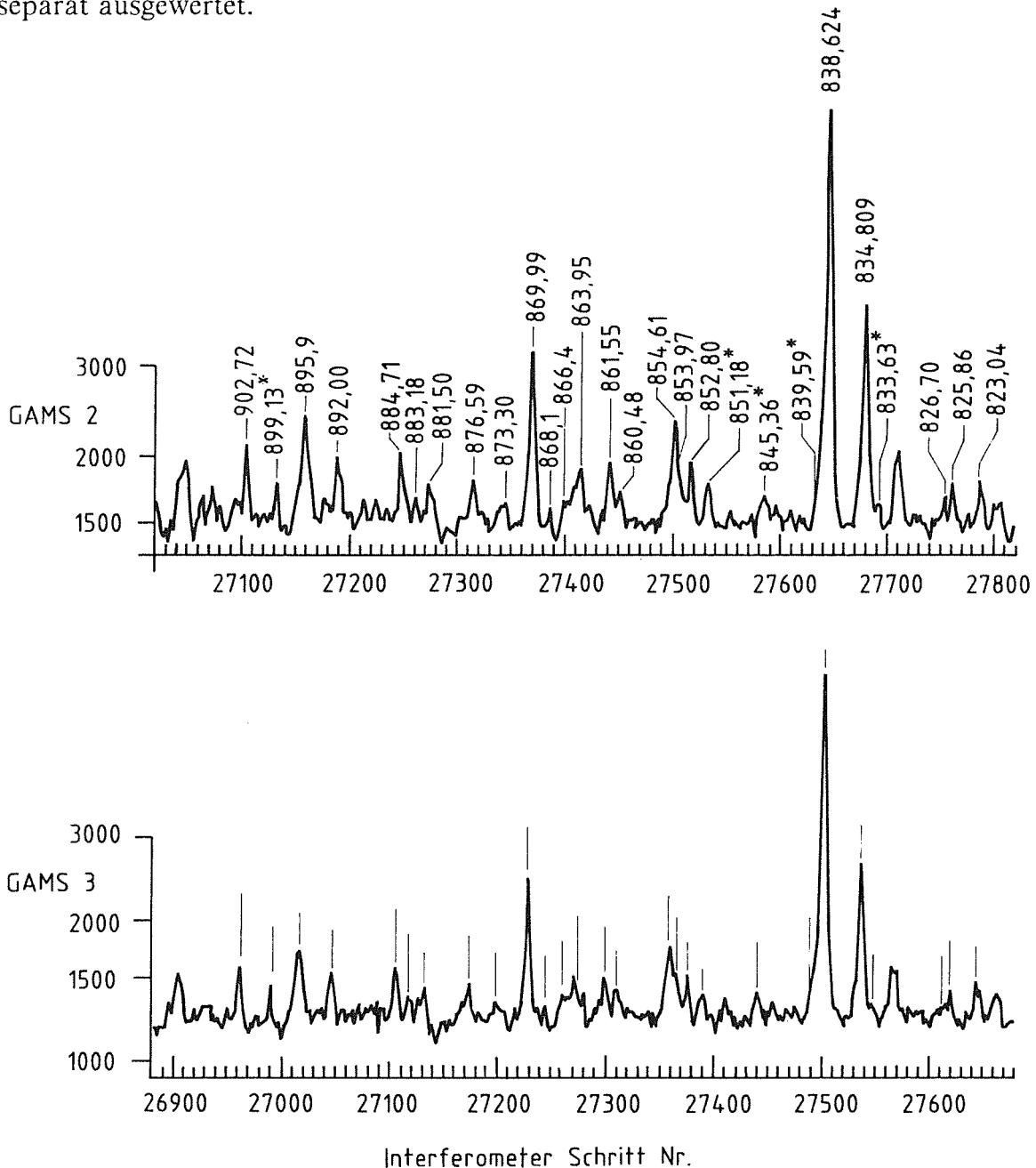


Abb. 2.2: Ausschnitt aus dem höherenergetischen Teil des  $\gamma$ -Spektrums gemessen mit GAMS2,3. Die Zahl der Pulse im Energiefenster für die 2. Beugungsordnung ist als Funktion der Interferometerschritte für beide Spektrometer übereinander aufgetragen.

Die hohe Liniendichte in  $^{176}\text{Lu}$  und die  $E_\gamma^2$ -Abhängigkeit der Auflösung führen dazu, daß oberhalb einer bestimmten Energie die Einzellinien nicht mehr voneinander getrennt werden können. Der Meßbereich in der nachweisempfindlichsten 2. Ordnung wurde daher auf Energien unterhalb etwa 1,1 MeV beschränkt. Der mit GAMS2,3 durchlaufene Winkelbereich entspricht in der 1. Beugungsordnung einem Energiebereich von 150 keV bis 550 keV.

Das Auflösungsvermögen der Spektrometer GAMS2,3 bei mittleren Energien läßt sich besonders gut an einem Multiplett bei 425 keV demonstrieren. In Abb. 2.3 erkennt man in der 1. Beugungsordnung eine breite komplexe Struktur bei dieser Energie. Durch Messung in höherer Ordnung erreicht man die Auflösung in Einzellinien, die sich in ein Niveauschema zuordnen lassen. Die Energieauflösung in der 3. Ordnung beträgt in diesem Bereich 70 eV.

Die Ergebnisse von GAMS1 und GAMS2,3 wurden im Energiebereich von 150 keV bis 400 keV miteinander kombiniert. Zur Energieeichung diente die  $K_{\alpha 2}$  Röntgenlinie in Lutetium, deren Energie von Bearden (22) mit

$$E = 52,9650 \text{ keV}$$

angegeben wird. Falls erforderlich, kann eine Umnormierung auf eine andere Referenzenergie durch Multiplikation aller angegebenen  $\gamma$ -Energien mit einem konstanten *Faktor* durchgeführt werden.

Für die gemessenen  $\gamma$ -Intensitäten wurde eine Normierung und Selbstabsorptionskorrektur durchgeführt. Eine erste Normierung auf die absolut gemessenen Intensitäten von Minor et al. (6) führte allerdings zu Inkonsistenzen bei der Populationsbilanz im abgesicherten Teil des Niveauschemas. Daraufhin wurde die Normierung so modifiziert, daß Isomer und Grundzustand zusammen nicht stärker als zu 100 % populiert werden können. Die Absorptionskorrektur bei Energien unterhalb 200 keV ist so gewählt, daß die Populationsbalance über starke niederenergetische Übergänge erfüllt ist. Ein Niveau darf also nicht stärker bevölkert werden, als es entvölkert wird.

Die Liste aller gemessenen  $\gamma$ -Übergänge ist mit den Ergebnissen aus der Konversionselektronenmessung kombiniert. Diese wird im folgenden beschrieben.

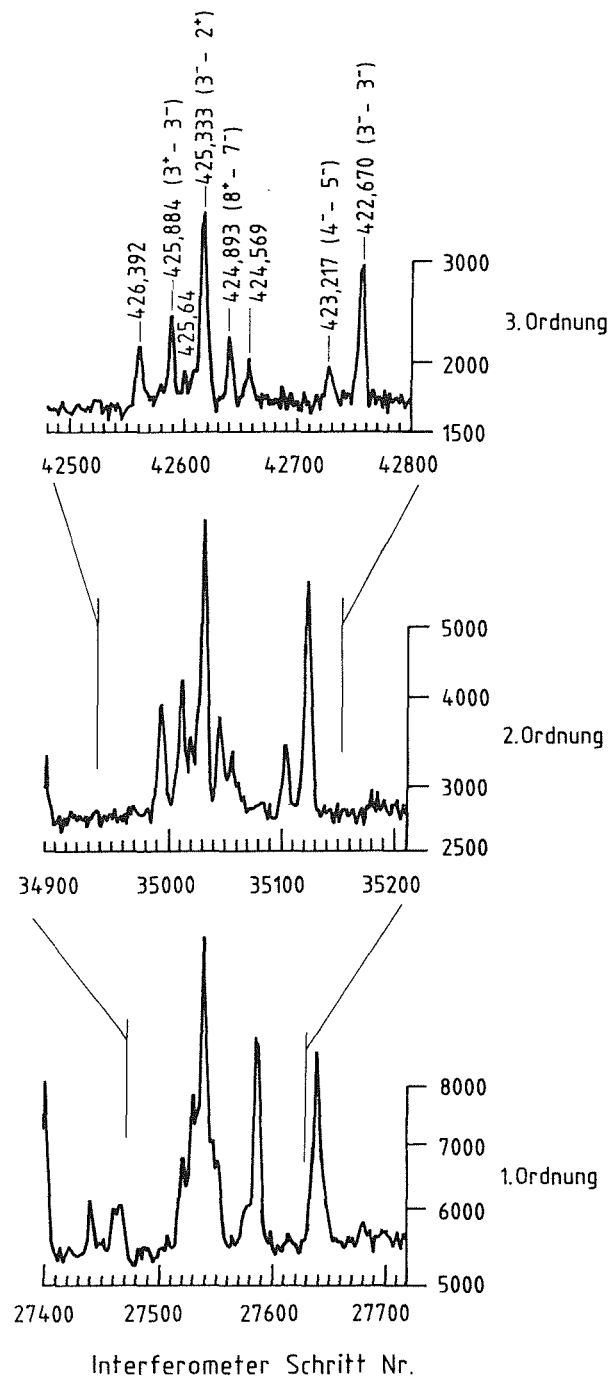


Abb. 2.3: Beispiel für die erreichbare Energieauflösung durch Messung in höherer Beugungsordnung. Das in erster Ordnung unauflöste Multiplett bei 425 keV wird in 2. Ordnung teilweise und in 3. Ordnung vollständig aufgelöst. Die Zuordnung der Einzellinien im Niveauschema ist nach der Übergangsenergie in Klammern angegeben.

## 2.2 Die Messung der Reaktion $^{175}\text{Lu}(n,e^-)^{176}\text{Lu}$ mit dem Magnetspektrometer BILL

### 2.2.1 Aufbau des Instruments

Der Aufbau des doppelfokussierenden Magnetspektrometers BILL zur hochauflösenden Messung von Konversionselektronen ist von Mampe et al. (19) beschrieben, es folgt an dieser Stelle eine kurze Zusammenfassung.

Das Spektrometer ist am Ende eines vertikalen evakuierten Strahlrohrs in der oberen Reaktorebene aufgebaut. Innerhalb des Strahlrohrs befindet sich das Target in einem Neutronenfluß von  $\approx 3,0 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Hauptbestandteile des Spektrometers sind zwei Eisenkernmagnete und ein Vieldrahtdetektor zum Nachweis der Elektronen.

Der erste Magnet mit einem Ablenkwinkel von  $58^\circ$  erzeugt ein kleines Zwischenbild von dem bis zu  $40 \text{ cm}^2$  großen Target. Der so fokussierte Elektronenstrahl wird im zweiten größeren Magneten um  $270^\circ$  abgelenkt. Dieser zweite Magnet ist für die Unterscheidung der Elektronen nach ihrem Impuls entscheidend. In seiner Fokalebene befindet sich der Detektor zum ortsempfindlichen Elektronennachweis.

Der Detektor basiert auf dem Prinzip des Proportionalzählers. In einer gemeinsamen Zählgasfüllung befinden sich 30 parallel nebeneinanderliegende Drähte, von denen jeder wie ein Einzeldetektor wirkt. Die Ortsauflösung ergibt sich daraus, welcher der 30 Drähte angesprochen hat. Mit diesem Detektor wird ein breiter Bereich des abgelenkten Elektronenstrahls gleichzeitig erfaßt. Aus der Ortsinformation und der Magnetfeldstärke erhält man die Impulsinformation.

Das Magnetfeld wird nun so variiert, daß ein Elektron mit Impuls  $p$  im 1. Meßschritt im 1. Draht des Detektors registriert wird und in den darauffolgenden Feldstärke-einstellungen nacheinander im 2. bis 30. Zähl draht. Die Spektren der Einzeldetektoren werden als Funktion der Magnetfeldstärke gespeichert. Nach der Messung lassen sich alle Einzelspektren unter Berücksichtigung der Impulsverschiebung aufaddieren. Jeder Meßpunkt im Summenspektrum entspricht daher 30 Einzelmessungen zu verschiedenen Zeitpunkten.

Die Impulsauflösung des Instruments beträgt in Routinemessungen  $\frac{\Delta p}{p} \approx 4 \cdot 10^{-4}$ .

Um diesen Wert zu erreichen, ist die Präparation sehr dünner Targets notwendig.

### 2.2.2 Targets für die $(n, e^-)$ -Reaktion

Die Wahl der Targetdicke ist zum einen durch die Linienverbreiterung bei dicken Targets und zum anderen durch den Wunsch nach möglichst großer Probenmasse bestimmt. Um hohe Auflösung und Empfindlichkeit über einen weiten Energiebereich zu ermöglichen, wurden daher zwei verschieden dicke Targets aus angereichertertem  $^{175}\text{Lu}$  hergestellt. Ein Target mit einer Massenbelegung von  $\approx 80 \mu\text{g}/\text{cm}^2 \text{Lu}_2\text{O}_3$  diente für die Messung von niederenergetischen Elektronen unterhalb etwa 250 keV mit hoher Auflösung. Das zweite Target mit  $\approx 250 \mu\text{g}/\text{cm}^2 \text{Lu}_2\text{O}_3$  erlaubt die Messung *höherer* Energien mit gesteigerter Empfindlichkeit, ohne daß eine merkliche Linienverbreiterung in diesem Bereich eintritt.

Zur Targetherstellung wurden 2 g angereichertes  $\text{Lu}_2\text{O}_3$  zu einer Tablette gepreßt und mit einem Elektronenstrahl verdampft. In der Bedampfungsanlage waren dünne Aluminium-Trägerfolien auf einer Grundplatte aus Aluminium montiert. Durch eine Maske auf jeder Folie wurde die Größe der bedampften Schicht festgelegt.

Im Tiegel der Bedampfungsanlage befand sich unter der Tablette mit angereichertertem Lutetiumoxid eine zweite Tablette mit der gleichen Menge natürlichem Lutetiumoxid. Ein zu rascher Materialverbrauch konnte dadurch nur zu einer Verschlechterung der Anreicherung führen, nicht aber zu einer Verunreinigung der bedampften Schicht durch Auftreffen des Elektronenstrahls auf den Tiegel.

Die Homogenität und Schichtdicke der hergestellten Targets wurde mit der Methode der Rutherford-Rückstreuung von 2 MeV Protonen untersucht. Die Variation der Schichtdicke über die gesamte Fläche betrug maximal  $\pm 6\%$  (23). Die Targetpräparation wurde am Institut für nukleare Festkörperphysik des Kernforschungszentrums durchgeführt.

Zusammenfassend ergeben sich folgende Targeteigenschaften:

Target 1 :  $\approx 80 \mu\text{g}/\text{cm}^2 \text{Lu}_2\text{O}_3$  auf  $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  Aluminiumfolie,

Target 2 :  $\approx 250 \mu\text{g}/\text{cm}^2 \text{Lu}_2\text{O}_3$  auf  $1 \text{mg}/\text{cm}^2$  Aluminiumfolie,

Abmessungen der Trägerfolie: 14 cm  $\times$  4 cm,

Abmessungen der  $\text{Lu}_2\text{O}_3$  Schicht: 10 cm  $\times$  3 cm.

Die Anreicherung der Lutetiumoxidschicht ist  $< 99,8\%$   $^{175}\text{Lu}$ , da ein Teil des natürlichen Lutetiums (97,4%  $^{175}\text{Lu}$ ) mit aufgedampft wurde.

### 2.2.3 Messung und Ergebnisse

Mit dem  $80 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  Target wurde der Energiebereich von 16 keV bis 260 keV gemessen. Die Impulsschrittweite  $\frac{\Delta p}{p} = 1,37 \cdot 10^{-4}$  war so gewählt, daß nach 3 Meßschritten dieselbe Elektronenenergie im darauffolgenden Draht registriert wird. Die Meßzeit pro Schritt betrug 20 s. In Abb. 2.4 ist ein Teilbereich des gemessenen Spektrums wiedergegeben.

Die Liniendichte ist bei kleinen Energien höher als im korrespondierenden  $\gamma$ -Spektrum, da zu jedem mittelstarken  $\gamma$ -Übergang die K-, L- und M-Konversionselektronen nachgewiesen werden. Die Konversionselektronen aus den 3 L-Unterschalen können klar voneinander getrennt werden. Nicht immer lassen sich jedoch die Elektronen aus verschiedenen  $\gamma$ -Übergängen und Unterschalen noch so gut trennen, wie es in Abb. 2.4 für eine K- und eine benachbarte  $L_1$ -Linie demonstriert ist.

Für kleiner werdende Energien erhält man eine asymmetrische Linienform, die auf den Energieverlust von Elektronen im Target zurückzuführen ist. Diese Linienform läßt sich gut durch eine asymmetrische Gauß'sche Form mit einem zusätzlichen exponentiellen Abfall auf der niederenergetischen Seite beschreiben (18, 24).

Der zweite Teil der Messung mit dem  $250 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  Target erfaßt den Energiebereich von 100 keV bis 840 keV. Zunächst wurde der Energiebereich von 100 keV bis 760 keV mit 17 s bis 20 s Meßzeit pro Schritt durchlaufen. Nach einer Entmagnetisierung wurde die Messung im gleichen Energiebereich wiederholt. Ein Vergleich beider Spektren ergab, daß keine Energieverschiebung stattfand. Daher wurden die Meßergebnisse aufsummiert und die Summenspektren ausgewertet.

Der Energiebereich von 760 keV bis 840 keV wurde zur Steigerung der Sensitivität 5 mal mit 25 s Meßzeit pro Schritt gescannt. Bei einem solchen Scan erhöht man das Magnetfeld zunächst mit normaler Schrittweite bis zur Einstellung der Maximalenergie und reduziert das Feld in der gleichen Schrittweite wieder bis zur Minimalenergie. Eine Entmagnetisierung findet nicht statt. Das Summenspektrum über diesen Multiscan (Abb. 2.5) zeigt, daß eine gute Sensitivität für höherenergetische Elektronen ohne Verlust an Energieauflösung erreicht wurde.

Die beste Impulsauflösung wird bei hohen Energien erreicht und beträgt dort

$$\frac{\Delta p}{p} = 3,8 \cdot 10^{-4} .$$



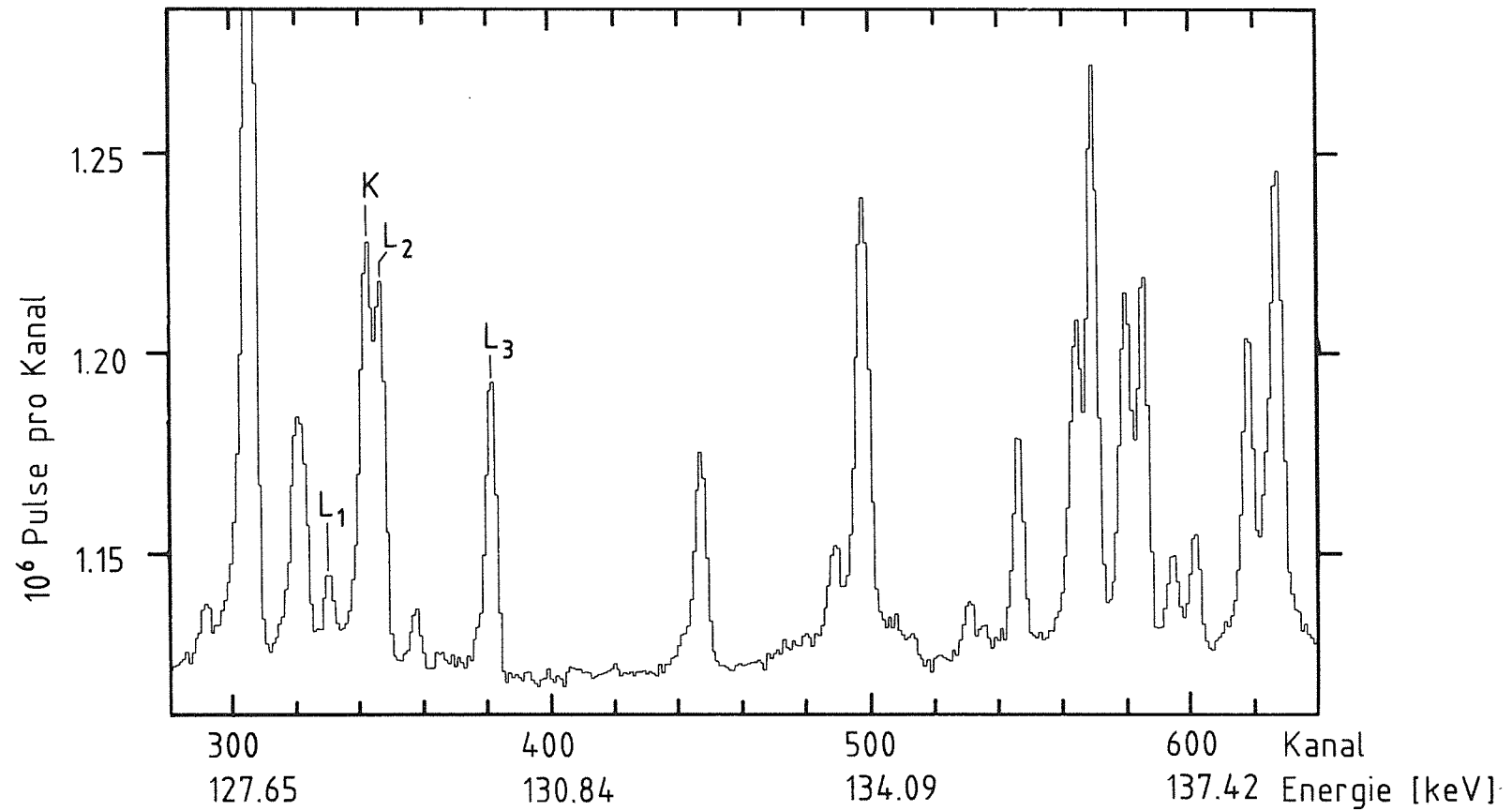


Abb. 2.4: Ausschnitt aus dem Konversionselektronenspektrum, das mit dem  $80 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  Target aufgenommen wurde. Die markierten L-Konversionselektronen stammen alle aus dem E2-Übergang mit  $E_\nu = 139,383 \text{ keV}$ . Die ebenfalls markierte K-Linie gehört zum E1-Übergang mit  $E_\nu = 192,212 \text{ keV}$ . Der Abstand zwischen der  $L_2$  und der K-Linie beträgt  $140 \text{ eV}$ .

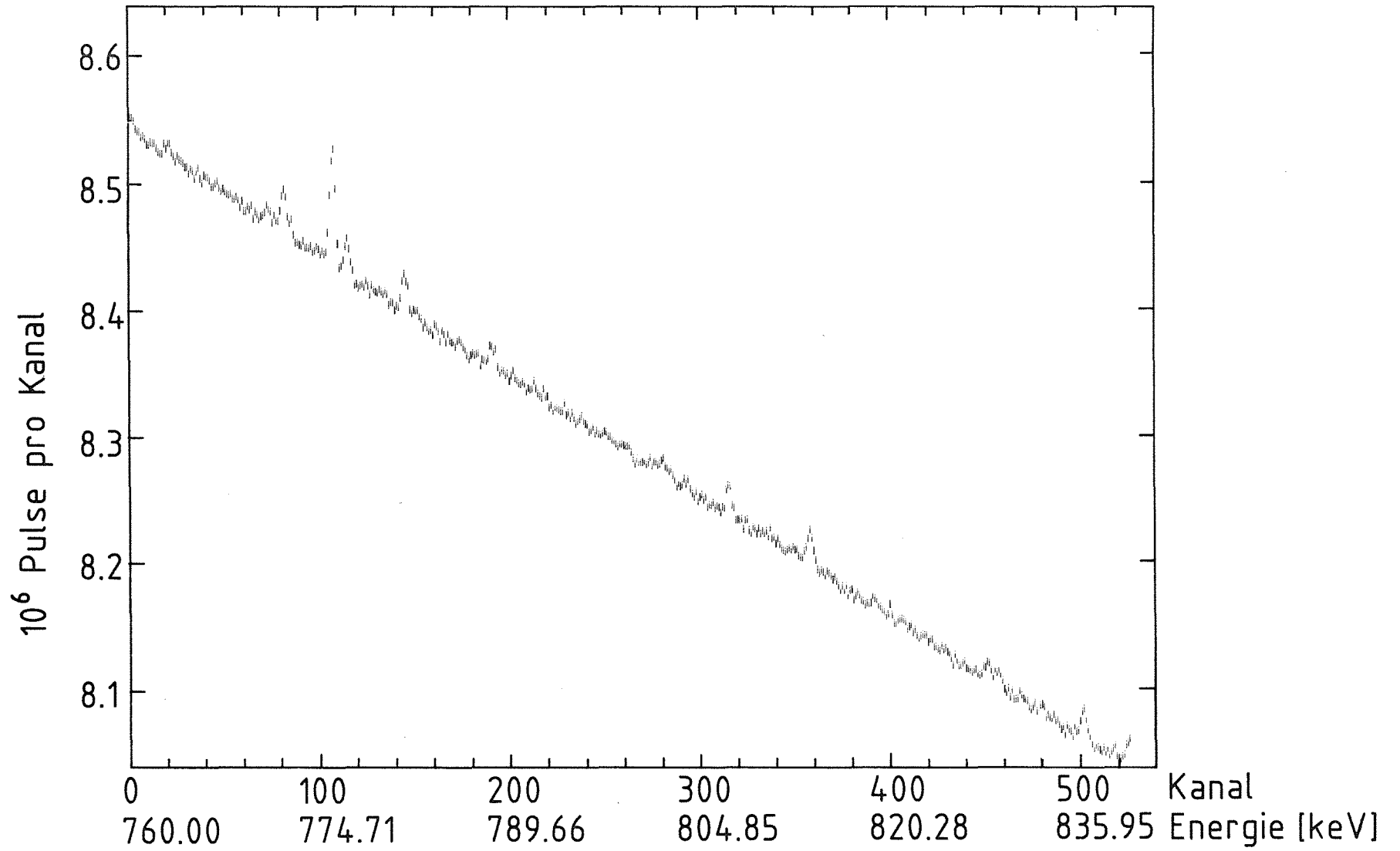


Abb. 2.5: Ausschnitt aus dem Konversionselektronenspektrum für höhere Energien.

Für kleinere Energien verschlechtert sich dieser Wert wegen der Abbremsung der Elektronen im Target. Die Energieauflösung errechnet sich aus der relativistischen Energie-Impuls Beziehung zu

$$\Delta E = \frac{\Delta p}{p} \frac{(E + 2mc^2) E}{E + mc^2} .$$

Die erzielte Energieauflösung ist in Abb. 2.6 als Funktion der Elektronenenergie dargestellt. Als Maß für die Auflösung dient hierbei die Halbwertsbreite des gaußförmigen Linienanteils.

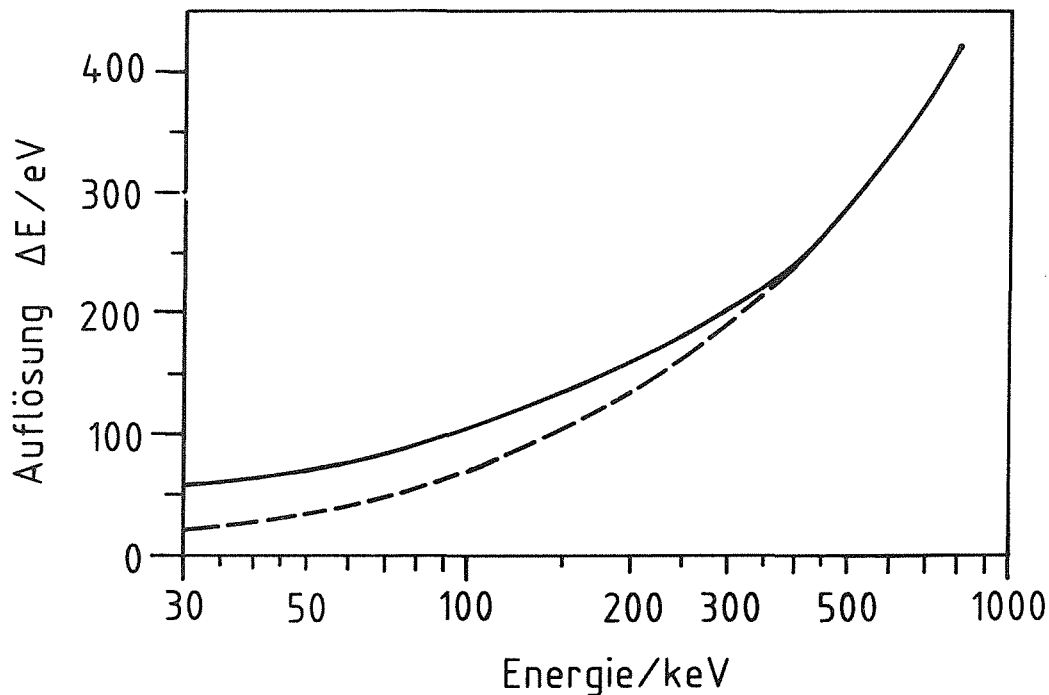


Abb. 2.6: Energieauflösung für die Messung der Konversionselektronen. Die durchgezogene Linie bezieht sich unterhalb 250 keV auf die Messung von L-Elektronen mit dem 80  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  Target und für höhere Energien auf das 250  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  Target. Die Energieauflösung zu einer konstanten Impulsauflösung  $\frac{\Delta p}{p} = 3,8 \cdot 10^{-4}$ , wie sie bei hohen Energien erreicht wird, ist zum Vergleich gestrichelt gezeichnet.

Im Bereich 100 keV bis 260 keV, der mit beiden Targets gemessen wurde, ergibt sich mit dem 250  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  Target die höchste Empfindlichkeit. Durch die stärkere Abbremsung der Elektronen ist die Auflösung bei Energien um 100 keV jedoch erheblich schlechter. Wegen der durchweg hohen Liniendichte wurden die Meßergebnisse mit dem dickeren Target daher erst für Energien oberhalb 170 keV berücksichtigt.

Die Energieeichung erfolgte separat für jedes Meßspektrum mit Hilfe der  $\gamma$ -Energien aus der Kristallspektrometermessung und der bekannten Elektronenbindungsenergien (25).

### 2.3 Die Kombination der $(n,\gamma)$ und $(n,e^-)$ Messung

Die Ergebnisse der Messungen der  $\gamma$ -Übergänge und zugehörigen Konversionselektronen sind in Tabelle 2 zusammengefaßt. Hierin sind alle gemessenen Übergänge in  $^{176}\text{Lu}$  berücksichtigt. Übergänge, die eindeutig aus Nachbarkernen stammen, sind hier nicht enthalten, sondern in Tabelle 3.

Zu jedem  $\gamma$ -Übergang werden alle in der Messung erfaßten Konversionselektronen aufgelistet. Für jede Schale S ist die Summe aus Elektronenbindungsenergie  $E_s$  und gemessener Konversionselektronenenergie  $E_e$  zum Vergleich mit der  $\gamma$ -Energie  $E_\gamma$  angegeben.

Das Zeichen + vor einer  $\gamma$ -Energie bedeutet, daß dieser Übergang im Niveauschema zugeordnet ist.

Die Intensität der  $\gamma$ -Übergänge wird als Zahl der Übergänge pro 100 eingefangene Neutronen angegeben. Diese Angabe bedeutet, daß Grundzustand und Isomer von  $^{176}\text{Lu}$  im aufgestellten Niveauschema zu  $\approx 100\%$  populiert werden. Da nicht alle Übergänge in diese zwei tieflegendsten Zustände in der Zuordnung enthalten sein müssen, kann diese Art der Normierung zu einer Überschätzung der Intensitäten führen. Andererseits sind die hier angegebenen Intensitäten bereits etwas kleiner als die absolut gemessenen Intensitäten von Minor et al. (6), für die jedoch in der Publikation kein Fehler angegeben wurde.

Die in dieser Tabelle angegebenen Intensitätsfehler für  $\gamma$ -Linien und Konversionselektronen setzen sich jeweils aus dem statistischen Meßfehler und einem zusätzlich angenommenen systematischen Fehler von 10 %, der quadratisch addiert wurde, zusammen. Die Intensität der Elektronenlinien wurde auf die  $\gamma$ -Intensität so normiert, daß bekannte Multipolaritäten richtig reproduziert werden.

Hierzu wurden die theoretischen Konversionskoeffizienten mit dem Programm CATAR (26) berechnet. Für stärkere  $\gamma$ -Übergänge mit  $I_\gamma/100n > 1$  erfolgte eine

direkte Bestimmung mit diesem Programm, bei schwächeren Übergängen sind die angegebenen Konversionskoeffizienten interpoliert worden.

Die Bestimmung der Multipolarität geschieht durch Vergleich des experimentellen Konversionskoeffizienten  $\alpha = I_\nu/I_e$  mit den theoretisch berechneten Werten für die Multipolaritäten E1, E2 und M1. Experimentelle Konversionskoeffizienten, die auf höhere Multipolaritäten hinweisen, wurden nur in Ausnahmefällen gefunden und sind entsprechend kommentiert. Eine Bestimmung der Multipolarität kann besonders zuverlässig durchgeführt werden, wenn Elektronen aus mehreren Unterschalen gemessen wurden.

Bei Übergängen, die von Linien aus  $^{177}\text{Lu}$  überlagert sind, kann sich ein scheinbar erhöhter Konversionskoeffizient ergeben, da in der Elektronenmessung eine schlechtere  $^{175}\text{Lu}$  Anreicherung als in der  $\gamma$ -Messung verwendet wurde. Für solche überlagerten Übergänge, bei denen nur die Konversionselektronen aus der K-Schale gemessen wurden, ist daher eine Bestimmung der Multipolarität nicht möglich.

In der letzten Spalte der Tabelle sind überlagerte Konversionselektronenlinien und Anmerkungen zu den  $\gamma$ -Übergängen aufgeführt. Überlagerte Konversionslinien aus  $\gamma$ -Übergängen in Nachbarkernen, die nicht in dieser Tabelle aufgeführt sind, wurden mit einem Stern gekennzeichnet.

Die verwendeten Fußnoten haben folgende Bedeutung:

1) Der  $\gamma$ -Übergang ist stark von einer Linie aus einem Nachbarkern (in der Regel  $^{177}\text{Lu}$ ) überlagert oder resultiert nur aus diesem Nachbarkern.

Z) Zweifelhafte Linie: diese Linie liegt im  $\gamma$ -Spektrum an der Nachweisgrenze und ist statistisch nicht signifikant.

D) Dieser Übergang ist Teil eines Doublets, das vom  $\gamma$ -Spektrometer nicht mehr aufgelöst wurde, sondern als verbreiterte Linie erscheint. Energie und Intensität sind daher mit einer größeren Unsicherheit behaftet.

M) Die  $\gamma$ -Daten für diesen Übergang stammen aus der Messung von Maier (8).

Tabelle 2: Resultate der Messungen

 $^{175}\text{Lu}(n, \gamma)$  und  $(n, e^-) ^{176}\text{Lu}$ 

Teil 1

$E_\gamma$ [keV]	$\Delta E_\gamma$ [keV]	$\frac{I_\gamma}{100n}$	$\frac{\Delta I_\gamma}{I_\gamma}$ [%]	Kommentar	$E_\gamma$ [keV]	$\Delta E_\gamma$ [keV]	$\frac{I_\gamma}{100n}$	$\frac{\Delta I_\gamma}{I_\gamma}$ [%]	Kommentar
1130.372	0.095	0.37	12		988.526	0.087	0.13	17	
1120.053	0.111	0.21	15		986.608	0.082	0.20	12	
1093.980	0.127	0.20	15	1)	980.329	0.197	0.08	17	1)
1091.935	0.103	0.23	13		977.245	0.061	0.24	13	
1055.597	0.099	0.21	14		975.801	0.022	0.38	13	
1052.155	0.067	0.34	25		+972.481	0.035	0.22	20	
1048.832	0.064	0.24	20	1)	961.971	0.091	0.09	16	
1043.132	0.154	0.13	16		957.822	0.042	0.15	29	1)
1042.140	0.054	0.23	21		954.688	0.038	0.15	17	1)
1038.688	0.095	0.59	10	1)	+938.365	0.057	0.09	19	
1035.181	0.029	0.37	12		931.195	0.065	0.11	21	1)
+1032.365	0.043	0.24	11		928.351	0.101	0.09	34	1)
1028.604	0.109	0.13	16		926.681	0.031	0.24	17	
1026.443	0.064	0.16	12	1)	925.171	0.047	0.11	13	1)
1022.307	0.078	0.14	12	1)	+921.464	0.013	0.62	10	
1019.185	0.081	0.21	11		915.588	0.056	0.18	24	
1009.641	0.100	0.23	12	1)	913.700	0.074	0.09	26	
1005.600	0.039	0.23	12		909.976	0.054	0.28	16	
+1002.494	0.273	0.07	21	1)	+906.783	0.047	0.13	27	1)
+1000.753	0.073	0.13	14	1)	903.713	0.070	0.22	12	1)
999.492	0.099	0.15	15	1)	902.718	0.021	0.26	10	
995.159	0.092	0.12	17		896.068	0.035	0.35	38	D)
991.810	0.054	0.14	12						

Tabelle 2: Resultate der Messungen

 $^{175}\text{Lu} (n, \gamma)$  und  $(n, e^-) ^{176}\text{Lu}$ 

Teil 2

$E_\gamma$ [keV]	$\Delta E_\gamma$ [keV]	$\frac{I_\gamma}{100n}$	$\frac{\Delta I_\gamma}{I_\gamma}$ [%]	$E_e$ [keV]	$\Delta E_e$ [keV]	$\frac{I_e}{100n}$	$\frac{\Delta I_e}{I_e}$ [%]	Schale	$E_e + E_s$ [keV]	$\alpha$	$\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ [%]	$\alpha(E1)$ (theoretisch)	$\alpha(E2)$	$\alpha(M1)$	Multipolarität	Kommentar
895.403	0.160	0.15	25	832.286	0.063	0.0012	20	K	895.599	0.0083	32	0.0016	0.0041	0.0089		1) D)
893.304	0.098	0.09	19													1)
892.000	0.025	0.21	11	828.658	0.041	0.0021	14	K	891.971	0.0097	18	0.0017	0.0041	0.0090		1)
884.712	0.018	0.23	12													
883.183	0.050	0.10	24													
881.500	0.023	0.17	12													
873.299	0.041	0.11	12	809.883	0.092	0.0010	29	K	873.196	0.0090	31	0.0017	0.0043	0.0094		1)
+869.994	0.011	0.84	10	806.683	0.028	0.0031	12	K	869.997	0.0037	16	0.0017	0.0043	0.0095	E2	
+868.126	0.117	0.07	16													1)
866.374	0.099	0.05	25													
863.954	0.047	0.10	25													1)
861.554	0.021	0.18	10													
860.477	0.042	0.09	12													
855.212	0.065	0.09	17													1)
+854.614	0.023	0.33	10	791.142	0.111	0.0006	37	K	854.456	0.0018	39	0.0018	0.0045	0.010	E1	
853.970	0.035	0.15	12													
852.797	0.016	0.19	13													
848.555	0.102	0.13	16	785.272	0.075	0.0009	26	K	848.586	0.0069	30	0.0018	0.0045	0.010	(M1,E2)	
841.902	0.118	0.11	17													
+838.624	0.007	3.41	10	775.310	0.018	0.0115	10	K	838.624	0.0034	14	0.0019	0.0046	0.010	E2	
				827.792	0.042	0.0020	14	L <sub>1</sub>	838.663	0.0006	17	0.0002	0.0006	0.0014		
+834.810	0.007	0.91	10	771.484	0.033	0.0043	13	K	834.798	0.0047	16	0.0019	0.0047	0.011	E2	
826.702	0.084	0.08	13	763.432	0.080	0.0009	28	K	826.746	0.010	31	0.0019	0.0048	0.011	M1	
825.860	0.026	0.13	18	762.570	0.044	0.0016	16	K	825.884	0.013	24	0.0019	0.0048	0.011	M1	

Tabelle 2: Resultate der Messungen

 $^{175}\text{Lu} (n, \gamma)$  und  $(n, e^-) ^{176}\text{Lu}$ 

Teil 3

$E_\gamma$ [keV]	$\Delta E_\gamma$ [keV]	$\frac{I_\gamma}{100n}$	$\frac{\Delta I_\gamma}{I_\gamma}$ [%]	$E_e$ [keV]	$\Delta E_e$ [keV]	$\frac{I_e}{100n}$	$\frac{\Delta I_e}{I_e}$ [%]	Schale	$E_e + E_s$ [keV]	$\alpha$	$\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ [%]	$\alpha(E1)$	$\alpha(E2)$	$\alpha(M1)$	Multipolarität	Kommentar
												(theoretisch)				
821.253	0.068	0.11	28	757.766	0.082	0.0016	27	K	821.079	0.014	39	0.0019	0.0048	0.011		1)
+818.914	0.109	0.10	17	755.675	0.096	0.0015	31	K	818.989	0.014	35	0.0019	0.0049	0.011	(M1)	
+816.719	0.018	0.31	12	753.296	0.067	0.0020	21	K	816.610	0.0066	24	0.0020	0.0049	0.011	(E2, M1)	
814.449	0.038	0.10	20													1)
812.324	0.065	0.20	12													1)
796.404	0.045	0.10	14													
794.449	0.041	0.08	40													
+792.746	0.054	0.10	15													1)
787.420	0.019	0.24	15	724.075	0.050	0.0029	17	K	787.389	0.012	23	0.0021	0.0053	0.012		1)
+786.808	0.135	0.10	30													
777.568	0.034	0.09	13													
+765.684	0.009	0.52	10	702.415	0.036	0.0069	13	K	765.728	0.013	16	0.0022	0.0056	0.013	M1	
747.937	0.012	0.30	11	684.728	0.054	0.0028	20	K	748.042	0.0092	23	0.0023	0.0059	0.014	(M1, E2)	
743.788	0.052	0.10	16													
739.918	0.026	0.11	14													
+736.422	0.021	0.18	30	672.843	0.087	0.0013	33	K	736.157	0.0075	44	0.0024	0.0061	0.014	(E2)	
735.404	0.034	0.12	35													
732.461	0.076	0.10	16													
730.936	0.040	0.43	21													
730.581	0.071	0.14	21													
+730.264	0.040	0.12	13													
+727.094	0.013	0.40	16			<0.002		K		<0.0050		0.0025	0.0063	0.015	(E1, E2)	
+724.636	0.053	0.13	13	661.011	0.093	0.0012	35	K	724.324	<0.0093	38	0.0025	0.0063	0.015	(E1, E2)	+L <sub>1</sub> 671.99



Tabelle 2: Resultate der Messungen

 $^{175}\text{Lu} (n, \gamma)$  und  $(n, e^-)$   $^{176}\text{Lu}$ 

Teil 4

$E_\gamma$ [keV]	$\Delta E_\gamma$ [keV]	$\frac{I_\gamma}{100n}$	$\frac{\Delta I_\gamma}{I_\gamma}$ [%]	$E_e$ [keV]	$\Delta E_e$ [keV]	$\frac{I_e}{100n}$	$\frac{\Delta I_e}{I_e}$ [%]	Schale	$E_e + E_S$ [keV]	$\alpha$	$\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ [%]	$\alpha(E1)$	$\alpha(E2)$	$\alpha(M1)$	Multipo- larität	Kommentar
												(theoretisch)				
+721.968	0.007	0.72	10	658.687	0.028	0.0088	19	K	722.001	0.012	21	0.0025	0.0063	0.015	M1	
				711.141	0.070	0.0018	25	L <sub>1</sub>	722.012	0.0025	27	0.0003	0.0008	0.0021		
719.571	0.053	0.13	13	656.449	0.046	0.0028	18	K	719.763	0.020	22	0.0025	0.0064	0.015		1)
712.817	0.021	0.15	16	649.459	0.075	0.0014	32	K	712.772	0.0095	35	0.0026	0.0065	0.016		1)
+709.555	0.006	0.74	11	646.235	0.019	0.0087	26	K	709.549	0.012	28	0.0026	0.0066	0.016	M1(+E2)	D)
+709.230	0.012	0.27	16	645.828	0.049	0.0023	50	K	709.142	<0.0082	52	0.0026	0.0066	0.016	(E2,E1)	D)
705.743	0.033	0.15	12	642.439	0.045	0.0033	18	K	705.753	0.022	22	0.0026	0.0067	0.016	(M1)	
704.299	0.063	0.09	16	640.996	0.098	0.0011	38	K	704.310	0.013	41	0.0026	0.0067	0.016	(M1,E2)	
+697.614	0.042	0.12	31	634.490	0.062	0.0019	25	K	697.804	0.016	40	0.0027	0.0068	0.016	(M1)	
696.023	0.025	0.20	15	632.713	0.048	0.0026	20	K	696.027	0.013	25	0.0027	0.0069	0.017	(M1,E2)	
692.295	0.022	0.22	16	629.020	0.050	0.0027	20	K	692.333	0.012	25	0.0027	0.0069	0.017	(M1,E2)	D)
691.872	0.016	0.28	14	628.550	0.038	0.0041	16	K	691.864	0.015	21	0.0027	0.0070	0.017	(M1,E2)	D)
691.056	0.018	0.18	21	627.704	0.050	0.0029	21	K	691.018	0.016	30	0.0027	0.0070	0.017	(M1)	
688.635	0.010	0.31	21	625.374	0.042	0.0039	17	K	688.688	0.013	27	0.0027	0.0070	0.017	(M1,E2)	
683.205	0.041	0.09	14													
680.961	0.040	0.10	14													
675.793	0.054	0.18	21	612.504	0.045	0.0027	20	K	675.818	0.014	29	0.0028	0.0073	0.018	(M1)	
675.114	0.037	0.17	28	611.820	0.043	0.0028	18	K	675.134	0.016	33	0.0028	0.0073	0.018	(M1)	
+673.878	0.064	0.16	26													
+672.655	0.101	0.07	17													
+671.992	0.007	0.48	11	608.673	0.025	0.0073	12	K	671.986	0.015	16	0.0029	0.0074	0.018	M1(+E2)	
				661.011	0.093	0.0012	35	L <sub>1</sub>	671.881	<0.0026	37	0.0004	0.0010	0.0025		+K 724.64
670.012	0.039	0.10	35	606.715	0.104	0.0014	42	K	670.029	0.014	55	0.0029	0.0075	0.018	(M1,E2)	
+669.327	0.132	0.05	21													



Tabelle 2: Resultate der Messungen

 $^{175}\text{Lu} (n, \gamma)$  und  $(n, e^-)$   $^{176}\text{Lu}$ 

Teil 6

$E_\gamma$ [keV]	$\Delta E_\gamma$ [keV]	$\frac{I_\gamma}{100n}$	$\frac{\Delta I_\gamma}{I_\gamma}$ [%]	$E_e$ [keV]	$\Delta E_e$ [keV]	$\frac{I_e}{100n}$	$\frac{\Delta I_e}{I_e}$ [%]	Schale	$E_e + E_S$ [keV]	$\alpha$	$\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ [%]	$\alpha(E1)$ (theoretisch)	$\alpha(E2)$	$\alpha(M1)$	Multipo- larität	Kommentar
+596.627	0.006	0.40	12	533.307	0.019	0.0090	11	K	596.621	0.022	17	0.0037	0.0097	0.025	M1	
+595.569	0.039	0.08	14													
594.341	0.032	0.09	13	530.927	0.043	0.0034	20	K	594.241	0.037	24	0.0037	0.0097	0.025		Z)
587.581	0.023	0.15	11													
586.086	0.029	0.13	12	522.685	0.050	0.0029	22	K	585.998	0.022	25	0.0038	0.010	0.026	(M1)	
582.646	0.037	0.08	14													
+581.608	0.046	0.08	21													
+578.743	0.017	0.25	13	515.417	0.022	0.0072	12	K	578.731	0.029	17	0.0039	0.010	0.027	M1	
+578.198	0.008	0.75	10	514.903	0.017	0.0212	10	K	578.217	0.028	15	0.0039	0.010	0.027	M1	
				567.310	0.050	0.0022	23	L <sub>1</sub>	578.180	0.0029	25	0.0005	0.0013	0.0037		
+573.563	0.026	0.08	13													
567.832	0.035	0.09	13	504.455	0.047	0.0025	21	K	567.769	0.028	25	0.0041	0.011	0.028	(M1)	
+566.990	0.015	0.41	12	503.719	0.020	0.0086	11	K	567.033	0.021	17	0.0041	0.011	0.028	(M1,E2)	
+565.241	0.009	0.28	11	501.900	0.026	0.0071	13	K	565.214	0.025	17	0.0041	0.011	0.028	M1	
+563.944	0.003	2.39	10	500.638	0.017	0.0712	10	K	563.952	0.030	14	0.0041	0.011	0.028	M1(+E2)	
				553.076	0.019	0.0102	11	L <sub>1</sub>	563.947	0.0043	15	0.0005	0.0014	0.0039		
				553.476	0.075	0.0017	31	L <sub>2</sub>	563.825	0.0007	32		0.0006	0.0003		
+562.556	0.033	0.09	12	499.119	0.044	0.0030	20	K	562.433	0.031	23	0.0042	0.011	0.029	(M1)	
+561.253	0.034	0.08	16													
+559.714	0.015	0.17	12	496.383	0.031	0.0041	16	K	559.696	0.024	19	0.0042	0.011	0.029	M1	
+559.157	0.033	0.09	13													
+558.237	0.019	0.21	11	494.991	0.029	0.0046	14	K	558.305	0.021	18	0.0042	0.011	0.029	(M1,E2)	
556.329	0.038	0.08	13													
+549.389	0.011	0.54	11	486.105	0.020	0.0168	11	K	549.419	0.031	16	0.0044	0.012	0.030	M1	
				538.541	0.030	0.0030	16	L <sub>1</sub>	549.412	0.0054	19	0.0005	0.0015	0.0042		

Tabelle 2: Resultate der Messungen

 $^{175}\text{Lu}(n, \gamma)$  und  $(n, e^-)$   $^{176}\text{Lu}$ 

Teil 7

$E_\gamma$ [keV]	$\Delta E_\gamma$ [keV]	$\frac{I_\gamma}{100n}$	$\frac{\Delta I_\gamma}{I_\gamma}$ [%]	$E_e$ [keV]	$\Delta E_e$ [keV]	$\frac{I_e}{100n}$	$\frac{\Delta I_e}{I_e}$ [%]	Schale	$E_e + E_s$ [keV]	$\alpha$	$\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ [%]	$\alpha(E1)$ (theoretisch)	$\alpha(E2)$	$\alpha(M1)$	Multipolarität	Kommentar
544.540	0.026	0.14	19													1)
539.691	0.025	0.07	14													
528.648	0.035	0.12	16													
+527.501	0.008	1.00	13	464.202	0.021	0.0280	10	K	527.516	0.028	17	0.0048	0.013	0.034	M1	
				516.649	0.034	0.0052	16	L <sub>1</sub>	527.520	0.0053	21	0.0006	0.0017	0.0046		
+527.174	0.020	0.17	15	463.797	0.029	0.0057	13	K	527.111	0.033	20	0.0048	0.013	0.034	M1	
+524.817	0.013	0.16	11	461.534	0.038	0.0047	18	K	524.848	0.030	21	0.0048	0.013	0.034	M1	
+520.404	0.037	0.15	12	457.085	0.051	0.0038	24	K	520.399	0.026	27	0.0049	0.013	0.035	(M1)	
514.702	0.034	0.09	16													1)
499.458	0.016	0.10	11	436.166	0.022	0.0046	13	K	499.480	0.048	17	0.0054	0.015	0.039		1)
+497.898	0.011	0.06	15													1)
497.568	0.012	0.06	15													
495.439	0.026	0.03	22													
493.710	0.006	0.21	10	430.396	0.019	0.0089	12	K	493.709	0.042	16	0.0055	0.015	0.040	M1	
492.591	0.069	0.04	16													
+491.365	0.008	0.17	12	428.058	0.025	0.0066	14	K	491.372	0.039	18	0.0056	0.015	0.040	M1	
490.296	0.239	0.02	23													1)
+487.819	0.023	0.07	15													
+487.149	0.027	0.05	13													
+485.006	0.006	0.11	10	421.701	0.028	0.0046	15	K	485.015	0.042	18	0.0057	0.016	0.042	M1	
+480.661	0.013	0.08	11	417.400	0.049	0.0032	24	K	480.714	0.041	26	0.0058	0.016	0.043	(M1)	
+479.756	0.006	0.12	11													
478.161	0.011	0.07	12	414.829	0.034	0.0041	18	K	478.142	0.058	21	0.0059	0.016	0.043	(M1)	
477.207	0.011	0.07	12	413.930	0.041	0.0032	21	K	477.244	0.045	25	0.0059	0.016	0.044	(M1, E2)	

Tabelle 2: Resultate der Messungen

 $^{175}\text{Lu} (n, \gamma)$  und  $(n, e^-) ^{176}\text{Lu}$ 

Teil 8

$E_\gamma$ [keV]	$\Delta E_\gamma$ [keV]	$\frac{I_\gamma}{100n}$	$\frac{\Delta I_\gamma}{I_\gamma}$ [%]	$E_e$ [keV]	$\Delta E_e$ [keV]	$\frac{I_e}{100n}$	$\frac{\Delta I_e}{I_e}$ [%]	Schale	$E_e + E_S$ [keV]	$\alpha$	$\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ [%]	$\alpha(\text{E1})$ (theoretisch)	$\alpha(\text{E2})$	$\alpha(\text{M1})$	Multipolarität	Kommentar
+473.276	0.043	0.03	24													1)
472.460	0.074	0.02	40													
+471.652	0.016	0.04	16													
470.410	0.017	0.05	17													
470.169	0.026	0.03	23													
+468.500	0.012	0.04	25													
467.372	0.024	0.05	20													
+466.107	0.017	0.02	24													
465.026	0.065	0.02	21													
464.007	0.018	0.08	21													
463.396	0.022	0.04	22													
461.671	0.012	0.05	16													
460.967	0.010	0.10	11	397.719	0.053	0.0025	28	K	461.033	0.025	30	0.0064	0.018	0.048	(E2)	
459.748	0.025	0.03	28													1)
459.094	0.019	0.05	17													
457.425	0.015	0.10	21													1)
453.471	0.034	0.04	14													
+452.990	0.011	0.08	13	389.729	0.034	0.0038	19	K	453.043	0.049	23	0.0066	0.018	0.050	(M1)	
+452.105	0.008	0.07	12													
449.853	0.011	0.09	14													
447.578	0.011	0.09	12	384.297	0.024	0.0050	15	K	447.611	0.057	19	0.0068	0.019	0.051	(M1)	
447.111	0.070	0.03	24													
446.074	0.009	0.10	11	382.814	0.026	0.0074	16	K	446.128	0.072	19	0.0069	0.019	0.052		1)



Tabelle 2: Resultate der Messungen

 $^{175}\text{Lu} (n, \gamma)$  und  $(n, e^-)$   $^{176}\text{Lu}$ 

Teil 10

$E_\gamma$ [keV]	$\Delta E_\gamma$ [keV]	$\frac{I_\gamma}{100n}$	$\frac{\Delta I_\gamma}{I_\gamma}$ [%]	$E_e$ [keV]	$\Delta E_e$ [keV]	$\frac{I_e}{100n}$	$\frac{\Delta I_e}{I_e}$ [%]	Schale	$E_e + E_s$ [keV]	$\alpha$	$\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ [%]	$\alpha(E1)$ (theoretisch)	$\alpha(E2)$	$\alpha(M1)$	Multipo- larität	Kommentar
+419.701	0.003	0.34	10	356.449	0.013	0.0216	11	K	419.763	0.063	15	0.0080	0.022	0.060	M1	
				408.865	0.062	0.0022	32	L <sub>1</sub>	419.735	0.0065	33	0.0010	0.0028	0.0084		
419.306	0.018	0.09	27													
417.346	0.029	0.04	15													
416.184	0.018	0.05	16													
412.727	0.033	0.03	28													1)
+410.892	0.005	0.12	11	347.588	0.027	0.0068	12	K	410.902	0.059	17	0.0083	0.024	0.064	M1	
+410.381	0.005	0.12	10	347.075	0.030	0.0067	14	K	410.389	0.054	18	0.0083	0.024	0.065	M1	
+408.946	0.012	0.06	16													
405.532	0.030	0.05	12													
403.758	0.012	0.06	16													
402.816	0.002	0.26	10	339.509	0.010	0.0254	10	K	402.823	0.098	15	0.0087	0.025	0.068	(M1)	
				391.972	0.037	0.0043	21	L <sub>1</sub>	402.842	0.016	23	0.0011	0.0031	0.0094		
+402.109	0.015	0.04	18	338.835	0.041	0.0026	28	K	402.149	0.062	33	0.0087	0.025	0.068		1)
+399.555	0.087	0.02	28													1)
+398.942	0.018	0.04	16													
+397.653	0.013	0.04	19	334.259	0.032	0.0039	21	K	397.573	0.088	28	0.0089	0.026	0.070		1)
395.801	0.034	0.04	17													
+395.165	0.024	0.05	13													
394.141	0.008	0.08	19	330.848	0.017	0.0057	13	K	394.162	0.069	23	0.0091	0.026	0.072	M1	
392.635	0.010	0.16	12	329.307	0.014	0.0147	12	K	392.621	0.089	16	0.0092	0.027	0.072	M1	
+392.413	0.005	0.30	10	329.101	0.011	0.0218	11	K	392.415	0.074	15	0.0092	0.027	0.072	M1	
+391.909	0.022	0.06	16													1)
390.754	0.022	0.06	16													1)

Tabelle 2: Resultate der Messungen

 $^{175}\text{Lu} (n, \gamma)$  und  $(n, e^-)$   $^{176}\text{Lu}$ 

Teil 11

$E_\gamma$ [keV]	$\Delta E_\gamma$ [keV]	$\frac{I_\gamma}{100n}$	$\frac{\Delta I_\gamma}{I_\gamma}$ [%]	$E_e$ [keV]	$\Delta E_e$ [keV]	$\frac{I_e}{100n}$	$\frac{\Delta I_e}{I_e}$ [%]	Schale	$E_e + E_S$ [keV]	$\alpha$	$\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ [%]	$\alpha(E1)$	$\alpha(E2)$	$\alpha(M1)$	Multipo- larität	Kommentar
												(theoretisch)				
+388.901	0.019	0.06	12	325.837	0.086	0.0013	56	K	389.150	0.024	57	0.0094	0.027	0.074	(E2)	
388.044	0.013	0.07	12													
+384.726	0.009	0.08	13	321.416	0.031	0.0036	21	K	384.730	<0.046	24	0.0096	0.028	0.076	(M1,E2)	+L <sub>3</sub> 330.60
383.461	0.019	0.07	12	320.037	0.045	0.0036	26	K	383.351	0.050	28	0.0097	0.028	0.077	(M1,E2)	
+382.030	0.006	0.13	11	318.700	0.013	0.0096	12	K	382.013	<0.072	16	0.0098	0.028	0.078	(M1,E2)	+L <sub>1</sub> 329.6*
+381.156	0.029	0.05	13	317.898	0.019	0.0051	14	K	381.212	0.099	19	0.0099	0.029	0.078	(M1?)	
377.017	0.009	0.07	11	313.713	0.022	0.0059	16	K	377.027	0.082	20	0.010	0.029	0.081	(M1)	
375.936	0.016	0.08	13													
368.540	0.011	0.11	11	305.215	0.013	0.0102	12	K	368.529	0.091	16	0.011	0.031	0.086	(M1)	
366.185	0.016	0.06	16	302.958	0.036	0.0022	26	K	366.272	0.036	30	0.011	0.032	0.087	(E2)	
364.303	0.015	0.09	12	300.972	0.020	0.0060	15	K	364.286	<0.068	19	0.011	0.032	0.088		+L <sub>3</sub> 310.19
+362.789	0.004	0.26	11	299.519	0.013	0.0181	12	K	362.833	<0.068	16	0.011	0.032	0.088	(M1,E2)	+L <sub>1</sub> 310.19
				351.966	0.046	0.0023	26	L <sub>1</sub>	362.836	0.0087	28	0.0013	0.0040	0.012		
361.800	0.010	0.06	12													
+361.485	0.005	0.13	10													
+359.985	0.004	0.82	10	296.661	0.009	0.0727	10	K	359.975	0.088	14	0.011	0.033	0.091	M1+E2	
				349.147	0.013	0.0110	12	L <sub>1</sub>	360.018	0.013	15	0.0014	0.0041	0.013		
				349.659	0.039	0.0034	25	L <sub>2</sub>	360.008	0.0042	27	0.0002	0.0033	0.0010		
				350.785	0.040	0.0030	26	L <sub>3</sub>	360.029	0.0036	28	0.0001	0.0019	0.0001		
+359.083	0.003	0.28	10	295.746	0.030	0.0048	21	K	359.060	0.017	23	0.011	0.033	0.092	(E1,E2)	
+357.539	0.010	0.07	12	294.205	0.015	0.0074	13	K	357.518	0.11	17	0.011	0.034	0.093	(M1)	
+355.682	0.002	0.41	10	292.351	0.008	0.0445	10	K	355.665	0.11	14	0.012	0.034	0.094	M1+E2	
				344.827	0.015	0.0069	12	L <sub>1</sub>	355.697	0.017	16	0.0014	0.0042	0.013		
				345.329	0.042	0.0023	28	L <sub>2</sub>	355.678	0.0056	30	0.0002	0.0034	0.0010		
+353.158	0.007	0.06	12	289.860	0.016	0.0076	13	K	353.174	0.13	18	0.012	0.035	0.096	(M1)	
+350.364	0.002	0.42	10	287.018	0.010	0.049	11	K	350.332	0.11	15	0.012	0.036	0.098	M1	



Tabelle 2: Resultate der Messungen

 $^{175}\text{Lu}$  (n,  $\gamma$ ) und (n,  $e^-$ )  $^{176}\text{Lu}$ 

Teil 12

$E_\gamma$ [keV]	$\Delta E_\gamma$ [keV]	$\frac{I_\gamma}{100n}$	$\frac{\Delta I_\gamma}{I_\gamma}$ [%]	$E_e$ [keV]	$\Delta E_e$ [keV]	$\frac{I_e}{100n}$	$\frac{\Delta I_e}{I_e}$ [%]	Schale	$E_e + E_S$ [keV]	$\alpha$	$\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ [%]	$\alpha(\text{E1})$ (theoretisch)	$\alpha(\text{E2})$	$\alpha(\text{M1})$	Multipo- larität	Kommentar
+346.618	0.005	0.16	10	283.287	0.011	0.0158	11	K	346.601	0.10	15	0.012	0.037	0.10	(M1)	
+346.093	0.011	0.06	16	282.717	0.020	0.0067	16	K	346.030	0.12	22	0.012	0.037	0.10	(M1)	
+344.493	0.007	0.08	11	281.182	0.013	0.0100	12	K	344.496	0.12	17	0.012	0.037	0.10	(M1)	
+342.923	0.011	0.07	13													
+342.163	0.036	0.04	20													
+338.556	0.003	0.43	10	275.223	0.007	0.0554	10	K	338.536	0.13	14	0.013	0.039	0.11	M1	
				327.688	0.015	0.0075	12	L <sub>1</sub>	338.559	0.017	16	0.0016	0.0048	0.015		
337.456	0.008	0.08	12													
+335.851	0.001	4.65	10	272.525	0.007	0.575	10	K	335.839	0.12	14	0.013	0.040	0.11	M1+E2	
				324.989	0.009	0.0727	10	L <sub>1</sub>	335.860	0.016	14	0.0016	0.0049	0.015		
				325.519	0.016	0.0068	13	L <sub>2</sub>	335.868	0.0014	16	0.0002	0.0044	0.0012		
				326.530	0.040	0.0021	27	L <sub>3</sub>	335.774	0.0004	29	0.0002	0.0025	0.0001		
				333.344	0.012	0.0187	11	M <sub>1</sub>	335.835	0.0040	15	0.0003	0.0011	0.0034		
				333.559	0.022	0.0064	17	M <sub>2</sub>	335.822	0.0014	20		0.0011	0.0003		
				335.375	0.020	0.0069	15	N <sub>1</sub>	335.881	0.0015	18	0.0001	0.0003	0.0008		
+335.007	0.006	0.11	11													
+332.462	0.012	0.05	13	269.155	0.028	0.0037	20	K	332.469	0.069	24	0.014	0.041	0.11	(M1,E2)	
+330.597	0.002	0.64	10	267.275	0.007	0.0807	10	K	330.589	0.13	14	0.014	0.042	0.11	M1(+E2)	
				319.731	0.012	0.0108	11	L <sub>1</sub>	330.602	0.017	15	0.0017	0.0051	0.016		
				320.298	0.027	0.0049	19	L <sub>2</sub>	330.647	0.0076	21	0.0002	0.0047	0.0012		
328.945	0.007	0.10	13	265.568	0.029	0.0038	21	K	328.882	0.039	24	0.014	0.042	0.12	E2	
+328.432	0.005	0.14	10	265.107	0.010	0.0156	11	K	328.421	0.11	15	0.014	0.042	0.12	M1	
				317.599	0.024	0.0038	17	L <sub>1</sub>	328.469	0.027	20	0.0017	0.0052	0.016		
+327.099	0.012	0.05	15													
325.086	0.007	0.10	12	261.822	0.017	0.0174	15	K	325.135	<0.18	19	0.014	0.043	0.12		+L <sub>1</sub> 272.73
321.726	0.010	0.08	16													
320.636	0.005	0.17	10	257.331	0.009	0.0250	11	K	320.644	0.15	15	0.015	0.045	0.12	(M1)	
317.476	0.020	0.04	20	254.163	0.059	0.0041	18	K	317.477	<0.11	27	0.015	0.046	0.13		+L <sub>1</sub> 265.18 1)

Tabelle 2: Resultate der Messungen

 $^{175}\text{Lu} (n, \gamma)$  und  $(n, e^-)$   $^{176}\text{Lu}$ 

Teil 13

$E_\gamma$ [keV]	$\Delta E_\gamma$ [keV]	$\frac{I_\gamma}{100n}$	$\frac{\Delta I_\gamma}{I_\gamma}$ [%]	$E_e$ [keV]	$\Delta E_e$ [keV]	$\frac{I_e}{100n}$	$\frac{\Delta I_e}{I_e}$ [%]	Schale	$E_e + E_S$ [keV]	$\alpha$	$\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ [%]	$\alpha(E1)$	$\alpha(E2)$	$\alpha(M1)$	Multipolarität	Kommentar
												(theoretisch)				
+317.099	0.016	0.05	17	253.856	0.022	0.0110	21	K	317.170	<0.23	27	0.015	0.046	0.13		+L <sub>1</sub> 264.74
+316.630	0.006	0.10	11													
315.585	0.009	0.06	13	252.314	0.030	0.0095	29	K	315.628	<0.16	32	0.015	0.047	0.13		+L <sub>2</sub> 262.67
312.365	0.039	0.04	22													
311.251	0.018	0.06	13													
310.890	0.003	0.39	10	247.580	0.011	0.0600	12	K	310.894	0.15	16	0.016	0.049	0.13	M1	
				300.057	0.029	0.0060	23	L <sub>1</sub>	310.927	0.016	25	0.0019	0.0059	0.019		
				308.501	0.063	0.0030	42	M <sub>1</sub>	310.993	0.0079	43	0.0004	0.0013	0.0042		
310.785	0.018	0.13	42	247.414	0.028	0.0146	23	K	310.728	0.11	48	0.016	0.049	0.13		
				299.877	0.014	0.0117	13	L <sub>1</sub>	310.747	<0.088	44	0.0019	0.0059	0.019		+L <sub>2</sub> 310.19 1)
+310.188	0.002	5.36	10	246.874	0.006	0.758	10	K	310.188	0.14	14	0.016	0.049	0.13	M1	
				299.324	0.008	0.102	10	L <sub>1</sub>	310.194	0.019	14	0.0019	0.0060	0.019		
				299.877	0.014	0.0117	13	L <sub>2</sub>	310.225	<0.0022	17	0.0002	0.0061	0.0015		+L <sub>1</sub> 310.78
				300.972	0.020	0.0060	15	L <sub>3</sub>	310.216	<0.0011	18	0.0002	0.0037	0.0002		+K 364.30
				307.705	0.010	0.0233	10	M <sub>1</sub>	310.196	0.0043	14	0.0004	0.0013	0.0042		
				307.956	0.071	0.0036	35	M <sub>2</sub>	310.219	0.0007	37	0.0001	0.0015	0.0004		
+309.421	0.008	0.09	12	246.101	0.015	0.0212	13	K	309.415	0.24	18	0.016	0.049	0.14		
+309.142	0.003	0.29	10	245.818	0.009	0.0500	11	K	309.132	0.17	15	0.016	0.050	0.14	(M1)	
				298.291	0.012	0.0096	12	L <sub>1</sub>	309.162	0.033	15	0.0019	0.0060	0.019		
+306.069	0.006	0.06	12	242.744	0.017	0.0060	15	K	306.058	0.094	19	0.017	0.051	0.14	(M1, E2)	
+303.793	0.006	0.04	18													1)
+303.058	0.039	0.04	22	239.708	0.028	0.0042	27	K	303.022	0.11	35	0.017	0.052	0.14	(M1, E3)	$\alpha(E3) \approx 0.15$ 1)
+301.749	0.002	0.15	10	238.426	0.009	0.0273	12	K	301.740	0.19	16	0.017	0.053	0.15	M1	
+301.284	0.002	0.49	11	237.966	0.006	0.0657	10	K	301.280	0.13	15	0.017	0.053	0.15	M1	
				290.416	0.027	0.0077	16	L <sub>1</sub>	301.287	0.016	19	0.0021	0.0064	0.020		
299.888	0.004	0.09	13	236.597	0.013	0.0123	12	K	299.911	0.13	18	0.017	0.054	0.15	M1	
+299.449	0.001	0.39	11	236.134	0.005	0.0644	10	K	299.448	0.16	15	0.017	0.054	0.15	M1	
				288.617	0.020	0.0098	17	L <sub>1</sub>	299.488	0.025	20	0.0021	0.0065	0.021		
299.147	0.016	0.04	21	235.806	0.071	0.0056	18	K	299.120	0.15	27	0.017	0.054	0.15	(M1)	

Tabelle 2: Resultate der Messungen

 $^{175}\text{Lu} (n, \gamma)$  und  $(n, e^-)$   $^{176}\text{Lu}$ 

Teil 14

$E_\gamma$ [keV]	$\Delta E_\gamma$ [keV]	$\frac{I_\gamma}{100n}$	$\frac{\Delta I_\gamma}{I_\gamma}$ [%]	$E_e$ [keV]	$\Delta E_e$ [keV]	$\frac{I_e}{100n}$	$\frac{\Delta I_e}{I_e}$ [%]	Schale	$E_e + E_S$ [keV]	$\alpha$	$\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ [%]	$\alpha(E1)$ (theoretisch)	$\alpha(E2)$ (theoretisch)	$\alpha(M1)$ (theoretisch)	Multipo- larität	Kommentar
+296.397	0.005	0.07	12	233.130	0.024	0.0060	18	K	296.444	0.091	21	0.018	0.056	0.15	(M1,E2)	
292.537	0.003	0.15	10	229.215	0.008	0.0285	10	K	292.528	0.19	15	0.018	0.058	0.16	M1	
				281.684	0.024	0.0050	20	L <sub>1</sub>	292.555	0.032	22	0.0022	0.0069	0.022		
292.000	0.039	0.03	24	228.652	0.029	0.0034	25	K	291.966	0.11	35	0.019	0.058	0.16	(M1,E2)	Z)
+287.364	0.004	0.10	11	224.042	0.019	0.0116	12	K	287.356	0.12	16	0.019	0.060	0.17	M1,E2	
+286.555	0.049	0.02	39													Z)
+285.948	0.006	0.04	15													
285.685	0.004	0.11	42	222.371	0.011	0.0239	18	K	285.685	0.21	46	0.020	0.061	0.17	M1	
+285.571	0.004	0.11	11													
+284.641	0.001	2.94	10	221.326	0.007	0.481	10	K	284.640	0.16	14	0.020	0.062	0.17	M1	
				273.766	0.009	0.0619	10	L <sub>1</sub>	284.637	0.021	14	0.0024	0.0074	0.024		
				282.132	0.014	0.0145	13	M <sub>1</sub>	284.623	0.0049	16	0.0005	0.0016	0.0053		
				282.370	0.043	0.0034	30	M <sub>2</sub>	284.634	0.0012	31	0.0001	0.0021	0.0005		
				284.100	0.018	0.0052	15	N <sub>1</sub>	284.607	0.0018	18	0.0001	0.0004	0.0013		
+284.418	0.003	0.28	10	221.090	0.008	0.0522	12	K	284.403	0.19	16	0.020	0.062	0.17	M1	
+277.683	0.001	0.88	10	214.359	0.010	0.185	21	K	277.673	0.21	24	0.021	0.067	0.18	M1	
				266.804	0.008	0.0264	10	L <sub>1</sub>	277.675	0.030	14	0.0025	0.0079	0.026		
276.425	0.030	0.03	28	213.100	0.037	0.0092	33	K	276.414	0.32	43	0.021	0.067	0.18	(M1)	Z)
+274.702	0.002	0.44	10	211.405	0.009	0.0808	12	K	274.719	0.18	15	0.022	0.069	0.19	M1	
				263.839	0.012	0.0132	12	L <sub>1</sub>	274.709	0.030	16	0.0026	0.0081	0.026		
+272.729	0.003	0.33	10	209.407	0.005	0.0598	10	K	272.721	0.18	14	0.022	0.070	0.19	M1	
				261.822	0.017	0.0174	15	L <sub>1</sub>	272.692	<0.053	18	0.0026	0.0083	0.027		+K 325.09
				270.115	0.047	0.0016	35	M <sub>1</sub>	272.606	0.0049	37	0.0006	0.0018	0.0060		
+271.863	0.004	0.57	10	208.544	0.009	0.0517	12	K	271.858	0.091	15	0.022	0.070	0.19	(E2)	Elektronen D)
				260.998	0.012	0.0078	21	L <sub>1</sub>	271.868	0.014	23	0.0026	0.0084	0.027		von 271.77
				262.568	0.019	0.0048	16	L <sub>3</sub>	271.812	0.0084	19	0.0004	0.0067	0.0003		sind nicht
				269.488	0.039	0.0020	29	M <sub>2</sub>	271.752	0.0035	31	0.0001	0.0026	0.0005		aufgelöst
+271.772	0.006	0.25	13	260.977	0.037	0.0044	34	L <sub>1</sub>	271.847	<0.017	37	0.0026	0.0084	0.027		+L <sub>1</sub> 271.86 D)
+270.869	0.003	0.13	11	207.542	0.009	0.0306	12	K	270.855	0.23	16	0.022	0.071	0.20	M1	
				260.016	0.024	0.0065	20	L <sub>1</sub>	270.887	0.048	23	0.0026	0.0084	0.027		

Tabelle 2: Resultate der Messungen

 $^{175}\text{Lu} (n, \gamma)$  und  $(n, e^-) ^{176}\text{Lu}$ 

Teil 15

$E_\gamma$ [keV]	$\Delta E_\gamma$ [keV]	$\frac{I_\gamma}{100n}$	$\frac{\Delta I_\gamma}{I_\gamma}$ [%]	$E_e$ [keV]	$\Delta E_e$ [keV]	$\frac{I_e}{100n}$	$\frac{\Delta I_e}{I_e}$ [%]	Schale	$E_e + E_S$ [keV]	$\alpha$	$\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ [%]	$\alpha(E1)$ (theoretisch)	$\alpha(E2)$	$\alpha(M1)$	Multipo- larität	Kommentar
+270.756	0.004	0.11	12													
270.454	0.019	0.03	28													1)
+270.035	0.005	0.07	13	206.722	0.012	0.0202	13	K	270.036	0.30	19	0.023	0.072	0.20	(M1)	
+269.125	0.013	0.04	20	205.814	0.021	0.0151	20	K	269.128	0.35	28	0.023	0.072	0.20	(M1)	
268.482	0.005	0.08	12													
265.184	0.006	0.09	11	201.873	0.015	0.0185	16	K	265.187	0.21	19	0.024	0.075	0.21	M1	
265.008	0.020	0.05	21													Z)
264.735	0.003	0.32	10	201.413	0.008	0.0732	11	K	264.727	0.23	15	0.024	0.076	0.21	M1	
				253.868	0.010	0.0127	11	L <sub>1</sub>	264.739	<0.039	15	0.0028	0.0089	0.029		+K 317.10
+263.733	0.002	3.48	10	200.420	0.006	0.602	10	K	263.733	0.17	14	0.024	0.077	0.21	M1+45(10)%E2	
				252.872	0.005	0.0777	10	L <sub>1</sub>	263.742	0.022	14	0.0028	0.0090	0.029		
				253.385	0.006	0.0293	11	L <sub>2</sub>	263.733	0.0084	15	0.0004	0.012	0.0024		
				254.499	0.013	0.0152	13	L <sub>3</sub>	263.743	0.0044	16	0.0004	0.0078	0.0003		
				261.254	0.016	0.0191	13	M <sub>1</sub>	263.745	0.0055	17	0.0006	0.0020	0.0065		
262.670	0.003	0.77	10	199.340	0.008	0.0970	11	K	262.654	0.13	15	0.024	0.078	0.21	M1+E2	
				251.808	0.013	0.0142	14	L <sub>1</sub>	262.679	0.018	17	0.0028	0.0091	0.030		
				252.314	0.030	0.0095	29	L <sub>2</sub>	262.663	<0.012	30	0.0004	0.012	0.0024		+K 315.58
				260.412	0.048	0.0029	39	M <sub>2</sub>	262.675	0.0037	41	0.0001	0.0030	0.0006		
				260.726	0.048	0.0017	35	M <sub>3</sub>	262.750	0.0022	37	0.0001	0.0020	0.0001		
+259.154	0.011	0.08	13	195.803	0.021	0.0115	21	K	259.116	0.15	24	0.025	0.080	0.22	(M1,E2)	1)
				248.322	0.043	0.0024	32	L <sub>1</sub>	259.193	0.030	34	0.0029	0.0094	0.031		
+258.744	0.008	0.07	12	195.454	0.017	0.0131	17	K	258.768	0.19	21	0.025	0.081	0.22	M1	
+258.511	0.045	0.03	24													Z)
257.369	0.023	0.03	24													Z)
256.638	0.016	0.04	18	193.368	0.016	0.0053	16	K	256.682	0.14	24	0.026	0.083	0.23		1)
256.295	0.013	0.03	62													1)
+254.824	0.004	0.15	10	191.500	0.010	0.0327	11	K	254.814	0.21	15	0.026	0.084	0.23	M1	
				243.953	0.016	0.0054	14	L <sub>1</sub>	254.823	0.036	18	0.0031	0.0099	0.032		
+253.858	0.007	0.10	12	190.579	0.029	0.0117	33	K	253.892	0.12	35	0.026	0.085	0.23	E2	
				243.077	0.043	0.0017	34	L <sub>1</sub>	253.947	<0.018	37	0.0031	0.010	0.033		+L <sub>3</sub> 252.26
				243.463	0.038	0.0019	31	L <sub>2</sub>	253.811	0.019	33	0.0004	0.014	0.0026		

Tabelle 2: Resultate der Messungen

 $^{175}\text{Lu}$  (n,  $\gamma$ ) und (n,  $e^-$ )  $^{176}\text{Lu}$ 

Teil 16

$E_\gamma$ [keV]	$\Delta E_\gamma$ [keV]	$\frac{I_\gamma}{100n}$	$\frac{\Delta I_\gamma}{I_\gamma}$ [%]	$E_e$ [keV]	$\Delta E_e$ [keV]	$\frac{I_e}{100n}$	$\frac{\Delta I_e}{I_e}$ [%]	Schale	$E_e + E_S$ [keV]	$\alpha$	$\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ [%]	$\alpha(E1)$ (theoretisch)	$\alpha(E2)$	$\alpha(M1)$	Multipo- larität	Kommentar
253.356	0.047	0.03	20	190.162	0.026	0.0059	29	K	253.476	<0.17	35	0.026	0.086	0.23	(E2)	+M3 192.21 Z)
+252.524	0.017	0.06	26													
252.256	0.003	0.22	10	188.949	0.005	0.0611	16	K	252.263	0.28	19	0.027	0.087	0.24	M1	1)
				241.385	0.011	0.0084	13	L1	252.255	0.038	17	0.0031	0.010	0.033		
				241.973	0.045	0.0021	34	L2	252.322	<0.0096	36	0.0005	0.014	0.0027		+L3 251.20
				243.077	0.043	0.0017	34	L3	252.321	<0.0077	36	0.0005	0.0096	0.0003		+L1 253.86
+251.195	0.002	0.72	10	187.879	0.006	0.181	10	K	251.192	0.25	14	0.027	0.088	0.24	M1	
				240.340	0.007	0.0232	12	L1	251.211	0.033	16	0.0032	0.010	0.034		
				240.860	0.040	0.0023	33	L2	251.209	0.0032	34	0.0005	0.015	0.0027		
				241.973	0.045	0.0021	34	L3	251.217	<0.0030	36	0.0005	0.0098	0.0003		+L2 252.26
				248.725	0.024	0.0045	27	M1	251.216	0.0063	29	0.0007	0.0023	0.0075		
+247.660	0.005	0.08	11	184.339	0.016	0.0175	14	K	247.653	0.21	18	0.028	0.091	0.25	M1	
+246.994	0.012	0.05	34													
+246.305	0.005	0.09	11													
245.290	0.015	0.05	21	182.038	0.032	0.0052	34	K	245.352	0.12	40	0.029	0.094	0.26	(E2)	
+244.219	0.018	0.03	37													
+243.742	0.041	0.01	53													1) Z)
+242.929	0.025	0.02	32													1) Z)
242.362	0.005	0.09	19													
+240.760	0.002	0.32	10	177.431	0.007	0.0619	10	K	240.745 korrigiert: 0.063	<0.19	15	0.030	0.099	0.27	(E1,E2)	+L1 188.29
+239.958	0.029	0.05	47	176.621	0.023	0.0066	27	K	239.935	<0.14	54	0.030	0.100	0.27	(E2,E1)	+L2 186.99
+239.910	0.052	0.02	46													
+239.383	0.011	0.05	13													1)
+238.671	0.001	0.86	10	175.325	0.017	0.0298	22	K	238.639	0.035	25	0.031	0.10	0.27	E1	
				227.847	0.025	0.0076	24	L1	238.717	<0.0089	26	0.0036	0.012	0.039		+O1 227.997
+236.075	0.002	0.27	11	172.766	0.011	0.0374	13	K	236.080	0.14	17	0.031	0.10	0.28	M1,E2	
				225.241	0.032	0.0115	29	L1	236.111	0.043	31	0.0037	0.012	0.040		
				225.765	0.018	0.0070	16	L2	236.114	<0.026	19	0.0006	0.019	0.0032		+M2 227.997
				226.863	0.031	0.0029	26	L3	236.107	0.011	28	0.0006	0.013	0.0004		

Tabelle 2: Resultate der Messungen

$^{175}\text{Lu} (n, \gamma)$  und  $(n, e^-)$   $^{176}\text{Lu}$

Teil 17

$E_\gamma$ [keV]	$\Delta E_\gamma$ [keV]	$\frac{I_\gamma}{100n}$	$\frac{\Delta I_\gamma}{I_\gamma}$ [%]	$E_e$ [keV]	$\Delta E_e$ [keV]	$\frac{I_e}{100n}$	$\frac{\Delta I_e}{I_e}$ [%]	Schale	$E_e + E_s$ [keV]	$\alpha$	$\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ [%]	$\alpha(E1)$	$\alpha(E2)$	$\alpha(M1)$	Multipolarität	Kommentar
												(theoretisch)				
+234.977	0.004	0.08	12	171.624	0.019	0.0284	44	K	234.938	0.36	46	0.032	0.11	0.29	(M1)	
234.752	0.003	0.10	11	171.407	0.013	0.0380	14	K	234.721	0.38	18	0.032	0.11	0.29	M1	
				223.849	0.032	0.0065	30	L <sub>1</sub>	234.719	0.065	32	0.0037	0.012	0.040		
+233.741	0.001	1.64	10	170.423	0.006	0.414	10	K	233.737	0.25	14	0.032	0.11	0.29	M1	
				223.395	0.013	0.0080	12	L <sub>2</sub>	233.744	<0.0049	16	0.0006	0.020	0.0033		+M <sub>3</sub> 225.40
				231.272	0.010	0.0147	18	M <sub>1</sub>	233.763	0.0089	21	0.0008	0.0027	0.0091		
+228.544	0.018	0.03	19													
+227.997	0.001	2.25	10	164.681	0.006	0.702	10	K	227.995	0.31	14	0.034	0.12	0.31	M1+8(3)%E2	
				217.131	0.014	0.0976	17	L <sub>1</sub>	228.002	0.043	20	0.0040	0.013	0.044		
				217.647	0.014	0.0112	15	L <sub>2</sub>	227.996	0.0050	18	0.0006	0.023	0.0036		
				218.786	0.028	0.0052	21	L <sub>3</sub>	228.030	0.0023	24	0.0006	0.015	0.0005		
				225.518	0.009	0.0230	12	M <sub>1</sub>	228.009	0.010	16	0.0009	0.0029	0.0098		
				225.765	0.018	0.0070	16	M <sub>2</sub>	228.029	<0.0031	19	0.0001	0.0055	0.0009		+L <sub>2</sub> 236.07
				227.522	0.013	0.0071	13	N <sub>1</sub>	228.028	0.0032	17	0.0002	0.0007	0.0024		
+225.403	0.001	7.02	10	162.085	0.006	2.18	10	K	225.399	0.31	14	0.035	0.12	0.32	M1+7(4)%E2	
				214.536	0.010	0.305	18	L <sub>1</sub>	225.407	0.043	21	0.0041	0.013	0.045		
				215.059	0.010	0.0312	16	L <sub>2</sub>	225.408	0.0044	19	0.0006	0.024	0.0037		
				216.188	0.016	0.0134	16	L <sub>3</sub>	225.432	0.0019	19	0.0007	0.016	0.0005		
				222.900	0.008	0.122	14	M <sub>1</sub>	225.392	<0.017	17	0.0009	0.0030	0.010		+L <sub>1</sub> 233.74
				223.152	0.011	0.0128	26	M <sub>2</sub>	225.415	0.0018	28	0.0002	0.0058	0.0009		
				223.395	0.013	0.0080	12	M <sub>3</sub>	225.419	<0.0011	16	0.0002	0.0041	0.0001		+L <sub>2</sub> 233.74
				224.916	0.014	0.0200	12	N <sub>1</sub>	225.423	0.0028	16	0.0002	0.0007	0.0025		
+222.106	0.002	0.52	10	158.792	0.005	0.204	10	K	222.106	0.40	14	0.037	0.12	0.34	M1	
				211.247	0.015	0.0255	17	L <sub>1</sub>	222.117	0.049	20	0.0043	0.014	0.047		
+221.386	0.004	0.12	11	158.056	0.011	0.0383	13	K	221.369	0.33	17	0.037	0.13	0.34	M1	
+219.282	0.002	1.01	10	155.966	0.007	0.131	10	K	219.280	0.13	14	0.038	0.13	0.35	E2	
				208.391	0.019	0.0161	22	L <sub>1</sub>	219.261	0.016	25	0.0044	0.015	0.049		
				208.943	0.006	0.0469	12	L <sub>2</sub>	219.291	<0.046	15	0.0007	0.027	0.0040		+K 272.31*
				210.048	0.010	0.0169	14	L <sub>3</sub>	219.292	0.017	17	0.0007	0.019	0.0005		
+218.040	0.003	0.16	10													
217.922	0.012	0.03	30													
+217.002	0.001	1.42	10	153.685	0.006	0.491	10	K	216.999	0.35	14	0.039	0.13	0.36	M1	
				206.138	0.007	0.0608	11	L <sub>1</sub>	217.009	0.043	15	0.0045	0.015	0.050		
				216.494	0.030	0.0069	28	N <sub>1</sub>	217.000	0.0048	30	0.0002	0.0008	0.0027		

Tabelle 2: Resultate der Messungen

 $^{175}\text{Lu}$  (n,  $\gamma$ ) und (n,  $e^-$ )  $^{176}\text{Lu}$ 

Teil 18

$E_\gamma$ [keV]	$\Delta E_\gamma$ [keV]	$\frac{I_\gamma}{100n}$ [%]	$\frac{\Delta I_\gamma}{I_\gamma}$ [%]	$E_e$ [keV]	$\Delta E_e$ [keV]	$\frac{I_e}{100n}$ [%]	$\frac{\Delta I_e}{I_e}$ [%]	Schale	$E_e + E_S$ [keV]	$\alpha$	$\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ [%]	$\alpha(E1)$ (theoretisch)	$\alpha(E2)$ (theoretisch)	$\alpha(M1)$ (theoretisch)	Multipo- larität	Kommentar
+216.015	0.009	0.06	15													
+214.349	0.003	0.55	10	151.009	0.013	0.0248	16	K	214.322	0.045	19	0.040	0.14	0.37	E1	
+214.132	0.001	0.86	10	150.816	0.006	0.315	10	K	214.130	0.36	14	0.040	0.14	0.37	M1	
				203.263	0.009	0.0499	11	L <sub>1</sub>	214.134	0.058	15	0.0047	0.015	0.052		
				203.852	0.038	0.0078	38	L <sub>2</sub>	214.201	0.0090	40	0.0008	0.030	0.0043		
				211.642	0.014	0.0143	21	M <sub>1</sub>	214.133	0.016	23	0.0010	0.0034	0.012		
212.529	0.004	0.10	16	149.213	0.009	0.0302	12	K	212.527	0.31	20	0.041	0.14	0.38	M1	
+210.550	0.003	0.10	11	147.232	0.022	0.0134	23	K	210.546	0.13	26	0.042	0.14	0.39	E2	
208.928	0.007	0.04	16													
+206.994	0.013	0.06	19													Z)
+205.531	0.006	0.07	13													
+204.746	0.003	0.15	11	141.437	0.008	0.0579	11	K	204.751	0.39	16	0.045	0.15	0.42	M1	
				193.883	0.020	0.0082	13	L <sub>1</sub>	204.754	0.054	17	0.0052	0.017	0.059		
+203.413	0.002	0.22	10	140.054	0.005	0.52	11	K	203.368	<<2.0		0.046	0.16	0.43		+L <sub>2</sub> 150.399*
+201.742	0.005	0.10	11	138.430	0.011	0.0440	14	K	201.744	0.44	18	0.047	0.16	0.44	M1	
				190.907	0.031	0.0088	33	L <sub>1</sub>	201.778	0.087	34	0.0054	0.018	0.061		
+201.567	0.001	2.80	10	138.253	0.005	0.483	10	K	201.567	0.17	14	0.047	0.16	0.44	E2	
				190.705	0.007	0.0507	11	L <sub>1</sub>	201.576	0.018	15	0.0054	0.018	0.061		
				191.223	0.005	0.0970	12	L <sub>2</sub>	201.572	0.035	15	0.0009	0.038	0.0051		
				192.324	0.005	0.0753	13	L <sub>3</sub>	201.568	0.027	16	0.0009	0.028	0.0007		
				199.037	0.017	0.0112	19	M <sub>1</sub>	201.528	0.0040	21	0.0012	0.0040	0.014		
+199.926	0.001	0.21	10													
199.424	0.010	0.10	13	136.061	0.020	0.0411	41	K	199.375	0.41	43	0.048	0.17	0.45		1)
199.037	0.005	0.12	21	135.721	0.014	0.0170	18	K	199.034	0.15	27	0.048	0.17	0.45	E2	
+197.547	0.010	0.04	24	134.229	0.017	0.0299	17	K	197.543	0.69	30	0.049	0.17	0.46	(M1)	
+197.265	0.001	0.88	10	133.948	0.006	0.372	11	K	197.262	0.42	15	0.050	0.17	0.47	M1	
				186.412	0.006	0.0420	20	L <sub>1</sub>	197.283	<0.048	22	0.0057	0.019	0.065		+K 249.72*
				186.919	0.020	0.0034	22	L <sub>2</sub>	197.268	0.0040	25	0.0010	0.042	0.0054		
				194.754	0.016	0.0106	18	M <sub>1</sub>	197.245	0.012	21	0.0012	0.0042	0.015		

Tabelle 2: Resultate der Messungen

 $^{175}\text{Lu} (n, \gamma)$  und  $(n, e^-) ^{176}\text{Lu}$ 

Teil 19

$E_\gamma$ [keV]	$\Delta E_\gamma$ [keV]	$\frac{I_\gamma}{100n}$	$\frac{\Delta I_\gamma}{I_\gamma}$ [%]	$E_e$ [keV]	$\Delta E_e$ [keV]	$\frac{I_e}{100n}$	$\frac{\Delta I_e}{I_e}$ [%]	Schale	$E_e + E_s$ [keV]	$\alpha$	$\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ [%]	$\alpha(\text{E1})$	$\alpha(\text{E2})$	$\alpha(\text{M1})$	Multipo- larität	Kommentar
												(theoretisch)				
+196.400	0.011	0.03	26	133.123	0.011	0.0191	15	K	196.437	0.60	30	0.050	0.18	0.47		1)
+194.656	0.012	0.03	28	131.322	0.013	0.0189	18	K	194.636	0.62	33	0.051	0.18	0.48		1)
+194.258	0.006	0.04	34	130.945	0.013	0.0156	19	K	194.259	0.42	39	0.052	0.18	0.49	M1	
+192.212	0.001	7.07	10	128.898	0.005	0.366	10	K	192.212	0.052	14	0.053	0.18	0.50	E1	
				181.353	0.007	0.0422	11	L <sub>1</sub>	192.223	0.0060	15	0.0061	0.020	0.070		
				181.863	0.012	0.0153	15	L <sub>2</sub>	192.211	0.0022	18	0.0011	0.047	0.0059		
				189.726	0.019	0.0049	21	M <sub>1</sub>	192.217	0.0007	24	0.0013	0.0045	0.016		
190.057	0.018	0.06	15													1)
189.963	0.016	0.03	19													Z)
+188.287	0.001	1.92	10	124.959	0.005	0.405	10	K	188.272	0.21	14	0.056	0.20	0.53	E2	
				177.431	0.007	0.0619	10	L <sub>1</sub>	188.302	<0.032	14	0.0064	0.022	0.074		+K 240.76
				177.947	0.006	0.0905	10	L <sub>2</sub>	188.296	0.047	14	0.0011	0.052	0.0062		
				179.047	0.006	0.0986	10	L <sub>3</sub>	188.291	0.051	14	0.0012	0.039	0.0008		
				185.812	0.012	0.0095	16	M <sub>1</sub>	188.303	0.0049	19	0.0014	0.0047	0.017		
				186.030	0.006	0.0225	10	M <sub>2</sub>	188.294	0.012	14	0.0003	0.013	0.0015		
				186.276	0.008	0.0231	15	M <sub>3</sub>	188.299	0.012	18	0.0003	0.0098	0.0002		
188.240	0.003	0.20	13													
+186.986	0.001	0.81	10	123.670	0.005	0.390	10	K	186.984	0.48	14	0.057	0.20	0.54	M1	
				176.120	0.007	0.0582	11	L <sub>1</sub>	186.990	0.072	15	0.0065	0.022	0.076		
				176.621	0.023	0.0066	27	L <sub>2</sub>	186.970	<0.0081	29	0.0012	0.053	0.0064		+K 239.96
				184.504	0.015	0.0101	14	M <sub>1</sub>	186.996	0.012	17	0.0014	0.0048	0.017		
186.897	0.008	0.08	16													Z)
+185.331	0.001	0.51	10	121.995	0.007	0.288	11	K	185.309	0.57	15	0.058	0.21	0.55	M1+20(15)%E2	
				174.459	0.016	0.0332	15	L <sub>1</sub>	185.330	0.066	18	0.0067	0.022	0.078		
				174.974	0.020	0.0123	25	L <sub>2</sub>	185.323	0.024	27	0.0012	0.056	0.0065		
+185.080	0.003	0.12	20	121.784	0.008	0.129	12	K	185.098	<1.1	23	0.058	0.21	0.56	(M1)	+K 184.98
				174.323	0.040	0.0095	38	L <sub>1</sub>	185.194	0.079	43	0.0067	0.023	0.078		
+184.980	0.002	0.28	10	121.657	0.008	0.161	11	K	184.971	0.57	15	0.058	0.21	0.56	M1	
+184.130	0.001	0.46	10	120.817	0.006	0.175	10	K	184.131	0.38	14	0.059	0.21	0.56	M1+57(9)%E2	
				173.267	0.010	0.0181	13	L <sub>1</sub>	184.138	0.039	17	0.0068	0.023	0.079		
				173.792	0.012	0.0137	16	L <sub>2</sub>	184.140	0.030	19	0.0012	0.057	0.0067		
				181.582	0.023	0.0067	27	M <sub>1</sub>	184.073	0.014	29	0.0015	0.0050	0.018		



Tabelle 2: Resultate der Messungen

 $^{175}\text{Lu}$  (n,  $\gamma$ ) und (n,  $e^-$ )  $^{176}\text{Lu}$ 

Teil 20

$E_\gamma$ [keV]	$\Delta E_\gamma$ [keV]	$\frac{I_\gamma}{100n}$	$\frac{\Delta I_\gamma}{I_\gamma}$ [%]	$E_e$ [keV]	$\Delta E_e$ [keV]	$\frac{I_e}{100n}$	$\frac{\Delta I_e}{I_e}$ [%]	Schale	$E_e + E_S$ [keV]	$\alpha$	$\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ [%]	$\alpha(E1)$ (theoretisch)	$\alpha(E2)$ (theoretisch)	$\alpha(M1)$ (theoretisch)	Multipo- larität	Kommentar
+182.981	0.002	0.18	10	119.678	0.009	0.0880	13	K	182.992	0.50	16	0.060	0.21	0.57	M1	
+182.422	0.001	1.68	10	119.120	0.006	1.27	10	K	182.434	0.75	14	0.061	0.21	0.58	M1	
				171.551	0.012	0.109	19	L <sub>1</sub>	182.421	0.065	21	0.0069	0.023	0.081		
				179.943	0.010	0.0314	13	M <sub>1</sub>	182.435	0.019	17	0.0015	0.0051	0.018		
182.073	0.006	0.04	26													
181.960	0.020	0.02	28													
181.862	0.013	0.03	23													
+181.489	0.004	0.12	12	118.207	0.019	0.0189	26	K	181.520	<0.16	28	0.061	0.22	0.59	(E1,E2)	+M <sub>2</sub> 120.50
+181.316	0.006	0.06	21	118.017	0.010	0.0272	13	K	181.331	<0.46	25	0.062	0.22	0.59	(E2)	+M <sub>1</sub> 120.50
177.889	0.007	0.04	28													
+175.395	0.002	0.15	10	112.080	0.007	0.108	11	K	175.394	0.71	15	0.067	0.24	0.65	M1	
175.057	0.012	0.03	20													Z)
174.867	0.011	0.04	18													
172.785	0.015	0.07	21													
+171.976	0.002	0.17	10													
171.230	0.019	0.02	35													1)
+169.671	0.002	0.29	10	106.353	0.005	0.211	10	K	169.666	0.73	14	0.073	0.26	0.71	M1	Tripletts nur im $\gamma$ -Spektrum
+169.574	0.005	0.08	36													
+169.500	0.004	0.10	12	106.209	0.007	0.0682	11	K	169.523	<0.65	17	0.073	0.26	0.71	(M1,E2)	aufgelöst
+167.876	0.004	0.16	11	104.563	0.006	0.207	10	K	167.877	1.3	15	0.075	0.27	0.73	(M1)	1)
				157.013	0.010	0.0228	13	L <sub>1</sub>	167.883	0.14	17	0.0085	0.029	0.10		
166.973	0.016	0.03	31													Z)
+166.671	0.021	0.02	45													Z)
+164.120	0.007	0.04	27													
+162.713	0.004	0.08	11													



Tabelle 2: Resultate der Messungen

 $^{175}\text{Lu} (n, \gamma)$  und  $(n, e^-)$   $^{176}\text{Lu}$ 

Teil 22

$E_\gamma$ [keV]	$\Delta E_\gamma$ [keV]	$\frac{I_\gamma}{100n}$	$\frac{\Delta I_\gamma}{I_\gamma}$ [%]	$E_e$ [keV]	$\Delta E_e$ [keV]	$\frac{I_e}{100n}$	$\frac{\Delta I_e}{I_e}$ [%]	Schale	$E_e + E_s$ [keV]	$\alpha$	$\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ [%]	$\alpha(\text{E1})$	$\alpha(\text{E2})$	$\alpha(\text{M1})$	Multipo- larität	Kommentar
												(theoretisch)				
+139.383	0.001	1.64	12	76.071	0.005	0.637	10	K	139.384	0.39	15	0.12	0.45	1.2	E2	
				128.516	0.006	0.0721	10	L <sub>1</sub>	139.387	0.044	15	0.013	0.046	0.17		
				129.037	0.005	0.315	10	L <sub>2</sub>	139.386	0.19	15	0.0029	0.20	0.015		
				130.143	0.005	0.262	10	L <sub>3</sub>	139.387	0.16	15	0.0032	0.17	0.0020		
				137.130	0.006	0.0865	11	M <sub>2</sub>	139.393	0.053	16	0.0007	0.049	0.0037		
				137.369	0.006	0.108	10	M <sub>3</sub>	139.393	0.066	16	0.0008	0.042	0.0005		
+137.712	0.006	0.04	29													
137.215	0.020	0.04	33													Z)
+136.887	0.007	0.04	21													
136.742	0.010	0.04	19													1)
+134.679	0.019	0.05	25	71.345	0.008	0.0604	13	K	134.659	<1.1	28	0.13	0.49	1.4		+N <sub>1</sub> 71.84 Z)
133.937	0.009	0.03	34	70.599	0.024	0.0599	51	K	133.913	<2.0	61	0.13	0.49	1.4		+L <sub>1</sub> 81.46* Z)
+133.683	0.002	0.35	10	70.359	0.012	0.0291	21	K	133.673	0.084	24	0.14	0.49	1.4	E1	
+133.252	0.009	0.03	23													
+132.815	0.002	0.10	13	69.498	0.005	0.327	10	K	132.812	<3.4	16	0.14	0.50	1.4		+M <sub>3</sub> 71.52 1)
+132.364	0.009	0.04	41													
+131.987	0.030	0.04	36													Z)
130.322	0.007	0.03	31	67.002	0.008	0.0574	13	K	130.316	<1.8	33	0.15	0.53	1.5		+M <sub>1</sub> 69.50
+129.773	0.001	0.82	10	66.457	0.005	1.16	10	K	129.771	1.4	14	0.15	0.54	1.5	M1	
				118.914	0.007	0.181	10	L <sub>1</sub>	129.784	0.22	15	0.016	0.054	0.21		
				127.293	0.006	0.0520	11	M <sub>1</sub>	129.784	0.064	15	0.0035	0.012	0.047		
127.065	0.009	0.03	33													1)
125.550	0.007	0.07	39	115.193	0.016	0.0176	21	L <sub>2</sub>	125.541	0.26	45	0.0041	0.32	0.020	(E2)	
				116.273	0.012	0.0223	17	L <sub>3</sub>	125.517	0.33	43	0.0045	0.28	0.0027		
+125.350	0.017	0.05	21													Z)
124.062	0.001	0.32	11	60.757	0.008	0.553	13	K	124.071	1.7	17	0.16	0.60	1.7	M1	
				113.194	0.007	0.0917	11	L <sub>1</sub>	124.064	0.29	16	0.018	0.060	0.24		
				113.724	0.010	0.0202	15	L <sub>2</sub>	124.073	<0.063	18	0.0043	0.34	0.021		+M <sub>1</sub> 116.21

Tabelle 2: Resultate der Messungen

<sup>175</sup>Lu (n, γ) und (n, e<sup>-</sup>) <sup>176</sup>Lu

Teil 23

$E_\gamma$ [keV]	$\Delta E_\gamma$ [keV]	$\frac{I_\gamma}{100n}$	$\frac{\Delta I_\gamma}{I_\gamma}$ [%]	$E_e$ [keV]	$\Delta E_e$ [keV]	$\frac{I_e}{100n}$	$\frac{\Delta I_e}{I_e}$ [%]	Schale	$E_e + E_S$ [keV]	$\alpha$	$\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ [%]	$\alpha(E1)$ (theoretisch)	$\alpha(E2)$	$\alpha(M1)$	Multipolarität	Kommentar
+120.499	0.001	0.32	10	57.183	0.005	0.575	10	K	120.497	1.8	14	0.18	0.64	1.9	M1(+E2)	
				109.635	0.008	0.156	14	L <sub>1</sub>	120.505	0.49	17	0.019	0.065	0.26		
				110.143	0.009	0.0628	14	L <sub>2</sub>	120.491	0.20	17	0.0047	0.38	0.023		
				118.017	0.010	0.0272	13	M <sub>1</sub>	120.508	<0.086	16	0.0042	0.014	0.059		+K 181.32
				118.207	0.019	0.0189	26	M <sub>2</sub>	120.470	<0.059	28	0.0011	0.094	0.0056		+K 181.49
+119.678	0.001	0.39	11	56.358	0.005	0.714	10	K	119.672	1.9	15	0.18	0.65	1.9	M1	
				108.812	0.007	0.144	11	L <sub>1</sub>	119.682	0.37	16	0.020	0.066	0.27		
				117.193	0.010	0.0210	15	M <sub>1</sub>	119.684	0.054	18	0.0042	0.015	0.060		
118.725	0.002	0.21	10	55.436	0.021	0.191	39	K	118.750	0.89	41	0.18	0.67	1.9	(E2)	
+118.295	0.006	0.04	23	54.975	0.010	0.0317	21	K	118.289	0.83	32	0.19	0.67	2.0	(E2)	
+118.190	0.021	0.01	82													Z)
+116.763	0.004	0.06	20	53.438	0.011	0.0923	21	K	116.752	1.5	29	0.19	0.69	2.0	(M1)	Z)
+116.206	0.001	0.18	11	52.890	0.005	0.305	10	K	116.204	1.7	15	0.20	0.70	2.1	M1	
+115.722	0.003	0.09	15	52.427	0.006	0.258	13	K	115.740	2.8	20	0.20	0.71	2.1	(M1)	
+115.144	0.002	0.62	11	51.824	0.005	1.31	10	K	115.138	2.1	15	0.20	0.72	2.1	M1(+E2)	
				104.278	0.005	0.150	10	L <sub>1</sub>	115.148	0.24	15	0.022	0.072	0.30		
				104.808	0.007	0.109	12	L <sub>2</sub>	115.156	<0.18	17	0.0054	0.47	0.026		+L <sub>1</sub> 115.66*
				105.891	0.008	0.0279	13	L <sub>3</sub>	115.135	<0.045	17	0.0061	0.42	0.0035		+L <sub>1</sub> 116.76
+114.593	0.008	0.04	27	51.289	0.006	0.119	12	K	114.602	3.4	29	0.20	0.72	2.1		1)
+114.070	0.002	0.11	12	50.759	0.005	0.325	10	K	114.073	2.9	16	0.21	0.73	2.2	M1	
113.945	0.012	0.07	25													Z)
+112.922	0.001	5.85	16	49.602	0.005	4.18	10	K	112.915	0.71	19	0.21	0.75	2.3	E2	
				102.059	0.006	0.537	11	L <sub>1</sub>	112.929	0.092	19	0.023	0.075	0.32		
				102.576	0.005	2.90	10	L <sub>2</sub>	112.924	0.50	19	0.0058	0.52	0.028		
				103.678	0.005	2.50	10	L <sub>3</sub>	112.922	0.43	19	0.0065	0.46	0.0037		
				110.666	0.006	0.786	11	M <sub>2</sub>	112.929	0.13	19	0.0013	0.13	0.0068		
				110.896	0.006	0.775	10	M <sub>3</sub>	112.920	0.13	19	0.0015	0.12	0.0009		
				112.515	0.007	0.263	12	N <sub>2</sub>	112.925	0.045	19	0.0003	0.030	0.0016		
				112.589	0.010	0.166	19	N <sub>3</sub>	112.949	0.028	24	0.0004	0.027	0.0002		
112.157	0.008	0.03	38													Z)
111.860	0.003	0.06	16	48.538	0.007	0.0738	14	K	111.852	1.2	21	0.22	0.77	2.3	(M1,E2)	

Tabelle 2: Resultate der Messungen

 $^{175}\text{Lu} (n, \gamma)$  und  $(n, e^-)$   $^{176}\text{Lu}$ 

Teil 24

$E_\gamma$ [keV]	$\Delta E_\gamma$ [keV]	$\frac{I_\gamma}{100n}$	$\frac{\Delta I_\gamma}{I_\gamma}$ [%]	$E_e$ [keV]	$\Delta E_e$ [keV]	$\frac{I_e}{100n}$	$\frac{\Delta I_e}{I_e}$ [%]	Schale	$E_e + E_S$ [keV]	$\alpha$	$\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ [%]	$\alpha(E1)$ (theoretisch)	$\alpha(E2)$	$\alpha(M1)$	Multipolarität	Kommentar
+109.541	0.006	0.05	20	46.202	0.007	0.106	12	K	109.516	2.0	23	0.23	0.80	2.4	M1	
109.398	0.006	0.06	21													Z)
+105.738	0.002	0.17	17	42.407	0.006	0.395	10	K	105.721	2.3	20	0.25	0.87	2.7	M1	
				94.864	0.008	0.0435	14	L <sub>1</sub>	105.735	0.25	22	0.027	0.087	0.38		
+104.985	0.002	0.43	11	41.662	0.006	0.375	10	K	104.976	0.86	15	0.26	0.88	2.8	E2	
				94.112	0.007	0.0602	12	L <sub>1</sub>	104.982	0.14	16	0.027	0.088	0.39		
				94.636	0.005	0.310	10	L <sub>2</sub>	104.984	0.71	15	0.0073	0.72	0.034		
				95.741	0.005	0.309	10	L <sub>3</sub>	104.985	0.71	15	0.0083	0.67	0.0046		
+99.163	0.001	0.57	12	35.844	0.005	2.20	10	K	99.158	3.9	15	0.29	1.00	3.3	M1+3.3(15)%E2	
				88.303	0.006	0.372	12	L <sub>1</sub>	99.173	0.66	17	0.031	0.100	0.46		
				88.825	0.007	0.0358	12	L <sub>2</sub>	99.173	0.063	17	0.0087	0.94	0.041		
				89.935	0.008	0.0267	14	L <sub>3</sub>	99.179	0.047	18	0.010	0.88	0.0055		
				96.681	0.006	0.0590	11	M <sub>1</sub>	99.172	0.10	16	0.0067	0.023	0.10		
93.748	0.009	0.09	19													Z)
+93.449	0.001	0.38	11	30.130	0.005	1.27	10	K	93.444	3.3	15	0.34	1.1	3.9	M1	
				90.961	0.008	0.0519	13	M <sub>1</sub>	93.452	0.14	17	0.0078	0.026	0.12		
93.193	0.009	0.19	51	29.880	0.004	0.354	12	K	93.194	1.9	52	0.35	1.1	3.9	(M1,E2)	M)
				82.324	0.006	0.0693	12	L <sub>1</sub>	93.195	0.36	52	0.036	0.11	0.55		
91.665	0.004	0.06	24	80.815	0.011	0.0339	19	L <sub>1</sub>	91.686	0.53	31	0.038	0.12	0.58		1)
+91.018	0.009	0.09	28													Z)
+90.867	0.001	0.57	10	27.544	0.005	4.55	10	K	90.858	<8.0	14	0.37	1.2	4.2	M1(+E2)	+L <sub>1</sub> 38.74
				80.003	0.005	0.313	10	L <sub>1</sub>	90.873	0.55	14	0.039	0.12	0.59		
				80.512	0.007	0.0379	12	L <sub>2</sub>	90.861	0.067	16	0.012	1.4	0.052		
				90.358	0.009	0.0356	13	N <sub>1</sub>	90.864	0.063	17	0.0020	0.0068	0.032		
				90.481	0.011	0.0189	18	N <sub>2,3</sub>	90.87	0.032	21	0.0013	0.16	0.0034		
90.614	0.008	0.08	22													Z)
89.619	0.012	0.07	27													Z)
88.862	0.003	0.14	15													1)
+81.996	0.004	0.08	28													Z)
+81.301	0.004	0.06	33	70.434	0.007	0.0589	13	L <sub>1</sub>	81.305	0.97	35	0.051	0.15	0.82	M1	

Tabelle 2: Resultate der Messungen

<sup>175</sup>Lu (n, γ) und (n, e<sup>-</sup>) <sup>176</sup>Lu

Teil 25

$E_\gamma$ [keV]	$\Delta E_\gamma$ [keV]	$\frac{I_\gamma}{100n}$	$\frac{\Delta I_\gamma}{I_\gamma}$ [%]	$E_e$ [keV]	$\Delta E_e$ [keV]	$\frac{I_e}{100n}$	$\frac{\Delta I_e}{I_e}$ [%]	Schale	$E_e + E_S$ [keV]	$\alpha$	$\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ [%]	$\alpha(E1)$	$\alpha(E2)$	$\alpha(M1)$	Multipo- larität	Kommentar
												(theoretisch)				
+77.623	0.004	0.10	25	66.743	0.007	0.162	12	L <sub>1</sub>	77.614	<1.6	28	0.057	0.16	0.93		+K 130.08* Z)
+73.140	0.001	1.05	10	62.271	0.005	1.99	10	L <sub>1</sub>	73.142	<1.9	14	0.065	0.18	1.1	M1	+L <sub>3</sub> 71.52
				62.793	0.005	0.202	10	L <sub>2</sub>	73.141	0.19	14	0.023	3.9	0.100	+2.5(10)%E2	
				63.893	0.007	0.0987	13	L <sub>3</sub>	73.137	0.094	16	0.028	4.0	0.014		
				70.651	0.004	0.245	10	M <sub>1</sub>	73.142	0.23	14	0.014	0.044	0.25		
				70.885	0.007	0.0555	12	M <sub>2</sub>	73.148	0.053	16	0.0051	0.95	0.024		
				72.633	0.008	0.0866	13	N <sub>1</sub>	73.139	0.083	17	0.0034	0.011	0.061		
+71.840	0.001	0.69	15	60.968	0.005	0.942	10	L <sub>1</sub>	71.838	1.4	18	0.068	0.18	1.2	M1	
				61.495	0.005	0.0885	11	L <sub>2</sub>	71.844	0.13	18	0.025	4.3	0.10		
				69.348	0.005	0.185	10	M <sub>1</sub>	71.839	0.27	18	0.015	0.046	0.26		
				71.345	0.008	0.0604	13	N <sub>1</sub>	71.851	<0.088	20	0.0036	0.011	0.064		+K 134.68
												$\alpha(E1)$	$\alpha(M2)$			
+71.516	0.001	26.0	10	60.646	0.005	3.24	10	L <sub>1</sub>	71.516	0.13	14	0.069	22.9		E1+0.22(2)%M2	
				61.166	0.005	0.782	10	L <sub>2</sub>	71.514	0.030	15	0.025	2.4			
				62.271	0.005	1.99	10	L <sub>3</sub>	71.515	<0.076	14	0.030	6.6		+L <sub>1</sub> 73.14	
				69.024	0.005	0.682	10	M <sub>1</sub>	71.515	0.026	14	0.015	5.5			
				69.247	0.006	0.190	10	M <sub>2</sub>	71.511	0.0073	15	0.0054	0.62			
				69.498	0.005	0.327	10	M <sub>3</sub>	71.522	<0.013	14	0.0068	1.71		+K 132.82	
				71.014	0.005	0.164	10	N <sub>1</sub>	71.520	0.0063	14	0.0036	1.38			
												$\alpha(E1)$	$\alpha(E2)$	$\alpha(M1)$		
+69.498	0.002	0.18	24	58.629	0.014	0.0782	50	L <sub>1</sub>	69.500	0.43	55	0.074	0.20	1.3	(M1)	
				67.002	0.008	0.0574	13	M <sub>1</sub>	69.494	<0.31	28	0.016	0.049	0.29		+K 130.32
+66.238	0.001	1.84	12	55.371	0.004	2.98	11	L <sub>1</sub>	66.242	1.6	16	0.083	0.21	1.5	M1+1.7(5)%E2	
				55.890	0.005	0.552	10	L <sub>2</sub>	66.238	0.30	15	0.032	6.2	0.13		
				56.996	0.005	0.259	10	L <sub>3</sub>	66.240	0.14	16	0.039	6.5	0.018		
				63.750	0.005	0.586	10	M <sub>1</sub>	66.242	0.32	15	0.018	0.054	0.33		
				63.974	0.006	0.144	11	M <sub>2</sub>	66.238	0.078	16	0.0069	1.5	0.033		
				64.224	0.007	0.0470	13	M <sub>3</sub>	66.248	0.026	17	0.0087	1.6	0.0045		
				65.744	0.006	0.205	12	N <sub>1</sub>	66.250	0.11	16	0.0043	0.014	0.081		

Tabelle 2: Resultate der Messungen

 $^{175}\text{Lu} (n, \gamma)$  und  $(n, e^-)$   $^{176}\text{Lu}$ 

Teil 26

$E_\gamma$ [keV]	$\Delta E_\gamma$ [keV]	$\frac{I_\gamma}{100n}$	$\frac{\Delta I_\gamma}{I_\gamma}$ [%]	$E_e$ [keV]	$\Delta E_e$ [keV]	$\frac{I_e}{100n}$	$\frac{\Delta I_e}{I_e}$ [%]	Schale	$E_e + E_S$ [keV]	$\alpha$	$\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ [%]	$\alpha(E1)$ (theoretisch)	$\alpha(E2)$ (theoretisch)	$\alpha(M1)$ (theoretisch)	Multipo- larität	Kommentar				
+65.353	0.005	0.11	35	54.483	0.006	0.0626	14	L <sub>1</sub>	65.353	0.55	38	0.085	0.22	1.5	(M1+E2)	+K 118.29 Z)				
				55.022	0.022	0.0269	44	L <sub>2</sub>	65.371	<0.24	57	0.033	6.6	0.14						
+64.970	0.004	0.13	31	62.458	0.018	0.0485	31	M <sub>1</sub>	64.949	0.36	43	0.019	0.056	0.35	M1					
+64.474	0.001	0.34	13	53.604	0.005	0.822	10	L <sub>1</sub>	64.474	2.4	17	0.088	0.22	1.6	M1+2.3(5)%E2					
				54.121	0.006	0.200	11	L <sub>2</sub>	64.470	0.60	17	0.034	7.1	0.15						
				55.228	0.007	0.112	16	L <sub>3</sub>	64.473	0.34	21	0.042	7.5	0.020						
				61.983	0.006	0.224	11	M <sub>1</sub>	64.474	0.67	17	0.019	0.057	0.36						
+64.369	0.006	0.09	44	53.503	0.022	0.0685	36	L <sub>1</sub>	64.373	<0.74	57	0.088	0.22	1.6	(M1+E2)	+K 116.76 Z)				
				55.127	0.006	0.0468	26	L <sub>3</sub>	64.371	0.49	51	0.043	7.5	0.020						
				47.723	0.005	0.748	10	L <sub>1</sub>	58.594	<5.3	20	0.11	0.26	2.1	M1(+E2)	+M <sub>3</sub> 49.74*				
+58.597	0.001	0.14	17	49.358	0.006	0.166	12	L <sub>3</sub>	58.603	1.2	21	0.058	12.	0.027		+K 121.63*				
				56.115	0.007	0.167	12	M <sub>1</sub>	58.607	<1.2	21	0.024	0.071	0.47						
				41.026	0.006	0.380	12	L <sub>1</sub>	51.896	2.0	21	0.15	0.33	3.0	M1+1.8(3)%E2					
+51.896	0.001	0.19	17	41.549	0.006	0.0795	12	L <sub>2</sub>	51.898	0.43	21	0.068	20.	0.28						
				42.650	0.009	0.0595	16	L <sub>3</sub>	51.894	0.32	24	0.087	22.	0.039						
				35.587	0.005	7.03	10	L <sub>1</sub>	46.457	4.2	28	0.19	0.42	4.2	M1+0.55(15)%E2					
+46.458	0.001	1.69	26	36.107	0.005	1.08	11	L <sub>2</sub>	46.456	0.64	28	0.096	34.	0.38						
				37.212	0.005	0.390	10	L <sub>3</sub>	46.456	0.23	28	0.13	38.	0.054						
				43.969	0.005	1.31	10	M <sub>1</sub>	46.460	0.77	28	0.041	0.13	0.94						
				44.202	0.006	0.141	12	M <sub>2</sub>	46.466	0.083	28	0.020	8.1	0.093						
				44.441	0.007	0.0694	13	M <sub>3</sub>	46.464	0.041	29	0.027	9.5	0.013						
				44.815	0.006	0.0973	11	M <sub>4</sub>	46.454	0.058	28	0.0023	0.12	0.0009						
				45.951	0.005	0.377	10	N <sub>1</sub>	46.457	0.22	28	0.010	0.033	0.23						
				46.044	0.007	0.0854	14	N <sub>2</sub>	46.454	0.050	30	0.0046	1.9	0.022						
				+38.745	0.001	2.47	27	27.877	0.005	20.5	10	L <sub>1</sub>	38.747	8.3	29	0.28	0.82	7.2	M1+1.6(1)%E2	
								28.398	0.005	5.52	10	L <sub>2</sub>	38.747	2.2	29	0.17	81.	0.66		
29.504	0.005	3.97	10					L <sub>3</sub>	38.748	1.6	29	0.23	95.	0.094						
36.255	0.005	3.83	10					M <sub>1</sub>	38.746	1.6	29	0.062	0.24	1.6						
36.483	0.005	1.21	10					M <sub>2</sub>	38.746	0.49	29	0.034	20.	0.16						
36.723	0.005	0.964	10					M <sub>3</sub>	38.746	0.39	29	0.047	24.	0.023						
38.240	0.005	0.884	10					N <sub>1</sub>	38.746	0.36	29	0.015	0.063	0.39						
38.328	0.005	0.253	12					N <sub>2</sub>	38.738	0.10	30	0.0079	4.6	0.038						
38.384	0.005	0.213	12					N <sub>3</sub>	38.743	0.086	30	0.011	5.5	0.0052						

Tabelle 3:  $\gamma$ -Linien aus Nachbarkernen - Teil 1

E/keV	$\Delta E/\text{keV}$	$I_\gamma$	
1087.999	0.034	1.1	177 Lu
1080.091	0.033	0.80	177 Lu
1065.912	0.040	0.31	177 Lu
1063.978	0.162	0.17	177 Lu
1061.970	0.069	0.21	177 Lu
1060.020	0.195	0.16	177 Lu
1056.566	0.125	0.28	177 Lu
1030.801	0.086	0.22	177 Lu
1008.569	0.059	0.21	177 Lu
951.084	0.068	0.15	177 Lu
919.496	0.152	0.10	177 Lu
916.321	0.079	0.24	177 Lu
910.707	0.030	0.25	177 Lu
908.011	0.040	0.18	177 Lu
899.130	0.034	0.17	177 Lu
876.585	0.018	0.32	177 Lu
851.184	0.028	0.17	177 Lu
845.355	0.042	0.13	177 Lu
833.627	0.095	0.08	177 Lu
823.037	0.018	0.17	177 Lu
811.506	0.107	0.07	177 Lu
805.951	0.107	0.10	177 Lu
804.562	0.049	0.10	177 Lu
761.710	0.005	1.0	177 Lu
716.664	0.107	0.19	177 Lu
714.068	0.068	0.11	177 Lu
695.187	0.053	0.21	177 Lu
689.842	0.022	0.22	177 Lu
668.377	0.068	0.08	177 Lu
659.996	0.083	0.08	177 Lu
606.801	0.022	0.13	177 Lu
552.100	0.011	0.40	177 Lu
550.320	0.020	0.26	177 Lu
547.911	0.012	0.16	177 Lu
542.629	0.022	0.11	177 Lu
508.145	0.006	0.45	177 Hf?
475.479	0.007	0.10	177 Lu
469.353	0.094	0.02	177 Lu
462.615	0.083	0.03	177 Lu
457.965	0.002	1.9	177 Lu
436.551	0.024	0.06	177 Lu
430.559	0.022	0.05	177 Lu
413.681	0.004	0.22	177 Lu
406.143	0.025	0.05	177 Lu
404.309	0.030	0.06	177 Lu
393.396	0.007	0.12	177 Lu
367.435	0.004	0.83	177 Lu
364.612	0.005	0.23	177 Lu
357.037	0.004	0.15	178 Lu
348.100	0.005	0.46	177 Lu
346.394	0.005	0.13	177 Lu
336.358	0.039	0.11	177 Lu
329.617	0.011	0.08	177 Lu
325.577	0.004	0.28	178 Hf
322.871	0.006	0.12	177 Lu
319.043	0.003	1.5	177 Lu
313.367	0.004	0.17	177 Lu



Tabelle 3:  $\gamma$ -Linien aus Nachbarkernen - Teil 2

E/keV	$\Delta E/\text{keV}$	$I_\gamma$	
301.119	0.002	0.23	177 Lu
272.305	0.010	0.08	177 Lu
268.807	0.002	1.3	177 Lu
264.596	0.007	0.14	177 Lu
259.391	0.002	0.75	177 Lu
249.724	0.011	0.05	177 Hf
247.251	0.004	0.13	177 Lu
244.315	0.003	0.21	177 Lu
235.867	0.003	0.25	177 Lu
235.386	0.018	0.04	177 Lu
228.987	0.012	0.11	177 Lu
228.721	0.006	0.10	177 Lu
221.080	0.011	0.04	178 Lu
218.121	0.007	0.07	177 Lu
213.444	0.001	0.61	178 Hf
212.853	0.009	0.11	177 Lu
209.628	0.003	0.18	177 Lu
208.381	0.001	1.5	177 Hf
207.813	0.002	0.65	177 Lu
203.807	0.010	0.02	177 Lu
202.227	0.013	0.05	177 Lu
195.575	0.002	0.24	177 Lu
191.504	0.002	0.19	177 Lu
188.085	0.002	0.34	177 Lu
185.597	0.001	1.1	177 Lu
183.707	0.009	0.10	177 Lu
174.521	0.011	0.07	177 Lu
171.870	0.001	0.67	177 Lu
168.604	0.001	0.37	177 Lu
166.850	0.010	0.06	177 Lu
162.497	0.001	1.7	177 Lu
160.399	0.001	0.24	177 Lu
159.508	0.006	0.11	177 Lu
150.399	0.001	4.4	177 Lu
147.174	0.001	1.8	177 Lu
146.020	0.003	0.08	177 Lu
145.873	0.001	0.42	177 Lu
144.754	0.002	0.50	177 Lu
138.617	0.001	2.6	177 Lu
136.234	0.024	0.04	177 Lu
135.787	0.003	0.14	177 Lu
130.078	0.011	0.02	177 Lu Z)
124.966	0.002	0.13	177 Lu
121.626	0.001	2.0	177 Lu
119.842	0.001	0.41	177 Lu
115.656	0.003	0.06	177 Lu
115.326	0.014	0.07	177 Lu
113.980	0.008	0.04	177 Lu Z)
112.958	0.002	0.70	177 Hf
112.032	0.001	0.20	177 Lu
111.712	0.002	0.44	177 Lu
94.141	0.001	0.20	177 Lu
93.184	0.001	0.53	178 Hf
88.364	0.001	8.0	176 Hf
81.459	0.004	0.12	177 Lu

## 2.4 Die $^{175}\text{Lu}(n,\gamma-\gamma')^{176}\text{Lu}$ Koinzidenzmessung

Das Experiment wurde an der Endposition eines Neutronenleiters am ILL Grenoble durchgeführt. Der Neutronenfluß ist mit  $\approx 10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  wesentlich kleiner als bei den vorher beschriebenen Messungen. Die Vorteile der Neutronenleiterposition liegen in der Möglichkeit, einen großen Raumwinkel zu erfassen und dem sehr geringen  $\gamma$ -Untergrund.

Innerhalb des Neutronenleiterstrahlrohrs war eine Probe mit  $\approx 100 \text{ mg Lu}_2\text{O}_3$  der Anreicherung 99,94 %  $^{175}\text{Lu}$ , 0,06 %  $^{176}\text{Lu}$  montiert. An den zwei gegenüberliegenden Seiten senkrecht zur Strahlrohrachse wurden zwei Germanium-Detektoren aufgebaut. Der Abstand zur Probe betrug etwa 15 cm.

Beim Erstellen des Niveauschemas zeigte sich insbesondere die Bedeutung von  $\gamma$ -Kaskaden mit einem hochenergetischen und einem niederenergetischen Übergang. Daher wurde ein Aufbau mit zwei verschiedenen Detektoren gewählt. Ein planarer Germanium-Detektor diente zur optimalen Messung von  $\gamma$ -Energien unterhalb 100 keV, hatte jedoch eine geringere Nachweiswahrscheinlichkeit bei hohen Energien. Der zweite größere Ge(Li)-Detektor zeichnete sich dagegen durch eine große Nachweiswahrscheinlichkeit bei höheren Energien aus, hier lag die Untergrenze meßbarer Energien bei etwa 70 keV.

Die gesamte Meßzeit betrug etwa 50 Stunden bei einer Koinzidenzrate von 400-450  $\text{s}^{-1}$ . Zu jedem Koinzidenzereignis wurden die beiden  $\gamma$ -Signale und deren zeitlicher Abstand gespeichert. Aus diesen Meßdaten konnten dann die Koinzidenzspektren mit Hilfe digitaler Fenster erzeugt werden.

Ein solches Koinzidenzspektrum nach vollständigem Abzug von Untergrund durch zufällige Koinzidenzen und Compton gestreuter  $\gamma$ -Strahlung ist für die 225 keV Linie in Abb. 2.7 wiedergegeben. Zum Erstellen dieses Spektrums wurde ein digitales Fenster auf den größeren Ge(Li)-Detektor gesetzt.

Das Gesamtergebnis der Koinzidenzmessung ist in den Tabellen 4 und 5 zusammengefaßt. In diesen Tabellen sind zu den  $\gamma$ -Linien, auf die digitale Fenster gesetzt wurden, die in Koinzidenz registrierten  $\gamma$ -Linien aufgelistet. Die Stärke der Koinzidenzen ist durch die folgenden Abkürzungen, die auch in der Arbeit von Minor et al. (6) verwendet wurden, gegeben:

S - sehr starke Koinzidenzen,  
 Y - mittelstarke, klar nachgewiesene Koinzidenzen,  
 W - schwache Koinzidenzen,  
 VW - sehr schwache oder fragliche Koinzidenzen.

**Tabelle 4: Ergebnis der  $^{175}\text{Lu}$  (n, $\gamma$ - $\gamma'$ )  $^{176}\text{Lu}$ -Messung - Teil 1.** Die Energie der  $\gamma$ -Übergänge die in Koinzidenz zueinander registriert wurden, ist in [keV] angegeben. Die digitalen Fenster (Gates) wurden im planaren Ge-Detektor gesetzt.

Gate: 90.9 93.4 99.2 112.9 129.8 139.4 153.5 182.4 185. 188.3 192.2  
 /Koin. \*)

147.6	---	---	---	---	---	VW	---	---	---	W	---
169.7	---	---	---	---	W	---	---	---	---	---	---
185.6	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---	VW?
192.2	---	---	---	---	Y	---	---	---	W	---	---
197.2	---	---	---	Y	---	---	---	---	---	---	---
201.5	---	---	---	S	---	---	---	---	---	---	---
217.0	---	---	---	---	---	---	---	---	VW	---	---
219.3	---	---	---	---	---	Y	---	---	---	---	---
225.4	---	S	---	Y	S	---	S	---	Y	---	S
227.9	---	---	---	S	---	---	---	---	---	---	---
240.8	---	---	---	---	---	---	---	---	Y	---	---
251.2	---	---	VW	---	---	---	W	---	---	---	VW
262.6	---	---	---	VW	---	---	---	---	---	---	---
263.7	---	---	---	---	W	---	---	---	---	---	---
271.9	---	---	---	---	---	---	W	---	---	---	Y
272.7	---	---	---	W	---	---	---	---	---	---	---
277.7	---	---	---	---	---	W	---	---	---	---	---
284.4	---	---	---	---	---	Y	---	---	---	W	---
284.6	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---
299.4	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---
301.3	---	---	---	---	---	---	VW	---	---	---	W/Y
309.1	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---	VW?
310.2	Y	---	---	---	Y	---	---	---	---	---	---
330.6	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---	W
335.8	---	---	S	---	---	---	---	---	---	---	---
350.4	---	---	---	---	---	---	---	---	---	VW	---
355.7	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---	VW
359.9	---	---	---	Y	---	---	---	---	---	---	---
362.8	---	---	---	---	---	VW	---	---	---	---	---
419.6	---	---	---	W	---	---	---	---	---	---	---
422.6	---	---	---	W	---	---	---	---	---	---	---
424.5	---	---	---	---	VW	---	---	---	---	---	---
578.2	---	---	---	W	---	---	---	---	---	---	---
721.9	---	---	---	VW	---	---	---	---	---	---	---

\*) Multiplett, das 5 mit dem Kristallspektrometer aufgelöste  $\gamma$ -Linien enthält

**Tabelle 5: Ergebnis der  $^{175}\text{Lu}$  ( $n,\gamma\text{-}\gamma'$ )  $^{176}\text{Lu}$ -Messung - Teil 2.  $\gamma$ -Energien [keV], die in Koinzidenz mit Gates im großen Ge(Li)-Detektor registriert wurden.**

Gate: 214.1 219.2 222.1 225.4 227.9 233.7 240.7 251.2  
/Koin.

38.7	---	---	---	---	---	---	---	---
46.5	---	---	---	W	---	---	---	---
KALPHA	S	S	Y	S	S	S	---	Y
KBETA	Y	Y	W	S	Y	Y	---	Y
66.2	---	---	---	---	---	---	---	---
71.5	Y	Y	---	S	---	Y	---	---
73.1	VW	VW	---	---	---	---	---	---
90.8	---	---	---	---	---	---	---	---
93.4	---	---	---	Y	---	---	---	---
99.1	---	---	---	---	---	---	---	---
104.9	---	---	---	---	---	---	---	---
112.9	---	---	---	Y	S	---	---	---
115.7	---	---	---	VW	---	---	---	---
116.2	---	---	---	VW	---	---	---	---
120.5	---	---	---	W	---	---	---	---
129.8	---	---	---	Y	---	---	---	---
133.7	---	---	---	W	---	---	---	---
139.4	W	W	---	---	---	---	---	---
147.6	---	---	---	---	---	---	---	VW
153.4	---	---	W	Y	---	---	---	---
169.7	---	---	---	VW	---	---	---	---
171.8	---	---	---	VW?	---	---	---	---
182.0	---	---	---	VW?	---	---	---	---
183.0	---	---	---	---	---	---	---	---
184.1	---	---	---	---	---	---	Y	---
185.3	---	---	---	W	---	---	---	---
192.2	---	---	W	S	---	---	---	---
197.2	---	---	---	W/Y	---	---	---	---
199.9	---	---	---	VW	---	---	---	---
203.6	---	---	---	---	---	---	---	---
214.1	---	---	---	---	---	---	---	---
216.9	---	---	---	---	---	---	---	---
222.1	---	---	---	W	---	---	---	---
225.4	---	---	W	---	---	---	---	---
236.0	---	---	---	---	---	---	---	---
238.6	---	---	---	W	---	---	---	---
251.2	---	---	---	---	---	---	---	---
262.6+	---	---	---	(W)	---	---	---	---
263.7	---	---	VW	Y	---	---	---	---
264.7	---	---	---	---	---	---	---	---
271.8	---	---	---	---	---	---	---	---
274.7	---	---	---	---	---	---	---	---
284.6	Y	---	---	---	---	---	---	---
299.4	---	---	---	W	---	---	---	---
301.7	---	---	---	VW	---	---	---	---
306.0	---	---	---	---	---	---	---	---
309.1	---	---	---	---	---	---	W	---
310.1	---	---	---	S	---	---	---	---
320.6	---	---	---	VW?	---	---	---	---
330.5	---	---	---	---	---	---	---	---
335.8	VW?	---	---	---	---	---	---	Y
338.	---	---	---	---	---	---	---	---
350.3	---	---	---	---	---	---	---	---
362.2	---	---	---	---	---	---	---	---
392.6	---	---	---	---	---	---	---	---
419.6	---	---	---	---	VW	---	---	---
424.5	---	---	---	---	---	---	---	---
433.3	---	---	---	---	---	---	---	---
439.6	---	---	---	---	---	---	---	---

Fortsetzung von Tabelle 5:

Gate: 262.6 277.6 284.6 299. 301. 310.1 335.8 422.6 563.9+  
 /Koin. +263.7 425.3 565.2  
 425.8

38.7	---	---	---	---	---	---	VW	VW	---
46.5	VW	---	---	---	---	---	---	VW	---
KALPHA	S	Y	S	Y	---	S	S	S	---
KBETA	S	Y	S	W	---	S	S	S	---
66.2	---	---	W	---	---	---	W	---	---
71.5	Y	---	S	---	---	---	Y	Y	---
73.1	VW	---	W/Y	---	---	---	---	---	---
90.8	---	---	---	---	---	W/Y	---	---	---
93.4	---	---	---	---	---	---	---	---	---
99.1	---	---	---	---	---	---	Y	---	---
104.9	---	---	---	---	---	---	VW	---	---
112.9	---	---	---	---	---	---	---	W	---
115.7	---	---	---	---	---	---	---	---	---
116.2	---	---	---	---	---	---	---	---	---
120.5	---	---	---	---	---	---	---	---	---
129.8	---	---	---	---	---	W/Y	---	W	---
133.7	---	---	---	---	---	---	---	---	---
139.4	---	W/Y	Y	---	---	---	---	---	---
147.6	---	---	---	---	---	---	---	---	---
153.4	VW	---	---	---	---	---	---	---	---
169.7	---	---	---	---	---	VW	---	---	---
171.8	---	---	---	---	---	---	---	---	---
182.0	---	---	VW?	---	---	---	---	---	---
183.0	---	---	---	---	---	VW	---	---	---
184.1	---	---	---	---	---	---	---	---	---
185.3	---	---	---	---	---	W	---	---	---
192.2	Y	---	---	---	Y	---	---	VW	---
197.2	---	---	---	---	---	---	---	---	---
199.9	---	---	---	---	---	---	---	---	---
203.6	---	---	---	---	---	---	VW	---	---
214.1	---	---	Y	---	---	---	VW	---	---
216.9	---	---	---	---	---	---	---	---	W
222.1	---	---	---	---	---	VW	---	---	---
225.4	S	---	---	Y	---	S	---	---	---
236.0	---	---	---	---	---	---	VW	---	---
238.6	---	---	---	---	---	---	---	---	---
251.2	W	---	---	---	---	---	Y	---	---
262.6+	---	---	---	---	---	---	---	---	---
263.7	VW?	---	---	---	W/Y	---	---	---	---
264.7	---	---	W	---	---	---	---	---	---
271.8	W	---	---	---	---	---	---	---	---
274.7	---	---	---	---	---	---	---	---	Y
284.6	W	---	---	---	---	---	---	---	---
299.4	---	---	---	---	---	---	---	---	---
301.7	---	---	---	---	---	---	---	---	---
306.0	---	---	---	---	---	---	---	---	VW
309.1	---	---	---	---	---	---	---	---	---
310.1	VW	---	W	---	---	---	---	---	---
320.6	---	---	---	---	---	---	---	---	---
330.5	---	---	---	---	---	VW	---	---	---
335.8	---	---	---	---	---	---	---	---	---
338.	---	---	---	---	---	---	VW	---	---
350.3	---	---	---	---	---	---	W	---	---
362.2	---	---	VW	---	---	---	---	---	---
392.6	---	---	---	VW?	---	---	---	---	---
419.6	---	---	---	---	---	---	---	---	---
424.5	VW?	---	---	---	---	W	---	---	---
433.3	VW?	---	---	---	---	---	---	---	---
439.6	---	---	---	---	---	---	VW	---	---

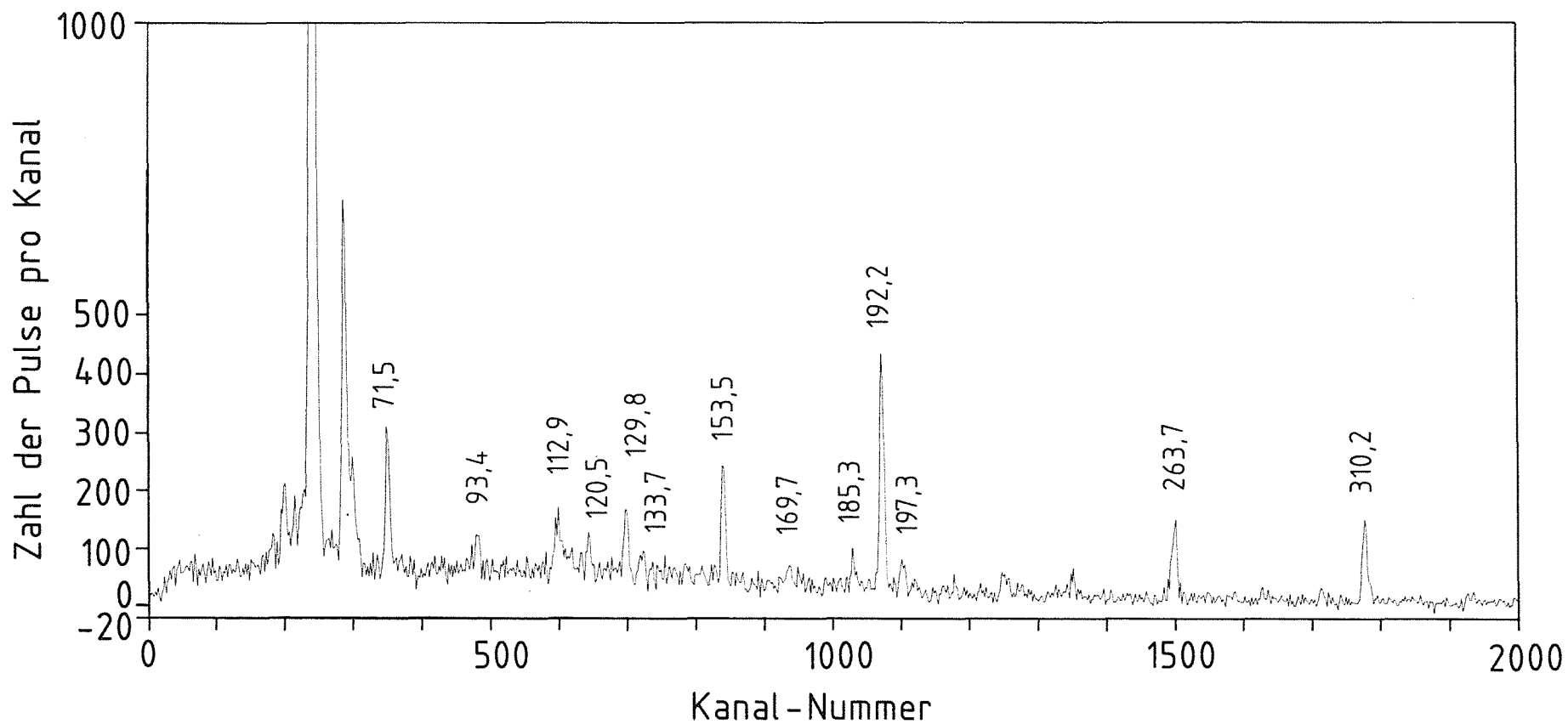


Abb. 2.7: Koinzidenzspektrum der 225,4 keV Linie. Die Zahl der Koinzidenzereignisse, die im planaren Ge-Detektor gemessen wurden, ist als Funktion der Kanalnummer aufgetragen. Die Energieeichung ist:  $E/\text{keV} = 12,7 + 0,1674 \cdot \text{Kanalnummer}$ . Zu einem Teil der  $\gamma$ -Linien ist die Energie in [keV] direkt angegeben.

### 3. Übersicht: Der Aufbau des Niveauschemas aus den experimentellen Ergebnissen

#### 3.1 Die Eingangsdaten und ihre Bedeutung

Die Eingangsinformationen zum Erstellen des Niveauschemas setzen sich wie folgt zusammen:

Die Untersuchung der Reaktionen  $^{175}\text{Lu} (n,\gamma)$  und  $(n,e^-) ^{176}\text{Lu}$  ergab eine Liste mit 509  $\gamma$ -Übergängen mit bekannter Energie, Intensität und in vielen Fällen auch bekannter Multipolarität.

Von besonderer Bedeutung ist die hohe Energiepräzision dieser Daten. Sie ist Voraussetzung für eine sinnvolle Anwendung des Ritz'schen Kombinationsprinzips, mit dem neue Energieniveaus durch Energiekombination gemessener  $\gamma$ -Übergänge erschlossen werden. Zerfällt zum Beispiel ein Niveau sowohl durch eine Kette von 2 Übergängen mit den Energien  $E_1$  und  $E_2$  als auch durch einen direkten Übergang der Energie  $E_3$  in ein anderes Niveau, so muß für die zugeordneten  $\gamma$ -Übergänge  $E_3 = E_1 + E_2$  erfüllt sein. Je präziser die Energien bekannt sind, desto geringer ist die Wahrscheinlichkeit von Zufallskombinationen bei dieser Art der Zuordnung.

Ist für einen Teil der beteiligten Übergänge die Multipolarität bekannt, so lassen sich Zufallskombinationen noch weiter ausschließen. Bezieht man das genannte Beispiel auf den Zerfall eines  $I^\pi = 3^-$  Niveaus in ein  $I^\pi = 1^-$  Niveau innerhalb einer Rotationsbande, so muß der direkte Übergang die Multipolarität E2 haben. Die Zerfallskette über das  $I^\pi = 2^-$  Mitglied der Bande setzt sich dagegen aus 2 M1 Übergängen mit möglicher E2 Beimischung zusammen. Je mehr dieser Multipolaritäten experimentell bestätigt sind, desto zuverlässiger ist die Zuordnung.

Die Koinzidenzdaten aus der  $^{175}\text{Lu} (n,\gamma-\gamma') ^{176}\text{Lu}$  Messung können eine Zuordnung zusätzlich bestätigen oder ausschließen. So müssen in dem genannten Beispiel die beiden M1-Übergänge der Energien  $E_1$  und  $E_2$  in Koinzidenz miteinander registriert werden.

Für die speziell bei  $^{176}\text{Lu}$  auftretende Fragestellung nach der Kopplung von  $I^\pi = 7^-$  Grundzustand und  $I^\pi = 1^-$  Isomer waren die Ergebnisse der  $^{175}\text{Lu}(d,p)^{176}\text{Lu}$  Messung an der TU München (20) eine entscheidende Zusatzinformation.

Folgende bereits bekannte Daten aus anderen Meßmethoden wurden ebenfalls beim Aufbau des Niveauschemas berücksichtigt:

Die Information aus der zur (d,p)-Reaktion komplementären Transferreaktion  $^{177}\text{Hf}(t,\alpha)^{176}\text{Lu}$  steht aufgrund der Arbeit von Dewberry et al. (10) zur Verfügung.

Einen weiteren Teil des Niveauschemas haben Messungen der Coulomb-Anregung von  $^{176}\text{Lu}$  zugänglich gemacht (11,12).

Hoff et al. (17) führten eine Messung primärer  $\gamma$ -Übergänge nach gemitteltem Resonanzeinfang epithermischer Neutronen (ARC für *average resonance capture*) durch. Hierdurch konnten eine Reihe von Energieniveaus, deren Spin und Parität genau abgegrenzt ist, erschlossen werden. Insbesondere wurde ein vollständiger Satz von Niveaus im Bereich  $2^- \leq I^\pi \leq 5^-$  für Energien bis 1100 keV aufgestellt. Allerdings konnten mit der Energieauflösung dieser Messung eng benachbarte Niveaus nicht getrennt werden. All diese Niveaus werden auch beim thermischen Neutroneneinfang populiert und sollten daher bei der Zuordnung der sekundären  $\gamma$ -Übergänge gefunden werden.

### 3.2 Der Aufbau des Niveauschemas

Der Aufbau des Niveauschemas aus diesen Eingangsdaten erfolgte in 3 Schritten:

(1) Mit dem Ritz'schen Kombinationsprinzip wurden zunächst zwei völlig getrennte Teilschemata, von denen eines auf den Grundzustand und das andere auf das Isomer aufbaute, erstellt. Beide Teilschemata zeichnen sich durch eine hohe interne Energiepräzision von typischerweise 1-10 eV aus. Die Anregungsenergie des Isomers und damit die absolute Energieskala des zweiten Teilschemas blieb damit jedoch weiterhin mit einer Unsicherheit von  $\approx 2$  keV behaftet.

(2) Um diese Anregungsenergie genau festzulegen, wurde eine Eichung der (d,p)-Meßdaten mit gut abgesicherten Niveauenergien durchgeführt. Anschließend konn-



ten Mittlerübergänge zwischen den beiden Teilschemata durch Kombination der (d,p)-Meßdaten mit den  $\gamma$ -Daten zugeordnet werden.

(3) Das zusammenhängende Niveauschema wurde daraufhin auf seine Konsistenz mit allen anderen Meßergebnissen überprüft und nochmals erweitert.

Die Diskussion des Niveauschemas in dieser Arbeit ist so aufgegliedert, daß sie auf möglichst direktem Wege zur Bestimmung der astrophysikalisch wichtigen Mittler-niveaus führt. Als Grundlage für die Eichung der (d,p)-Meßdaten werden zunächst die bereits bekannten Niveaus, die vielfach in Rotationsbanden eingeordnet sind, besprochen. Eine weitere in (d,p) populierte  $K^\pi = 2^-$  Rotationsbande, die bei der Eichung hochenergetischer Niveaus miteingeht, wird daraufhin neu etabliert. Auf der Grundlage dieser Informationen wird dann die Kopplung von Isomer und Grundzustand aufgebaut. Alle weiteren Energieniveaus werden anschließend diskutiert.

Bei der Interpretation der Niveaus wird sehr oft auf die ARC-Messung von Hoff et al. (17) und die (t, $\alpha$ )-Messung von Dewberry et al. (10) zurückgegriffen. Um einen raschen Überblick und Vergleich zu ermöglichen, wurden diese Meßdaten zusammen mit den neuen (d,p)-Ergebnissen und allen in dieser Arbeit besprochenen Niveaus in **Tabelle 6** zusammengestellt. Hierzu wurden die ARC-Daten von Hoff et al. (17) neu normiert.

In der ARC-Messung wird die Energie der primären  $\gamma$ -Übergänge in die betreffenden Niveaus bestimmt. Um hieraus die Niveauenergien abzuleiten, muß die Anregungsenergie des nach Neutroneneinfang gebildeten Compoundkerns bekannt sein. Da es keine primären Übergänge in den Grundzustand gibt, kann der Nullpunkt der Energieskala nur durch bekannte Niveauenergien festgelegt werden. Hoff et al. (17) verwendeten hierzu die gut etablierten Niveaus aus der Arbeit von Balodis et al. (9). Diese sind jedoch auf die bisherige *Energiedefinition* des Isomers

$$E \equiv 126,500 \text{ keV}$$

bezogen. In der vorliegenden Arbeit wird diese Energie neu bestimmt zu:

$$E = 122,855 \text{ keV} .$$

Die Herleitung dieses Werts erfolgt in Kapitel 6 im Zusammenhang mit der Kopplung von Isomer und Grundzustand.

Alle an das Isomer gekoppelten Niveaus sind auf diese Energie bezogen. Sie kann zunächst als neue Definition aufgefaßt werden, denn die experimentelle Absicherung dieser Niveaus ist *unabhängig* vom Nullpunkt der Energieskala.

Um die ARC-Daten auf diese neu festgelegte Anregungsenergie zu normieren, müssen alle angegebenen Niveauenergien aus der Arbeit von Hoff et al. (17) um 3,6 keV reduziert werden. Vergleicht man danach die so normierten Niveauenergien, so erhält man noch eine mittlere systematische Abweichung von 0,3 keV, die genau der Größe des von Hoff et al. (17) angegebenen statistischen Meßfehlers entspricht. Um eine optimale Anpassung der beiden Datensätze zu erreichen, wurde diese systematische Abweichung bei der Normierung der ARC-Daten noch berücksichtigt. In der endgültigen Normierung wurden also alle angegebenen Niveauenergien um 3,9 keV reduziert. Diese Energien sind in Tabelle 6 enthalten.

Bei einem Vergleich der Niveauenergien aus der Publikation von Balodis et al. (9) muß gleichfalls eine konstante Energieverschiebung berücksichtigt werden. Sie entspricht genau der Differenz aus neuer und bisheriger Energiefestlegung für das Isomer und beträgt

$$\Delta E = -3,645 \text{ keV} .$$

### 3.3 Die Präzision der Niveauenergien

Im folgenden Niveauschema ist zu jedem Niveau ein Energiefehler angegeben. Dieser resultiert *nur* aus dem statistischen Fehler der zugeordneten  $\gamma$ -Übergänge. Bei der Anwendung des Ritz'schen Kombinationsprinzips ist allein diese relative Energiepräzision entscheidend. Sie bestimmt somit auch die experimentelle Absicherung vieler Niveaus.

Ist man dagegen an absoluten Energiefehlern interessiert, so müssen zwei zusätzliche Unsicherheiten berücksichtigt werden:

(1) Die Anregungsenergie des Isomers ist mit einem statistischen Fehler von 6 eV behaftet. Dieser Fehler ist größer als die interne Präzision des Niveauschemas, das auf das Isomer aufbaut, und muß zu den angegebenen Niveaufehlern addiert werden.

(2) Die größere systematische Unsicherheit erwächst aus der Energienormierung der Kristallspektrometerdaten. Wie bereits erwähnt sind alle  $\gamma$ -Energien auf die Energie der  $K_{\alpha 2}$  Röntgenlinie bezogen und können durch Multiplikation mit einem konstanten Faktor unnormiert werden. Schätzt man den Fehler bei der Bestimmung der Referenzenergie zu etwa  $\Delta E = 3 \text{ eV}$  ab, so ergibt sich für die systematischen Energiefehler der  $\gamma$ -Linien und Niveauenergien:

$$\frac{\Delta E}{E} = 5,7 \cdot 10^{-5} .$$

Für die Anregungsenergie des Isomers liegt dieser systematische Fehler bei 7 eV, für höherenergetische Niveaus bei  $\approx 800 \text{ keV}$  jedoch bereits bei 45 eV und damit bei einem Vielfachen des angegebenen statistischen Meßfehlers. Diese systematischen Energiefehler sind bei den Angaben in **Tabelle 6** mit berücksichtigt.

**Tabelle 6: Energieniveaus in  $^{176}\text{Lu}$  aus verschiedenen Messungen.** Für die (t, $\alpha$ )-Messung sind alle Zahlenwerte direkt aus der Publikation von Dewberry et al. (10) übernommen.  $I^\pi$  K Zuordnungen, die mit der vorliegenden Arbeit nicht übereinstimmen, sind mit ? gekennzeichnet. Die Energieniveaus aus der ARC Messung von Hoff et al. (17) sind um  $\Delta E = -3,9$  keV umnormiert (Begründung im Text). Bei den Spin-Paritätsangaben bedeutet die Notation C:  $I_1^\pi + I_2^\pi$ , daß die ARC Messung eine Zuordnung aus früheren Messungen bestätigt. Die ARC Daten selbst sind dann auch mit anderen  $I^\pi$  Zuordnungen verträglich. Das gleiche gilt, wenn nur eine Angabe für  $I^\pi$  erfolgt.

$^{177}\text{Hf}(t,\alpha)^{176}\text{Lu}$ <i>Dewberry et al. (10)</i>			$^{175}\text{Lu}(d,p)^{176}\text{Lu}$		ARC <i>Hoff et al. (17)</i>		$^{175}\text{Lu}(n,\gamma)$ und $(n,e^-)^{176}\text{Lu}$	
E [keV]	Intensi- tät	$I^\pi$ K	E [keV]	Intensi- tät	E [keV]	$I^\pi$	E [keV]	$I^\pi$ K
$0 \pm 1$	0.0306	7- 7					$0.000 \pm 0.000$	7- 7
$123 \pm 1$	0.0099	1- 0	$122.9 \pm 0.4$	2.3			$122.855 \pm 0.009$	1- 0
$184 \pm 3$	0.0004	8- 7	$183.9 \pm 0.3$	5.6			$184.130 \pm 0.011$	8- 7
$198 \pm 3$	0.0001	1+ 1					$194.372 \pm 0.013$	1+ 1
$233 \pm 4$	0.0003	2+ 1					$233.117 \pm 0.015$	2+ 1
$240 \pm 2$	0.0096	3- 0	$235.9 \pm 0.3$	5.3	$235.5 \pm 0.3$	3-	$235.776 \pm 0.015$	3- 0
							$236.926 \pm 0.015$	0- 0
$301 \pm 1$	0.0060	3+ 1	$299.3 \pm 1.4$	1.2	$299.7 \pm 0.3$	3+	$299.357 \pm 0.018$	3+ 1
$308 \pm 1$	0.0130	2- 0	$305.2 \pm 0.6$	3.7	$305.5 \pm 0.3$	2-	$305.277 \pm 0.018$	2- 0
			$338.6 \pm 0.7$	0.5			$338.856 \pm 0.020$	1+ 1
$377 \pm 4$	0.0041	2+ 1	$372.7 \pm 0.3$	2.8	$372.1 \pm 0.3$	4+	$372.500 \pm 0.022$	4+ 1
					$380.8 \pm 0.5$	2+	$381.358 \pm 0.023$	2+ 1
$391 \pm 3$	0.0106	1- 1	$387.1 \pm 0.6$	1.9			$386.584 \pm 0.023$	1- 1
							$388.901 \pm 0.029$	9- 7
			$425.1 \pm 0.7$	3.1			$424.891 \pm 0.024$	8+ 8
$433 \pm 1$	0.0118	2- 1	$435.8 \pm 0.6$	2.9	$433.7 \pm 0.3$	2-	$433.042 \pm 0.025$	2- 1
					$438.2 \pm 0.4$	5-	$437.344 \pm 0.026$	5- 0
$459 \pm 7$	0.0049	3+ 1	$450.6 \pm 0.6$	1.6	$449.7 \pm 0.3$	3+	$450.121 \pm 0.026$	3+ 1

Tabelle 6: Energieniveaus in  $^{176}\text{Lu}$  aus verschiedenen Messungen. - Teil 2

$^{177}\text{Hf}(t,\alpha)^{176}\text{Lu}$ <i>Dewberry et al. (10)</i>			$^{175}\text{Lu}(d,p)^{176}\text{Lu}$		ARC <i>Hoff et al. (17)</i>		$^{175}\text{Lu}(n,\gamma)$ und $(n,e^-)^{176}\text{Lu}$	
E [keV]	Intensi- tät	$I^\pi$ K	E [keV]	Intensi- tät	E [keV]	$I^\pi$	E [keV]	$I^\pi$ K
			$463.9 \pm 0.4$	3.8	$463.8 \pm 0.3$	4 <sup>-</sup>	$463.773 \pm 0.027$	4 <sup>-</sup> 0
$486 \pm 3$	0.0085	8 <sup>+</sup> 8	$487.9 \pm 0.3$	4.0	$487.2 \pm 0.4$	5 <sup>+</sup>	$487.645 \pm 0.028$	5 <sup>+</sup> 1
							$487.838 \pm 0.030$	8 <sup>+</sup> 8
$505 \pm 2$	0.0069	3 <sup>-</sup> 1	$504.7 \pm 0.3$	2.1	$504.9 \pm 0.3$	3 <sup>-</sup>	$504.885 \pm 0.029$	3 <sup>-</sup> 1
$538 \pm 3$	0.0023	4 <sup>+</sup> 1	$532.8 \pm 0.3$	2.6	$533.2 \pm 0.3$	4 <sup>+</sup>	$533.097 \pm 0.031$	4 <sup>+</sup> 1
$565 \pm 3$	0.0324	6 <sup>-</sup> 6					$563.938 \pm 0.032$	6 <sup>-</sup> 6
							$591.782 \pm 0.034$	6 <sup>+</sup> 1
$594 \pm 3$	0.0028	4 <sup>-</sup> 1	$593.4 \pm 0.7$	3.0	$595.6 \pm 0.3$	4 <sup>-</sup>	$595.753 \pm 0.035$	4 <sup>-</sup> 1
$607 \pm 10$	0.0024		$615.1 \pm 0.3$	6.8				9 <sup>+</sup> 8
					$635.0 \pm 0.3$	3 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup>	$635.207 \pm 0.037$	4 <sup>+</sup> 4
			$637.5 \pm 0.5$	1.3			$637.789 \pm 0.037$	1 <sup>-</sup> 1
$653 \pm 6$	0.0059		$650.4 \pm 0.9$	2.8	$649.8 \pm 0.8$	5 <sup>+</sup>	$650.183 \pm 0.038$	5 <sup>+</sup> 1
					$658.1 \pm 0.3$	C: 3 <sup>-</sup> + 5 <sup>+</sup>	$657.142 \pm 0.038$	5 <sup>+</sup> 5
			$658.4 \pm 0.2$	67.9			$658.445 \pm 0.038$	3 <sup>-</sup> 3
$683 \pm 3$	0.0132	9 <sup>+</sup> 8	$681.7 \pm 0.6$	2.8				9 <sup>+</sup> 8
			$688.2 \pm 0.3$	4.3	$687.8 \pm 0.3$	C: 2 <sup>-</sup> + 3 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup>	$687.867 \pm 0.040$	2 <sup>-</sup> 1
							$693.803 \pm 0.040$	5 <sup>+</sup> 4
							$709.225 \pm 0.042$	7 <sup>+</sup> 7
			$711.1 \pm 1.0$	1.5			$710.073 \pm 0.041$	6 <sup>-</sup> 0
					$715.1 \pm 0.3$	C: 3 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> + 5 <sup>-</sup>	$715.432 \pm 0.041$	5 <sup>-</sup> 1

Tabelle 6: Energieniveaus in  $^{176}\text{Lu}$  aus verschiedenen Messungen. - Teil 3

$^{177}\text{Hf}(t,\alpha)^{176}\text{Lu}$ <i>Dewberry et al. (10)</i>			$^{175}\text{Lu}(d,p)^{176}\text{Lu}$		ARC <i>Hoff et al. (17)</i>		$^{175}\text{Lu}(n,\gamma)$ und $(n,e^-)^{176}\text{Lu}$	
E [keV]	Intensität	$I^\pi$ K	E [keV]	Intensität	E [keV]	$I^\pi$	E [keV]	$I^\pi$ K
723 ± 2	0.0730	4 <sup>-</sup> 4	722.6 ± 0.3	4.7	722.8 ± 0.3	4 <sup>-</sup> (+2 <sup>-</sup> , 5 <sup>-</sup> )	722.921 ± 0.042	4 <sup>-</sup> 4
							725.215 ± 0.042	7 <sup>-</sup> 6
							724.707 ± 0.042	7 <sup>-</sup> 0
							734.033 ± 0.042	7 <sup>+</sup> 7
					733.6 ± 0.3	3 <sup>+</sup> , 4 <sup>+</sup>	734.369 ± 0.042	3 <sup>+</sup> 3
757 ± 4	0.0067	7 <sup>-</sup> 6 ?	751.8 ± 0.2	51.5	751.7 ± 0.3	4 <sup>-</sup>	751.893 ± 0.043	4 <sup>-</sup> 3
							758.403 ± 0.045	7 <sup>+</sup> 1
					763.4 ± 0.3	3 <sup>-</sup>	763.635 ± 0.044	3 <sup>-</sup> 1
			765.3 ± 0.3	17.4			765.681 ± 0.044	6 <sup>-</sup> 6
772 ± 8	0.0020						772.063 ± 0.045	6 <sup>+</sup> 1
							780.189 ± 0.051	0 <sup>-</sup> 0
							786.266 ± 0.045	4 <sup>+</sup> 3
789 ± 4	0.0020		788.4 ± 0.2	100.0	788.2 ± 0.3	3 <sup>-</sup> , 4 <sup>-</sup> (+ 2 <sup>-</sup> , 5 <sup>-</sup> )	788.219 ± 0.045	4 <sup>-</sup> 4
							792.265 ± 0.049	2 <sup>+</sup>
							796.641 ± 0.046	1 <sup>-</sup> 0
			826.9 ± 0.5	8.5				10 <sup>+</sup> 8
					833.5 ± 0.3	3 <sup>-</sup> (+2 <sup>-</sup> , 5 <sup>-</sup> )	832.410 ± 0.048	2 <sup>-</sup> 0
			835.2 ± 0.3	22.6			834.809 ± 0.048	5 <sup>-</sup> 5
							(838.619 ± 0.048)	(6 <sup>+</sup> 5)
840 ± 2	0.0716	3 <sup>-</sup> 3			842.9 ± 0.3	3 <sup>-</sup> , 4 <sup>-</sup> + 2 <sup>-</sup> , 5 <sup>-</sup>	838.640 ± 0.048	5 <sup>-</sup> 4
							843.421 ± 0.048	3 <sup>-</sup> 3

Tabelle 6: Energieniveaus in  $^{176}\text{Lu}$  aus verschiedenen Messungen. - Teil 4

$^{177}\text{Hf}(t,\alpha)^{176}\text{Lu}$ <i>Dewberry et al. (10)</i>			$^{175}\text{Lu}(d,p)^{176}\text{Lu}$		ARC <i>Hoff et al. (17)</i>		$^{175}\text{Lu}(n,\gamma)$ und $(n,e^-)^{176}\text{Lu}$	
E [keV]	Intensität	$I^\pi$ K	E [keV]	Intensität	E [keV]	$I^\pi$	E [keV]	$I^\pi$ K
							$848.248 \pm 0.049$	6 <sup>-</sup> 1
							$851.236 \pm 0.049$	5 <sup>+</sup> 3
							$854.667 \pm 0.050$	7 <sup>+</sup> 7
			$860.1 \pm 0.8$	4.2	$860.6 \pm 0.3$	4 <sup>-</sup>	$860.564 \pm 0.050$	4 <sup>-</sup> 1
							$866.367 \pm 0.050$	2 <sup>+</sup> 2
$864 \pm 6$	0.0360	5 <sup>-</sup> 4 <sup>?</sup>	$869.5 \pm 0.2$	53.6	$868.9 \pm 0.3$	C: 5 <sup>-</sup> + 3 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup>	$868.099 \pm 0.050$	5 <sup>-</sup> 3
		$870.003 \pm 0.050$					5 <sup>-</sup> 5	
		$871.275 \pm 0.050$					4 <sup>+</sup> 4	
					$883.1 \pm 0.3$	3 <sup>-</sup> ,4 <sup>-</sup>	$883.474 \pm 0.051$	3 <sup>-</sup> 0
$889 \pm 10$	0.0019		$895.4 \pm 0.8$	2.6				10 <sup>+</sup> 8
					$903.1 \pm 0.3$	3 <sup>-</sup> , 4 <sup>-</sup> ; 2 $\times$ 2 <sup>-</sup> , 5 <sup>-</sup>		
			$908.1 \pm 0.6$	4.5	$907.6 \pm 0.3$	3 <sup>-</sup> ,4 <sup>-</sup> (+ 2 <sup>-</sup> ,5 <sup>-</sup> )	$908.252 \pm 0.052$	4 <sup>-</sup> 4
$909 \pm 2$	0.0164	(2 <sup>-</sup> 2)					$(909.610 \pm 0.096)$	(2 <sup>-</sup> 2)
			$921.7 \pm 0.2$	72.8	$921.9 \pm 0.3$	2 <sup>-</sup> ,5 <sup>-</sup>	$921.472 \pm 0.053$	5 <sup>-</sup> 4
					$929.5 \pm 0.8$	5 <sup>+</sup> ,(2 <sup>+</sup> )	$930.761 \pm 0.054$	3 <sup>+</sup> 2
							$938.400 \pm 0.054$	7 <sup>+</sup> 1
			$941.8 \pm 0.3$	17.1			$941.076 \pm 0.054$	7 <sup>-</sup> 6
$945 \pm 2$	0.0411	4 <sup>-</sup> 3			$944.9 \pm 0.3$	4 <sup>-</sup>	$945.027 \pm 0.054$	4 <sup>-</sup> 3
					$958.5 \pm 0.3$	3 $\times$ 3 <sup>-</sup> ,4 <sup>-</sup> oder 4 $\times$ 2 <sup>-</sup> ,5 <sup>-</sup>	$957.748 \pm 0.056$	4 <sup>-</sup> 0
			$958.8 \pm 2.3$	8.7			$957.894 \pm 0.055$	3 <sup>-</sup> 3
							$960.193 \pm 0.055$	3 <sup>-</sup> 3

Tabelle 6: Energieniveaus in  $^{176}\text{Lu}$  aus verschiedenen Messungen. - Teil 5

$^{177}\text{Hf}(t,\alpha)^{176}\text{Lu}$ <i>Dewberry et al. (10)</i>			$^{175}\text{Lu}(d,p)^{176}\text{Lu}$		ARC <i>Hoff et al. (17)</i>		$^{175}\text{Lu}(n,\gamma)$ und $(n,e^-)^{176}\text{Lu}$	
E [keV]	Intensität	$I^\pi$ K	E [keV]	Intensität	E [keV]	$I^\pi$	E [keV]	$I^\pi$ K
$966 \pm 3$	0.0094	(3 <sup>-</sup> 2) ?					$962.848 \pm 0.056$	6 <sup>-</sup> 4
			$971.8 \pm 2.3$	8.2			$972.519 \pm 0.056$	6 <sup>-</sup> 5
					$973.3 \pm 0.4$	5 <sup>+</sup> , (2 <sup>+</sup> )	$973.763 \pm 0.056$	5 <sup>+</sup> 5
							$985.569 \pm 0.057$	4 <sup>+</sup> 4
			$988.1 \pm 1.9$	2.2	$988.1 \pm 0.3$	3 <sup>-</sup> , 4 <sup>-</sup> ; 2 $\times$ 2 <sup>-</sup> , 5 <sup>-</sup>	$988.167 \pm 0.057$	5 <sup>-</sup> 1
			$1000.4 \pm 2.3$	25.3			$1000.844 \pm 0.061$	6 <sup>-</sup> 5
$1006 \pm 3$	0.0041						$1002.784 \pm 0.066$	6 <sup>-</sup> 3
					$1017.9 \pm 0.3$	3 <sup>+</sup> , 4 <sup>+</sup>	$1015.370 \pm 0.059$	4 <sup>+</sup> 2
							$1019.934 \pm 0.059$	4 <sup>+</sup> , 5 <sup>+</sup>
			$1029.6 \pm 0.3$	21.2	$1031.0 \pm 0.3$	3 <sup>-</sup> , 4 <sup>-</sup>	$1029.695 \pm 0.059$	2 <sup>-</sup> 2
							$1032.382 \pm 0.063$	5 <sup>-</sup> 5
$1032 \pm 4$	0.0060	6 <sup>-</sup> 4 ?						
					$1042.2 \pm 0.3$	3 <sup>-</sup> , 4 <sup>-</sup> , (2 <sup>-</sup> , 5 <sup>-</sup> )	$1042.529 \pm 0.061$	5 <sup>-</sup> 0
					$1053.9 \pm 0.3$	3 <sup>-</sup> , 4 <sup>-</sup> + 2 <sup>-</sup> , 5 <sup>-</sup>		
$1057 \pm 8$	0.0130		$1054.1 \pm 0.9$	3.3				(11 <sup>+</sup> 8)
			$1062.7 \pm 0.4$	15.6	$1062.4 \pm 0.8$	2 <sup>-</sup> , 5 <sup>-</sup>		
					$1068.1 \pm 0.3$	3 <sup>-</sup> , 4 <sup>-</sup> (+ 2 <sup>-</sup> , 5 <sup>-</sup> )	$1067.424 \pm 0.061$	4 <sup>-</sup> 3
							$1068.992 \pm 0.061$	5 <sup>-</sup> 3
$1074 \pm 5$	0.0134	5 <sup>-</sup> 3	$1071.7 \pm 0.3$	25.5				
					$1079.9 \pm 0.3$	5 <sup>-</sup> , (2 <sup>-</sup> )		
			$1100.4 \pm 0.3$	21.8	$1100.6 \pm 0.3$	3 <sup>-</sup> , 4 <sup>-</sup> ; 2 $\times$ 2 <sup>-</sup> , 5 <sup>-</sup>	$1100.408 \pm 0.067$	3 <sup>-</sup> 2



## 4. Die experimentelle Bestätigung bereits bekannter Niveaus

### 4.1 Rotationsbanden und Niveaus aus früheren (n, $\gamma$ )-Studien

Der gut etablierte Teil des Niveauschemas von Balodis et al. (9) setzt sich aus 5 Rotationsbanden mit  $K^\pi = 0^-, 1^+, 1^+, 1^-, 1^-$  zusammen. Diese Niveaus werden im Hinblick auf ihre experimentelle Bestätigung und teilweise Änderung der Zuordnung diskutiert. Eine ausführliche Abhandlung über die Energieabfolge in den Rotationsbanden und die daraus resultierenden Rotationsparameter findet sich in Balodis et al. (9).

Von den weniger gut abgesicherten Niveaus aus bisherigen (n, $\gamma$ )-Studien (6,9) werden zunächst nur die  $K^\pi = 3^-, 4^-$  Banden, die für die Kopplung von Isomer und Grundzustand von Bedeutung sind, besprochen. Die Diskussion der  $4^+$  und  $5^+$  Niveaus aus der Arbeit von Balodis et al. (9) erfolgt im Zusammenhang mit der Niveauschemaerweiterung.

#### 4.1.1 Die $K^\pi = 0^-$ Bande $p\ 7/2^+$ [404] – $n\ 7/2^-$ [514]

Für diese Bande werden alle Mitglieder von  $I^\pi = 0^-$  bis  $I^\pi = 7^-$  bestätigt. Die Zerfallssystematik ist in Abb. N1 wiedergegeben. Der bisher nur schwach abgesicherte 114 keV Übergang des  $0^-$  Bandenkopfs in das  $1^-$  Niveau wird durch die gemessene Multipolarität M1 bestätigt. Die  $I^\pi = 1^-$  bis  $5^-$  Mitglieder der Bande waren bereits durch Koinzidenzen, Multipolaritäten und Energiekombinationen gut etabliert. Der Zerfall des  $6^-$  Mitglieds wird nun zusätzlich abgesichert, denn der 272 keV Übergang ist nicht mehr doppelt plaziert und hat die richtige Multipolarität M1. Auch das  $7^-$  Mitglied der Bande wird durch die Multipolarität des 287 keV Übergangs bestätigt.

#### 4.1.2 Die $K^\pi = 1^+$ Bande bei 194,372 keV $p\ 9/2^-$ [514] – $n\ 7/2^-$ [514]

Für diese Bande waren die  $I^\pi = 1^+$  bis  $6^+$  Mitglieder bisher bekannt (9). All diese Niveaus werden bestätigt (Abb. N2). Zusätzlich läßt sich das  $7^+$  Mitglied aufgrund der gut bekannten Energiesystematik und einer Kombination von 2 schwachen Übergängen vorschlagen. Die Nilsson Konfiguration wurde neu zugeordnet und wird im Zusammenhang mit der Übergangssystematik anderer Banden später begründet.

#### 4.1.3 Die $K^\pi = 1^+$ Bande bei 338,857 keV p $7/2^+$ [404] – n $9/2^+$ [624]

Diese Bande zeichnet sich dadurch aus, daß keinerlei Intrabandübergänge beobachtet werden. Die stärksten Übergänge aller Niveaus erfolgen in die  $K^\pi = 1^+$  Nachbarbande (Abb. N2). Balodis et al. (9) etablierten die  $I^\pi = 1^+$  bis  $5^+$  Mitglieder und schlugen ein  $6^+$  Niveau vor. Die  $1^+$  bis  $5^+$  Niveaus werden durch die Übergänge zur benachbarten  $K^\pi = 1^+$  Bande bestätigt. Zwei vorgeschlagene schwache Intrabandübergänge wurden dagegen nicht gemessen. Dem  $6^+$  Niveau wurde von Balodis et al. (9) versuchsweise eine Kombination von Inter- und Intrabandübergang zugeordnet. Der vorgeschlagene Interbandübergang wird durch die gemessene Multipolarität E1 oder E2 widerlegt. Im vorliegenden Niveauschema wird daher eine andere Kombination vorgeschlagen. Die Zuordnung des  $7^+$  Mitglieds erfolgte aufgrund der Energiesystematik der Bande und einem schwachen M1 Übergang zum  $6^+$  Niveau der Nachbarbande.

Während die  $1^+$  bis  $5^+$  Mitglieder durch Koinzidenzen und Energiekombinationen gut bestätigt sind, müssen die  $6^+$  und  $7^+$  Mitglieder als weniger gut abgesichert betrachtet werden.

In der Zuordnung dieser Arbeit sind erstmals auch Übergänge in die  $K=0$  Bande enthalten. Hiervon ist der  $3^+ \rightarrow 3^-$  Übergang durch die gemessene Multipolarität E1 zusätzlich bestätigt. Durch das Auftreten solcher E1-Übergänge in die  $K=0$  Bande ist auch die versuchsweise Zuordnung einer 938 keV  $\gamma$ -Linie vom  $7^+$  Niveau in den  $7^-$  Grundzustand plausibel, denn die Nilsson-Konfiguration ist für die  $K=0$  und  $K=7$  Bande gleich. Allerdings verletzt ein solcher  $7^+ \rightarrow 7^-$  Übergang die K-Auswahlregel und muß daher als sehr unsicher zugeordnet betrachtet werden.

#### 4.1.4 Die $K^\pi = 1^-$ Bande bei 386,584 keV p $5/2^+$ [402] – n $7/2^-$ [514]

Die Energieniveaus mit  $I^\pi = 1^-$  bis  $6^-$  zum Bandenkopf bei 386,584 keV (Abb. N3) wurden von Balodis et al. (9) etabliert. Die Zuordnung der Nilsson Konfiguration stammt von Dewberry et al. (10) aufgrund der  $(t, \alpha)$ -Population. Alle Niveaus wurden mit der verbesserten Energiesystematik und den Koinzidenzdaten klar bestätigt.

#### 4.1.5 Die $K^\pi = 1^-$ Bande bei 637,789 keV $p 7/2^+ [404] - n 5/2^- [512]$

Auch bei dieser Bande wurden die Energieniveaus von Balodis et al. (9) etabliert und die Nilsson Konfiguration von Dewberry et al. (10) neu zugeordnet. Die  $1^- = 2^-$  bis  $4^-$  Mitglieder werden durch Energiekombinationen klar bestätigt (Abb. N4). Die früher (9) zugeordneten schwachen Intrabandübergänge wurden allerdings nicht gemessen. Das bisher schlecht abgesicherte  $5^-$  Mitglied der Bande wird durch die Multipolarität des 392 keV Übergangs bestätigt.

Bei den depopulierenden M1 Übergängen vom  $1^-$  Bandenkopf handelt es sich mit hoher Wahrscheinlichkeit um unaufgelöste Doublets. Die 251 keV Linie wird einerseits in Koinzidenz mit den 153 keV, 192 keV und 263 keV Übergängen, die alle das  $1^-$  Niveau bei 386 keV depopulieren, gemessen und damit als  $1^- \rightarrow 1^-$  Übergang bestätigt. Wegen der ebenfalls gemessenen Koinzidenz mit den Linien bei 99 keV und 214 keV muß ein Teil der Intensität auf einen  $4^+ \rightarrow 3^+$  Übergang, der später besprochen wird, zurückgeführt werden. Die zweite Zuordnung des 204 keV Übergangs liegt innerhalb der Rotationsbande, die auf den  $7^-$  Grundzustand aufbaut und ist ebenfalls gut abgesichert (11). Der  $1^-$  Bandenkopf wird damit schwächer depopuliert als es den gemessenen Intensitäten beider Übergänge entspricht. Eine nur schwache Population dieses Niveaus ist plausibel da keine Intrabandübergänge gemessen wurden und wegen der Spindifferenz zum  $3^+$ ,  $4^+$  Einfangzustand auch keine primären  $\gamma$ -Übergänge zu erwarten sind.

#### 4.1.6 Die Nilsson Konfigurationen der $K^\pi = 1^+$ Banden

Gegenüber der früheren Zuordnung von Balodis et al. (9) wurden die Nilsson Konfigurationen der  $1^+$  Banden vertauscht (Abb. N2). Diese geänderte Zuordnung ist zunächst eine direkte Folgerung aus der Übergangssystematik der  $1^-$  Banden, deren Nilsson-Konfigurationen bereits von Dewberry et al. (10) neu zugeordnet wurden. Bei der  $1^-$  Bande der Konfiguration  $p 5/2^+ [402] - n 7/2^- [514]$  findet man einen starken Zerfallszweig zur  $1^+$  Bande bei 194,37 keV. Die E1 Übergänge in diese Bande werden sogar in Konkurrenz zu den kollektiven Intrabandübergängen gemessen (Abb. N3). Eine so hohe Übergangswahrscheinlichkeit ist aber nur zu erwarten, wenn sich nur einer der Teilchenzustände ändert. Daher ist es sinnvoll, dieser  $1^+$  Bande die Nilsson-Konfiguration

$$p 9/2^- [514] - n 7/2^- [514]$$

zuzuordnen und die beobachteten  $\gamma$ -Linien als u-Proton  $5/2^+$  [402]  $\rightarrow$   $9/2^-$  [514] Übergänge zu interpretieren.

Die Übergangssystematik der  $1^-$  Bande ist dann konsistent mit den Ergebnissen für den Nachbarkern  $^{177}\text{Lu}$  (8), bei dem nur angeregte u-Protonenzustände als Einteilchenanregungen auftreten. Dort werden von der Rotationsbande, die auf den  $5/2^+$  [402] Zustand aufbaut, sowohl M1 Übergänge in den  $7/2^+$  [404] Grundzustand als auch konkurrierende Übergänge in den Zustand  $9/2^-$  [514] beobachtet.

Für die  $9/2^-$  [514]  $\rightarrow$   $7/2^+$  [404] Übergänge wird in den Nachbarkernen eine starke Behinderung beobachtet. Auch für die 71,5 keV Zerfallslinie des  $1^+$  Bandenkopfs bei 194,37 keV konnte von Andrejtscheff et al. (28) eine relativ große Halbwertszeit von  $T_{1/2} = 35$  ns bestimmt werden. Die Behinderung dieses E1 Übergangs wird durch die Beobachtung eines M2 Mischungsanteils von 0,22(4)% in dieser Messung bestätigt. Ein M2 Übergang zwischen den Konfigurationen [514] und [404] ist aufgrund der Auswahlregeln von Alaga (32) erlaubt, der E1 Übergang mit der wesentlich höheren Einteilchenübergangswahrscheinlichkeit dagegen nicht. M2 Mischungsanteile zu den u-Proton  $[514] \rightarrow [404]$  E1 Übergängen sind auch bei den Nachbarkernen  $^{175}\text{Lu}$  und  $^{177}\text{Lu}$  bekannt (32).

Für die  $K^\pi = 1^+$  Rotationsbande, die auf das Niveau bei 338,86 keV aufbaut, folgt mit der vertauschten Zuordnung die Nilsson-Konfiguration:

$$p\ 7/2^+ [404] - n\ 9/2^+ [624] .$$

Balodis et al. (9) stellten bereits fest, daß die Konfigurationen der beiden  $1^+$  Banden stark gemischt sind. Die zugeordneten Nilsson-Konfigurationen repräsentieren somit den Hauptanteil der Wellenfunktion, für deren korrekte Beschreibung auch eine Beimischung der Konfiguration der Nachbarbande berücksichtigt werden muß. Übereinstimmend dazu findet man in der später besprochenen (d,p)-Transferreaktion eine schwache Population *beider* Rotationsbanden. Allerdings sind die Intensitäten zu klein, um Aussagen über die Mischungsanteile machen zu können.

#### 4.1.7 Die 3<sup>-</sup> Bande bei 658,445 keV p 7/2<sup>+</sup> [404] – n 1/2<sup>-</sup> [510]

Der I<sup>n</sup> = 3<sup>-</sup> Kopf dieser Bande wurde von Balodis et al. (9) durch eine Energiekombination etabliert. Die Zuordnung der  $\gamma$ -Übergänge aus der vorliegenden Arbeit bestätigt dieses Niveau durch eine Kombination von 9 Übergängen der passenden Energie (Abb. N6). Die Zuordnung von Spin und Parität ist mit allen gemessenen Multipolaritäten konsistent.

Das 4<sup>-</sup> Mitglied dieser Rotationsbande wird durch eine klare Koinzidenz zwischen der 93,4 keV Linie und der 225,4 keV Linie bestätigt. Die Zuordnung fast aller höherenergetischen Übergänge zu diesem Niveau in Balodis et al. (9) mußte mit der nun vorliegenden Energiepräzision allerdings verworfen werden.

Ebenfalls nicht bestätigt werden konnte die versuchsweise Zuordnung des 5<sup>-</sup> Mitglieds dieser Bande von Balodis et al. (9). Anstelle des 118 keV Übergangs wird nun eine Linie bei 116,206 keV als Intraband-Übergang zum 4<sup>-</sup> Mitglied zugeordnet. Dieser Übergang hat die richtige Multipolarität M1 und ist in perfekter Übereinstimmung mit der Energiesystematik, die sich aus dem Abstand des 4<sup>-</sup> und 3<sup>-</sup> Niveaus ergibt. Der Rotationsparameter aus Gleichung (1.1) beträgt für diese Bande demnach

$$A = \frac{\hbar^2}{2\Theta} = 11,65(3) \text{ keV}.$$

Die Zuordnung des 5<sup>-</sup> Niveaus wird ferner durch einen weiteren schwachen Übergang zu einem 4<sup>-</sup> Bandenkopf bei 722,9 keV bestätigt. Im Koinzidenzspektrum des 225,4 keV Übergangs, der den Bandenkopf am stärksten depopuliert, wird die 116,2 keV Linie noch schwach, aber nicht signifikant nachgewiesen.

#### 4.1.8 Der 4<sup>-</sup> Bandenkopf bei 722,921 keV p 1/2<sup>+</sup> [411] + n 7/2<sup>-</sup> [514]

Dieses Niveau wurde erstmals von Balodis et al. (9) vorgeschlagen. Dewberry et al. (10) bestätigten die Zuordnung als Bandenkopf der angegebenen Nilsson-Konfiguration durch die Beobachtung einer intensiven 723 keV Linie im (t, $\alpha$ )-Spektrum. Die jetzt bestätigte Zuordnung von  $\gamma$ -Übergängen ist in Abb. N7 wiedergegeben. Der stärkste Zerfallszweig geht in den 3<sup>-</sup> Bandenkopf bei 658,45 keV, daneben werden auch K-verbotene Übergänge in die K=0 Bande beobachtet.

#### 4.1.9 Der $K^\pi = 4^-$ Bandenkopf bei 788,219 keV $p\ 7/2^+$ [404] + $n\ 1/2^-$ [510]

Dieses Niveau wurde bereits von Struble und Sheline (7) aufgrund ihrer (d,p)-Daten bei  $\simeq 791$  keV vorgeschlagen. Minor et al. (6) ordneten diesem Niveau 2  $\gamma$ -Übergänge nach Neutroneneinfang zu, Balodis et al. (9) konnten diese Zuordnung dagegen nicht bestätigen.

Mit den nun vorliegenden Daten läßt sich dem  $4^-$  Bandenkopf eindeutig die 129,773 keV Linie konsistent zu Minor et al. (6) zuordnen. Die Zuordnung wird bestätigt durch eine klare Koinzidenz zur 225,4 keV Linie und die neu bestimmte Multipolarität M1. Ein weiterer depopulierender Übergang im Niveauschema von Minor et al. (6) wird dagegen ausgeschlossen.

## 4.2 Bekannte Niveaus, die an den Grundzustand gekoppelt sind

### 4.2.1 Die Grundzustandsbande $p\ 7/2^+$ [404] + $n\ 7/2^-$ [514]

Aus früheren (n, $\gamma$ )-Studien (6,9) war zu dieser Bande außer dem Grundzustand nur die versuchsweise Zuordnung eines  $8^-$  Niveaus bei 185 keV bekannt. Da der Spin aller Mitglieder dieser Bande sich stark vom Einfangspin  $3^+$  oder  $4^+$  unterscheidet, ist bei der (n, $\gamma$ ) Reaktion auch nur eine schwache Population zu erwarten.

In Messungen der Coulombanregung von  $^{176}\text{Lu}$  werden die Mitglieder der Grundzustandsbande dagegen selektiv populiert, so daß man auch mit einer vergleichsweise geringen Energieauflösung die korrespondierenden  $\gamma$ -Übergänge gut identifizieren kann. Délèze et al. (11) etablierten auf diese Weise Niveaus bei 184,123(12) keV, 388,83(2) keV und 613,43(8) keV als die  $8^-$ ,  $9^-$  und  $10^-$  Mitglieder der Grundzustandsbande. In der vorliegenden (n, $\gamma$ ) Arbeit konnten noch Übergänge von den  $9^-$  und  $8^-$  Niveaus identifiziert werden. Sie stimmen mit der Zuordnung von Délèze et al. (11) gut überein (Abb. N1). Das  $10^-$  Niveau aus der Coulombanregungsmessung (11) ist ebenfalls in Abb. N1 eingezeichnet.

### 4.2.2 Der $K^\pi = 6^-$ Bandenkopf bei 563,94 keV $p\ 5/2^+$ [402] + $n\ 7/2^-$ [514]

Ein Niveau bei 563,94 keV wurde von Dewberry et al. (10) durch Zuordnung einer starken Linie im (t, $\alpha$ ) Spektrum und dem bereits bekannten  $\gamma$ -Übergang nach Neutroneneinfang (9) als  $6^-$  Bandenkopf etabliert. Die vorliegende Messung bestätigt

dieses Niveau durch die gemessene Multipolarität  $M1(+E2)$  des 563,9 keV Übergangs und die Population durch Übergänge aus mehreren  $5^-$  Niveaus, mit denen das Kombinationsprinzip erfüllt wird (Abb. N10).

#### 4.2.3 Die $K^\pi = 5^-$ Bande bei 870,00 keV

Bei einer Messung der Coulombanregung von  $^{176}\text{Lu}$  fanden Elze et al. (12) neben den Mitgliedern der Grundzustandsbande auch eine neue Rotationsbande, die auf ein Niveau bei  $\approx 870$  keV aufbaut. Da die Coulombanregung kollektive Anregungszustände selektiv populierte, wurde diese Bande als  $\gamma$ -Vibration, die auf die Grundzustandskonfiguration aufbaut, mit  $K^\pi = 5^-$  zugeordnet. Übereinstimmend mit diesen Daten läßt sich ein  $5^-$  Bandenkopf, der über einen E2 Übergang in den Grundzustand und einen schwachen Übergang in den  $6^-$  Bandenkopf bei 563,9 keV zerfällt, zuordnen.

Das  $6^-$  Mitglied dieser Bande wird von Elze et al. (12) nahe 1002 keV angegeben. In der  $(n,\gamma)$  Reaktion wird dieses Niveau nur schwach populierte und kann bei 1000,84 keV zugeordnet werden. Diese Zuordnung ist weniger gut abgesichert, da der Übergang in den Grundzustand von einer  $^{177}\text{Lu}$  -Linie überlagert ist.





## 5. Die Kopplung von Isomer und Grundzustand über höherenergetische Mittlerniveaus

Die bisher besprochenen Energieniveaus bilden die Grundlage für die Zuordnung von Niveaus, deren  $\gamma$ -Kaskade sowohl im Grundzustand als auch im Isomer bei 123 keV endet. Für eine zweifelsfreie Zuordnung der korrespondierenden  $\gamma$ -Übergänge ist es unerlässlich, die Anregungsenergie des Isomers möglichst präzise festzulegen. Dieser Wert wurde bereits vorab als neue Definition eingesetzt und soll nun begründet werden. Hierzu werden die Ergebnisse der Grenobler Messungen mit den an der TU München gewonnenen (d,p)-Meßdaten kombiniert.

### 5.1 Die $^{175}\text{Lu}(d,p)^{176}\text{Lu}$ Messung

Die Messung der Transferreaktion  $^{175}\text{Lu}(d,p)^{176}\text{Lu}$  wurde am Tandem Beschleuniger der TU München von U. Mayerhofer, G. Hlawatsch und T. v. Egidy (20) durchgeführt. Das  $^{175}\text{Lu}$  Target wurde mit Deuteronen der Energie 20,118 MeV beschossen und die auslaufenden Protonen unter einem Winkel von  $45^\circ$  mit einem Magnetspektrometer und Vieldrahtdetektor analysiert. Das Protonenspektrum teilt sich in 3 überlappende Energiebereiche auf, jedes dieser Spektren entspricht einer Messung.

Durch Einsetzen der *bekannt*en Niveauenergien kann jedes Teilspektrum mit einem Polynom 2. Ordnung geeicht werden. Der kleine quadratische Term dieses Polynoms sollte hierbei für alle Teilspektren gleich sein (20).

#### 5.1.1 Eichung des niederenergetischen (d,p)-Spektrums

Im Bereich kleiner Niveauenergien werden in der (d,p)-Reaktion die 7- Grundzustandsbande und die  $K^\pi = 0^-, 1^+$  und  $1^-$  Banden, die auf das Isomer aufbauen, *schwach* populiert. Da die Energierelation zwischen Isomer und Grundzustand zunächst unbekannt ist, erfolgt die Eichung ausschließlich mit Hilfe der Niveaus, die an das *Isomer* gekoppelt sind. Für die Teilmessung, in der die niederenergetischen Niveaus erfaßt wurden, ist das aufgezeichnete Spektrum in Abb. 5.1 wiedergegeben. Zur Eichung wurden 5 gesicherte Energieniveaus, die im (d,p)-Spektrum aufgelöst

sind, herangezogen. In Tabelle 7 sind diese Niveauenergien den gemessenen Positionen der Linien im Protonenspektrum zugeordnet. Hieraus erhält man für das Eichpolynom

$$\frac{E}{\text{keV}} = a_0 + a_1 \cdot \text{Kanal} + a_2 \cdot (\text{Kanal})^2$$

die Koeffizienten  $a_0 = 563,0$ ;  $a_1 = -0,9335$  und  $a_2 = 8 \cdot 10^{-5}$ . Die hieraus resultierenden Energien sind ebenfalls in Tabelle 7 enthalten. Der Parameter  $a_0$ , der den Energienullpunkt definiert, bleibt zunächst willkürlich, der Abstand zweier Niveaus ist dagegen eindeutig festgelegt.

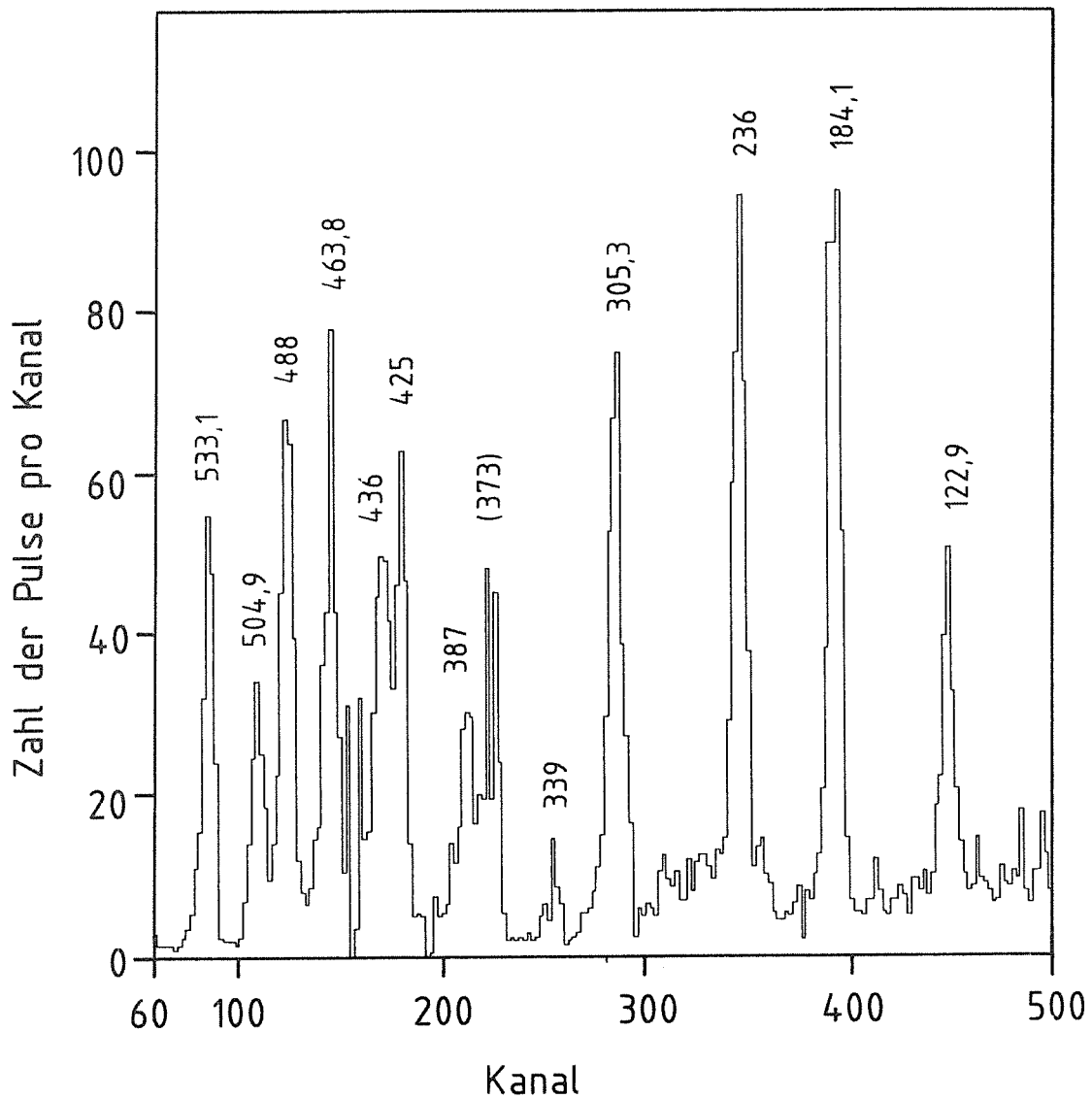


Abb. 5.1:  $^{175}\text{Lu} (d,p) ^{176}\text{Lu}$  Spektrum für niederenergetische Niveaus. Die Niveauenergie ist an den Linien in [keV] angegeben.

**Tabelle 7: Eichung des (d,p)-Spektrums für niederenergetische Niveaus.**

Niveauenergie aus (n, $\gamma$ )-Messung [keV]	(d,p)-Meßwerte		Ergebnisse des Eich- polynoms		Abwei- chung $E_{(d,p)} - E_{(n,\gamma)}$ [keV]
	Kanal	statisti- scher Fehler	$E_{(d,p)}$ [keV]	statisti- scher Fehler [keV]	
122,855	449,54	0,29	122,87	0,32	0,01
463,773	147,34	0,28	463,60	0,33	-0,17
487,645	126,56	0,20	487,83	0,23	0,17
504,885	112,10	0,30	504,76	0,35	-0,13
533,097	88,00	0,23	533,08	0,27	-0,02

### 5.1.2 Die Anregungsenergie des Isomers

Mit der vorliegenden Eichung kann insbesondere der Abstand des  $8^-$  Mitglieds der Grundzustandsbande vom  $1^-$  Isomer zu  $\Delta E = (61,0 \pm 0,5)$  keV bestimmt werden. Die Energie des  $8^-$  Niveaus ist andererseits durch die Coulombanregungsmessung von Délèze et al. (11) und deren Bestätigung durch die vorliegenden (n, $\gamma$ )-Daten zu  $E = 184,1$  keV festgelegt. Für die Anregungsenergie des Isomers folgt daher

$$E = (123,1 \pm 0,5) \text{ keV} .$$

### 5.1.3 Das (d,p) Spektrum für höhere Niveauenergien

Die stärksten Linien im (d,p)-Spektrum stammen von Mitgliedern der beiden Rotationsbanden mit Nilsson-Konfiguration  $p 7/2^+$  [404],  $n 1/2^-$  [510] und  $K^\pi = 3^-, 4^-(6,7)$ . Das Teilspektrum, das alle diese Niveaus erfaßt, ist in Abb. 5.2 wiedergegeben. Von den beiden  $K^\pi = 3^-$  und  $4^-$  Rotationsbanden sind die Niveaus bei 658,45 keV ( $I^\pi = 3^-$ ); 751,89 keV ( $I^\pi = 4^-$ ); 868,10 keV ( $I^\pi = 5^-$ ) und 788,22 keV ( $I^\pi = 4^-$ ) bereits etabliert. Jedoch gelingt es nicht, ein mit den Meßfehlern konsistentes Eichpolynom

für alle diese 4 Niveauenergien zu definieren. Man findet dagegen eine große Abweichung bei der Linienposition, die dem 868,10 keV ( $I^\pi = 5^-$ ) Niveau entspricht.

Ein Vergleich der gemessenen Intensitäten mit dem von Struble und Sheline (7) berechneten Intensitätsmuster für die  $K^\pi = 3^-$  Bande ergibt ferner, daß die gemessene Intensität der Linie nahe 868 keV *höher* als erwartet ist. Daher liegt es nahe, diese Linie als unaufgelöstes Doublett zu interpretieren. Der zweite Anteil des Doubletts ist möglicherweise auf eine Beimischung der Konfiguration  $p\ 7/2^+ [404] + n\ 3/2^- [512]$  zum  $K^\pi = 5^-$   $\gamma$ -Vibrationszustand bei 870 keV zurückzuführen. Aus diesem Grund wird diese Linie bei der Eichung des (d,p)-Spektrums nicht berücksichtigt.

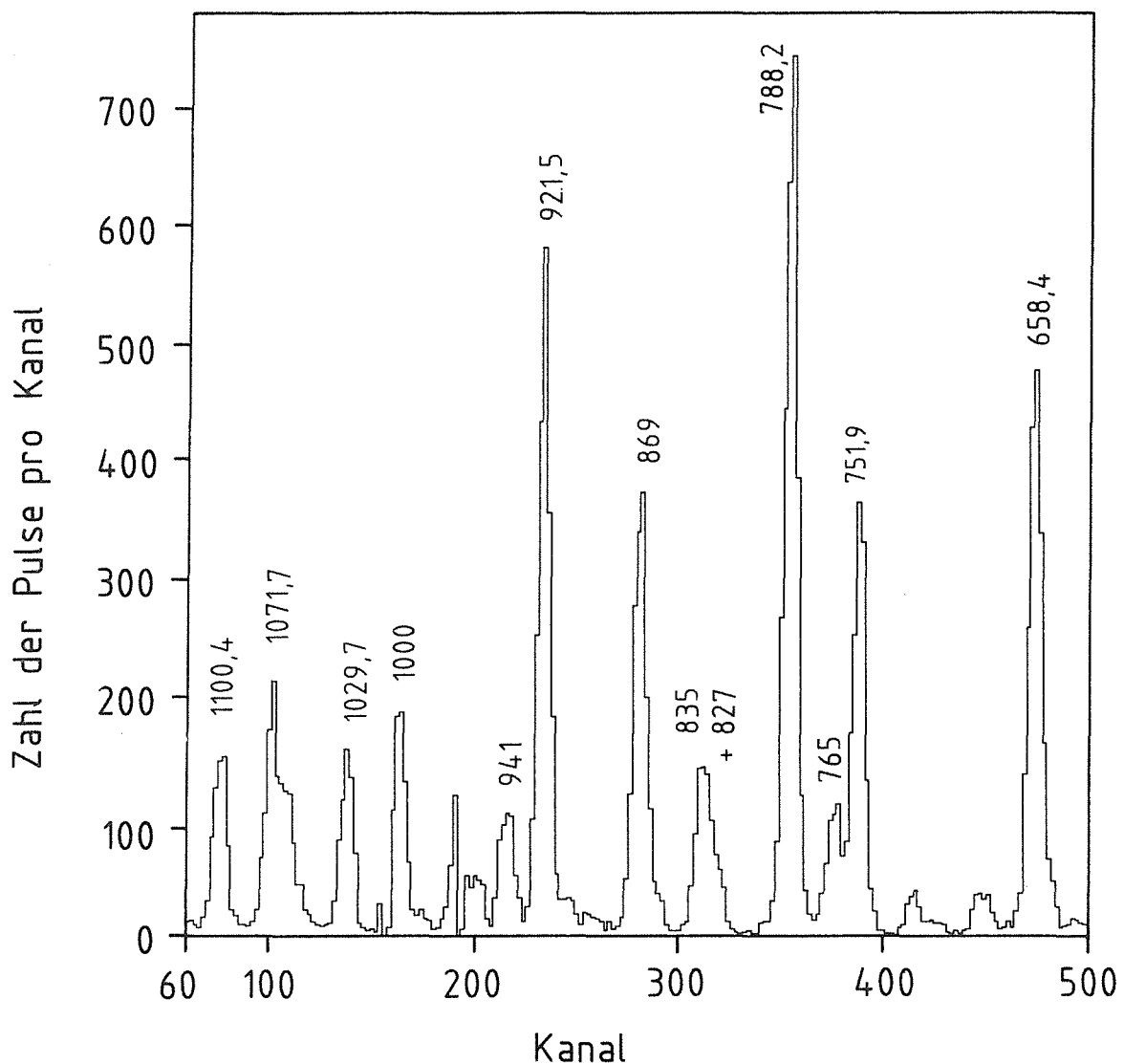


Abb. 5.2:  $^{175}\text{Lu}$  (d,p)  $^{176}\text{Lu}$  Spektrum für höherenergetische Niveaus. Die Niveauenergie ist an den Linien in [keV] angegeben.

Mit den restlichen 3 Niveaus läßt sich ein Eichpolynom, dessen Parameter  $a_2$  mit dem 1. Teil der Messung übereinstimmt, definieren. Hierdurch wird auch die Energie zweier hochenergetischer Niveaus zu  $\simeq 1030$  keV und  $\simeq 1100$  keV bestimmt. Diese beiden Niveaus können mit den  $\gamma$ -Meßdaten eindeutig als  $2^-$  und  $3^-$  Mitglieder einer neuen Rotationsbande bestimmt werden. Wegen ihrer Bedeutung für die Absicherung der Energieeichung sind diese Niveaus im folgenden beschrieben.

#### 5.1.4 Die $2^-$ Bande bei 1029,695 keV $p 7/2^+ [404] - n 3/2^- [512]$

Der Kopf dieser Bande wird durch eine Kombination von 7  $\gamma$ -Übergängen gut festgelegt (Abb. N4). Aus den Multipolaritäten folgt  $I^\pi = 2^-$ . Diesem Niveau läßt sich die Linie im (d,p)-Spektrum, deren Energie zu  $\simeq 1030$  keV bestimmt wurde, zuordnen. Wegen der recht intensiven Population in der (d,p)-Reaktion kann man dem Niveau die Nilsson-Konfiguration  $p 7/2^+ [404] - n 3/2^- [512]$  zuordnen. Hierfür spricht einerseits, daß der u-Protonenzustand der in der (d,p)-Reaktion unveränderten Grundzustandskonfiguration entspricht. Andererseits wird der  $n 3/2^- [512]$  Zustand auch in der  $^{174}\text{Yb} (d,p) ^{175}\text{Yb}$  Reaktion (31) mittelstark populiert.

Das  $3^-$  Mitglied dieser Bande ist aufgrund des theoretisch abgeschätzten Rotationsparameters (17) bei einer um etwa 70 keV höheren Energie zu erwarten. In diesem Bereich findet man in den ARC Daten (17) ein Niveau bei 1100,6(3) keV mit  $I^\pi = 3^-$  oder  $4^-$ . Auch bei der (d,p)-Reaktion wird ein Niveau dieser Energie populiert. Durch Anwendung des Kombinationsprinzips läßt sich übereinstimmend mit diesen Daten ein Niveau bei 1100,41 keV, das durch drei Übergänge depopuliert wird, festlegen. Eine zusätzliche Bestätigung des Niveaus als  $3^-$  Mitglied dieser Bande ergibt sich aus dem M1 Charakter der 667,4 keV Linie.

Für den Intrabandübergang zum  $2^-$  Bandenkopf wird eine Energie von 70,71 keV erwartet. Die maximale Intensität eines solchen Übergangs läßt sich aus der Depopulation des Bandenkopfs zu  $(I_\nu + I_e)/100n \lesssim 1$  abschätzen. Wegen des hohen Konversionskoeffizienten für niederenergetische K-Elektronen entspricht dem eine  $\gamma$ -Intensität von nur  $I_\nu/100n \lesssim 0,09$ , die damit knapp unter der Nachweisgrenze des Kristallspektrometers in diesem Energiebereich liegt. Da die Depopulation des  $2^-$  Bandenkopfs über Interbandübergänge stärker ist als die des  $3^-$  Mitglieds, dessen Spin näher am Einfangzustand liegt, läßt sich ein unerkannter Übergang zwischen diesen Niveaus mit  $(I_\nu + I_e)/100n \simeq 0.5$  erwarten.

### 5.1.5 Eichung des hochenergetischen (d,p)-Spektrums

Durch Hinzunahme der beiden  $K^\pi = 2^-$  Niveaus läßt sich nun eine Eichung des gesamten in Abb. 5.2 gezeigten Spektrums durchführen, ohne daß zu höheren Energien extrapoliert werden muß. Diese Eichung ist in Tabelle 8 zusammengefaßt, man erhält als Polynomkoeffizienten:  $a_0 = 1129,5$  ;  $a_1 = -1,044$  und  $a_2 = 8 \cdot 10^{-5}$ .

**Tabelle 8: Eichung des (d,p)-Spektrums für hohe Niveauenergien.**

Niveauenergie aus (n, $\gamma$ )-Messung [keV]	(d,p)-Meßwerte		Ergebnisse des Eich- polynoms		Abwei- chung $E_{(d,p)} - E_{(n,\gamma)}$ [keV]
	Kanal	statisti- scher Fehler	$E_{(d,p)}$ [keV]	statisti- scher Fehler [keV]	
658,445	476,92	0,11	658,35	0,12	-0,10
751,893	389,88	0,11	751,83	0,12	-0,06
788,218	356,23	0,09	788,34	0,10	0,16
1029,695	139,47	0,14	1029,65	0,16	-0,05
1100,410	77,70	0,14	1100,36	0,16	-0,05

Auch für das 3. Teilspektrum, das den mittleren Energiebereich von 380 keV bis 850 keV erfaßt und mit den beiden anderen Teilspektren überlappt, läßt sich ein Eichpolynom mit identischem Parameter  $a_2$  definieren. Die Meßergebnisse aller 3 Teilspektren sind in Tabelle 9 zusammengestellt. Die Niveauenergien für zweifach gemessene Niveaus sind innerhalb der Meßfehler konsistent und wurden für das Endergebnis der Messung gemittelt (Tabelle 10). Die hieraus resultierenden Endergebnisse der (d,p)-Messung sind in der Übersichts-Tabelle 6 enthalten. Die hierin angegebenen Unsicherheiten der Niveauenergien setzten sich aus dem statistischen Fehler und einer zusätzlichen systematischen Unsicherheit von 0,2 keV, die aus der Wahl der Eichparameter resultiert, zusammen.

Tabelle 9: Meßergebnisse der (d,p)-Spektren

5. Die Kopplung von Isomer und Grundzustand über höherenergetische Mittelniveaus

-- Spektrum " LU3 " -----			-- Spektrum " LU2 " -----			-- Spektrum " LU1 " -----		
Energie	Fehler	Intensität	Energie	Fehler	Intensität	Energie	Fehler	Intensität
122.87 keV	0.32 keV	2.3						
183.88 keV	0.19 keV	5.6						
235.94 keV	0.23 keV	5.3						
299.33 keV	1.35 keV	1.2						
305.23 keV	0.58 keV	3.7						
338.59 keV	0.69 keV	0.5						
373.00 keV	0.42 keV	2.6						
386.37 keV	0.56 keV	1.9	372.55 keV	0.29 keV	2.9			
424.30 keV	0.53 keV	3.2	387.53 keV	0.40 keV	2.0			
435.24 keV	0.59 keV	3.1	425.68 keV	0.46 keV	3.1			
448.76 keV	2.32 keV	1.0	436.28 keV	0.54 keV	2.6			
463.60 keV	0.33 keV	3.7	450.73 keV	0.55 keV	2.1			
487.83 keV	0.23 keV	4.2	464.23 keV	0.35 keV	3.9			
504.76 keV	0.35 keV	2.0	488.13 keV	0.34 keV	3.9			
533.08 keV	0.27 keV	3.0	504.60 keV	0.46 keV	2.3			
			532.51 keV	0.32 keV	2.3			
			593.35 keV	0.70 keV	3.0			
			615.25 keV	0.23 keV	8.1	614.74 keV	0.30 keV	5.4
			637.59 keV	0.46 keV	1.5	637.01 keV	0.92 keV	1.2
			649.21 keV	2.13 keV	2.0	650.60 keV	1.00 keV	3.6
			658.34 keV	0.20 keV	69.2	658.35 keV	0.12 keV	66.7
			681.57 keV	0.35 keV	2.7	683.48 keV	1.18 keV	2.9
			688.20 keV	0.26 keV	4.7	688.70 keV	0.91 keV	3.8
			722.65 keV	0.26 keV	4.5	722.60 keV	0.42 keV	4.9
						711.06 keV	0.97 keV	1.5
						751.83 keV	0.12 keV	51.5
			764.98 keV	1.15 keV	18.2	765.34 keV	0.23 keV	16.6
			788.43 keV	0.20 keV	100.0	788.38 keV	0.10 keV	100.0
			826.73 keV	0.22 keV	8.9	827.99 keV	0.53 keV	8.1
			835.06 keV	0.13 keV	24.2	835.61 keV	0.27 keV	21.1
						860.12 keV	0.75 keV	4.2
						869.54 keV	0.14 keV	53.6
						895.43 keV	0.74 keV	2.6
						908.07 keV	0.57 keV	4.5
						921.73 keV	0.11 keV	72.8
						941.84 keV	0.22 keV	17.1
						958.78 keV	2.25 keV	8.7
						971.84 keV	2.25 keV	8.2
						988.09 keV	1.92 keV	2.2
						1000.37 keV	2.26 keV	25.3
						1029.65 keV	0.16 keV	21.2
						1054.07 keV	0.83 keV	3.3
						1062.69 keV	0.38 keV	15.6
						1071.67 keV	0.21 keV	25.5
						1100.36 keV	0.16 keV	21.8

Tabelle 10: Energie- und Intensitätsmittel zweifach gemessener (d,p) - Linien

Energie 1	Intensität 1		Energie 2	Intensität 2		----- MITTELWERTE -----			Chi für Energie- mittelwert
	statist. Fehler			statist. Fehler		Energie	Fehler	Intensität	
373.00	0.42	2.6	372.55	0.29	2.9	372.70	0.24	2.8	1.0
386.37	0.56	1.9	387.53	0.40	2.0	387.14	0.55	1.9	1.7
424.30	0.53	3.2	425.68	0.46	3.1	425.09	0.68	3.1	2.0
435.24	0.59	3.1	436.28	0.54	2.6	435.81	0.52	2.9	1.3
448.76	2.32	1.0	450.73	0.55	2.1	450.63	0.54	1.6	1.0
463.60	0.33	3.7	464.23	0.35	3.9	463.90	0.31	3.8	1.3
487.83	0.23	4.2	488.13	0.34	3.9	487.92	0.19	4.0	1.0
504.76	0.35	2.0	504.60	0.46	2.3	504.70	0.28	2.1	1.0
533.08	0.27	3.0	532.51	0.32	2.3	532.84	0.28	2.6	1.4
615.25	0.23	8.1	614.74	0.30	5.4	615.06	0.25	6.8	1.3
637.59	0.46	1.5	637.01	0.92	1.2	637.47	0.41	1.3	1.0
649.21	2.13	2.0	650.60	1.00	3.6	650.35	0.91	2.8	1.0
658.34	0.20	69.2	658.35	0.12	66.7	658.35	0.10	67.9	1.0
681.57	0.35	2.7	683.48	1.18	2.9	681.72	0.52	2.8	1.6
688.20	0.26	4.7	688.70	0.91	3.8	688.24	0.25	4.3	1.0
722.65	0.26	4.5	722.60	0.42	4.9	722.64	0.22	4.7	1.0
764.98	1.15	18.2	765.34	0.23	16.6	765.33	0.23	17.4	1.0
788.43	0.20	100.0	788.38	0.10	100.0	788.39	0.09	100.0	1.0
826.73	0.22	8.9	827.99	0.53	8.1	826.92	0.45	8.5	2.2
835.06	0.13	24.2	835.61	0.27	21.1	835.16	0.21	22.6	1.8



## 5.2 Die Zuordnung von Mittlerübergängen

### 5.2.1 Die $K^\pi = 4^-$ Bande $p 7/2^+ [404] + n 1/2^- [510]$

Zu dem bereits besprochenen  $4^-$  Bandenkopf bei 788,219 keV ordneten Minor et al. (6) eine sehr intensive Linie im (d,p)-Spektrum von Struble und Sheline (7) als  $5^-$  Bandenmitglied zu. Die Niveauenergie zu dieser Linie ist durch die Eichung der neuen (d,p)-Messung zu  $E = (921,7 \pm 0,2)$  keV festgelegt. Für die Zuordnung zur  $4^-$  Bande spricht die Intensitätssystematik und der erwartete Rotationsparameter dieser Bande.

Der  $K^\pi = 4^-$  Bandenkopf entspricht der stärksten Linie im Spektrum, so daß auch eine intensive Population des  $5^-$  Niveaus zu erwarten ist. Dies wird auch durch Rechnungen von Struble und Sheline (7) bestätigt. Nur zwei Linien im (d,p)-Spektrum kommen von ihrer Intensität her in Betracht: die 921 keV Linie und die Linie bei 869 keV. Die von Struble und Sheline (7) aus Intensitätsgründen ursprünglich zugeordnete 869 keV Linie muß jedoch ausgeschlossen werden, da sich für den Rotationsparameter der Bande  $A = 8,1$  keV ergäbe. Dieser Wert differiert sehr stark vom abgesicherten Rotationsparameter  $A = 11,6$  keV der  $K^\pi = 3^-$  Bande der gleichen Nilsson Konfiguration mit antiparalleler Spinkopplung. Ein so großer Unterschied ist für zwei Rotationsbanden, die auf der gleichen Zweiteilchenkonfiguration aufbauen, nicht zu erwarten. Bei der Zuordnung des 921 keV Niveaus erhält man dagegen einen Rotationsparameter  $A = 13,3$  keV, der sich nicht so stark vom Wert der  $3^-$  Bande unterscheidet.

Bisher wurden keinerlei  $\gamma$ -Übergänge zu diesem Niveau zugeordnet. Sucht man zunächst nach einem mittelstarken M1-Intrabandübergang zum  $4^-$  Bandenkopf, so gibt es auch bei einem vergrößerten Fehlerband von einigen keV keine passende  $\gamma$ -Linie mit  $I_\gamma/100n > 0,1$ . Durch Anwendung des Ritz'schen Kombinationsprinzips lassen sich dagegen bei der erwarteten Energie zwei *schwache* Übergänge zum  $4^-$  Bandenkopf und dem  $4^-$  Mitglied der  $K=3$  Bande zuordnen (Abb. N6). Die höhere Intensität des Interbandübergangs läßt sich durch starke Coriolis  $\Delta K=1$  Mischung erklären, wie sie bereits von Minor et al. (6) vorgeschlagen wurde.

Andererseits ist auch die Intensität dieser beiden zugeordneten Übergänge kleiner als die erwartete *Population* dieses Niveaus. Diese läßt sich aus der Population benachbarter  $I^\pi = 5^-$  Niveaus zu  $I_\gamma/100n \approx 1$  abschätzen. Die einzige Möglichkeit, eine

entsprechende *Depopulation* zu erklären, liegt in der Zuordnung von  $\gamma$ -Übergängen zum Niveausystem, das an den Grundzustand gekoppelt ist.

Bei den gemessenen  $\gamma$ -Übergängen läßt sich hierfür eine Kombination, die aus einem direkten Übergang zum  $7^-$  Grundzustand und einem Übergang zum  $6^-$  Bandenkopf bei 563,9 keV besteht, finden. Diese Kombination legt ein Niveau bei 921,47 keV fest. Identifiziert man dieses Niveau mit dem gesuchten  $5^-$  Niveau, so ist über die Kette von  $\gamma$ -Übergängen zum Isomer auch dessen Energie festgelegt. Man erhält

$$E = (122,859 \pm 0,009) \text{ keV}$$

in guter Übereinstimmung mit der zuvor auf anderem Wege festgelegten Energie  $E = (123,1 \pm 0,5) \text{ keV}$ . Der Zweig der  $\gamma$ -Übergänge zum Grundzustand ist stark genug, um eine Gesamtdepopulation von  $I_\gamma/100n = 0,9$  zu erklären.

### 5.2.2 Die $K^\pi = 4^-$ Bande $p 1/2^+ [411] + n 7/2^- [514]$

Die so bestimmte Anregungsenergie des Isomers läßt sich durch eine zweite Kette von  $\gamma$ -Übergängen noch bestätigen. Sie verbindet Isomer und Grundzustand über ein Niveau bei 838,65 keV, das fast die gleichen Zerfallseigenschaften hat wie das Niveau bei 921,47 keV. Es zerfällt durch einen starken  $E2$  Übergang in den Grundzustand und einen  $M1$  Übergang von 274,702 keV zum  $K^\pi = 6^-$  563,9 keV Niveau. Eine klare Koinzidenz zwischen dem 563,9 keV und dem 274,7 keV  $\gamma$ -Übergang bestätigt diese Zuordnung. Die Multipolaritäten des 838,6 keV und des 274,7 keV Übergangs legen Spin und Parität des Niveaus eindeutig fest zu  $I^\pi = 5^-$ .

Ordnet man diesem  $5^-$  Niveau einen schwachen 115,722 keV ( $M1$ ) Übergang zu einem  $4^-$  Bandenkopf bei 722,9 keV zu, so erhält man über die gut etablierte  $\gamma$ -Kaskade von diesem Bandenkopf zum  $1^-$  Isomer dessen Anregungsenergie zu

$$E = (122,851 \pm 0,009) \text{ keV}$$

Dieser Wert deckt sich völlig mit der Energie, die sich aus der Verkettung über das 921 keV Niveau ergibt.

Folgende Argumentation spricht dafür, daß es sich bei dem 838,6 keV Niveau um das  $5^-$  Mitglied zum  $4^-$  Bandenkopf bei 722,9 keV handelt: Der  $4^-$  Bandenkopf der Konfiguration  $p 1/2^+ [411] + n 7/2^- [514]$  entspricht der stärksten Linie im  $(t,\alpha)$ -Spektrum (10). Daher sollte das  $5^-$  Mitglied der Bande in jedem Fall auch in

der  $(t,\alpha)$ -Reaktion populiert werden. Dewberry et al. (10) ordneten dieses Niveau bei 864 keV zu und schlugen passende  $\gamma$ -Übergänge aus der Messung von Balodis et al. (9) hierzu vor. Die vorgeschlagenen Energiekombination wird durch die vorliegende Messung eindeutig widerlegt. Hoff et al. (17) stellten bereits fest, daß ein  $5^-$  Niveau bei 864 keV im Widerspruch zu den ARC-Daten steht.

Die nun vorgeschlagene Zuordnung des 838,6 keV Niveaus als  $5^-$  Mitglied dieser Bande ist dagegen konsistent mit den  $(t,\alpha)$ -Daten und der ARC-Messung. Ein starker Peak bei 840 keV im  $(t,\alpha)$ -Spektrum kann als Doublett interpretiert werden. Ein Teil rührt von dem  $3^-$  Bandenkopf bei 843 keV her, der andere Teil vom  $5^-$  Niveau bei 838,6 keV. Dewberry et al. (10) ordneten diese Linie nur dem  $3^-$  Bandenkopf der Konfiguration  $p\ 1/2^+ [411] - n\ 7/2^- [514]$  zu. Mit ihrer Auflösung von 14 keV ist ein Doublett mit 5 keV Abstand nicht zu erkennen. Das ungewichtete Energiemittel beider Niveaus ist  $E = 841,1$  keV in guter Übereinstimmung mit der  $(t,\alpha)$  Energie von  $840 \pm 2$  keV. Übereinstimmend dazu wird in der ARC-Messung (17) bei 842,9 keV ein Doublett, das aus einem  $3^-$  oder  $4^-$  und einem  $2^-$  oder  $5^-$  Niveau besteht, beobachtet (Tabelle 6).

### 5.2.3 Zusammenfassung

Zwei unabhängige Ketten von  $\gamma$ -Übergängen, die innerhalb einer statistischen Standardabweichung von nur 9 eV zur gleichen Anregungsenergie für das Isomer führen, wurden zugeordnet. Alle experimentell bestimmten Multipolaritäten stimmen mit den Spin- und Paritätsänderungen der beteiligten Niveaus überein. Die Anregungsenergie und Zerfallssystematik des 921 keV Niveaus ist durch die  $(d,p)$ -Messung gut abgesichert. Ferner ist die Energiefestlegung des Isomers über beide Ketten von  $\gamma$ -Übergängen mit der direkten Energiebestimmung aus der  $(d,p)$ -Messung konsistent. Daher kann die Zuordnung der verkettenden  $\gamma$ -Übergänge zu den beiden Mittlerniveaus bei 838 keV und 921 keV als gut abgesichert angesehen werden.

Faßt man die Energiesystematik beider Verkettungen zusammen, so erhält man als Endergebnis für die Anregungsenergie des Isomers:

$$E = (122,855 \pm 0,006) \text{ keV}$$

Auf diese Energie sind alle Niveaus, die auf das Isomer aufbauen, bezogen.



## 6. Weitere Niveaus, die an das Isomer gekoppelt sind

### 6.1 Die $K^\pi = 3^-$ Bande $p\ 1/2^+ [411] - n\ 7/2^- [514]$

Diese Bande wird in der  $(t,\alpha)$ -Reaktion stark populiert. Dewberry et al. (10) identifizierten  $(t,\alpha)$ -Linien bei  $840\pm 2$  keV,  $945\pm 2$  keV und  $1074\pm 5$  keV mit den  $I^\pi = 3^-$ ,  $4^-$  und  $5^-$  Bandenmitgliedern und ordneten  $\gamma$ -Übergänge von Balodis et al. (9) diesen Niveaus zu. Alle diese  $\gamma$ -Zuordnungen sind mit der vorliegenden Messung inkonsistent. Stattdessen konnten neue Zuordnungen gefunden werden, die mit den  $(t,\alpha)$ -Energien vereinbar sind (Abb. N7).

Der  $3^-$  Bandenkopf bei 843,422 keV wird durch eine Kombination von 4 M1-Übergängen etabliert. Der stärkste Übergang mit  $E_\gamma = 120,499$  keV erfolgt in den  $4^-$  Bandenkopf der gleichen Nilsson-Konfiguration bei 722,921 keV. Dieser  $4^-$  Bandenkopf zerfällt überwiegend durch den hochkonvertierten 64,474 keV Übergang in den  $3^-$  Bandenkopf bei 658,445 keV. Da Koinzidenzen mit diesem Übergang schwer nachzuweisen sind, kann man stattdessen nach Koinzidenzen mit dem 225,4 keV Übergang aus dem Zerfall des  $3^-$  Bandenkopfs suchen. Eine Koinzidenz zwischen 225,4 keV und 120,5 keV bestätigt die Zuordnung des 843,422 keV Niveaus.

Das  $4^-$  Bandenmitglied wird aufgrund der  $(t,\alpha)$ -Messung bei  $945\pm 2$  keV erwartet. In guter Übereinstimmung hierzu wurde in der ARC-Messung (17) ein Niveau bei  $944,9\pm 0,3$  keV, das mit der Zuordnung  $I^\pi = 4^-$  verträglich ist, gefunden. Der zunächst zu erwartende Übergang zum  $3^-$  Bandenkopf müßte eine Energie von 101,5(3) keV haben. Auch innerhalb eines größeren Fehlerbandes läßt sich kein solcher Übergang finden. Stattdessen kann dem  $4^-$  Niveau ein 222,106 keV M1 Übergang zum  $4^-$  Bandenkopf bei 722,921 keV zugeordnet werden. Die Nilsson Konfigurationen von u-Proton und u-Neutron ändern sich hierbei nicht, so daß auch ein solcher Übergang zu erwarten ist. Experimentell wird diese Zuordnung durch eine Koinzidenz zwischen der 222,1 keV und der 225,4 keV Linie bestätigt. Neben der 222,1 keV Linie lassen sich noch zwei schwache Übergänge in Bandenköpfe mit  $K^\pi = 3^-$  und  $6^-$  zuordnen. Die festgelegte Niveauenergie von 945,027 keV ist in perfekter Übereinstimmung mit den ARC und  $(t,\alpha)$  Daten.

Das  $5^-$  Mitglied dieser Rotationsbande wird bei 1068,992(5) keV aufgrund einer Kombination von 4 schwachen Übergängen vorgeschlagen. Die Niveauenergie stimmt mit der  $(t,\alpha)$  Messung überein. Ein  $5^-$  Niveau dieser Energie ist auch konsi-

stent mit der ARC-Messung, die ein Doublett mit Schwerpunkt bei 1068,1 keV voraussagt. Das Niveau kann daher als abgesichert gelten. Die Zuordnung zu dieser  $3^-$  Bande ist jedoch fraglich, da die Zerfallssystematik nicht gut mit den  $3^-$  und  $4^-$  Bandenmitgliedern übereinstimmt.

## 6.2 Die $K^\pi = 2^+$ Bande bei 866,364 keV

Eine Kombination von 9 Übergängen legt ein Niveau der Energie 866,364(2) keV fest (Abb. N12). Die stärksten Übergänge erfolgen in Mitglieder der  $K^\pi = 1^+$  Banden. Mit diesen Übergängen lassen sich Spin und Parität bereits zu  $I^\pi = 1^+$  oder  $2^+$  eingrenzen. Das Niveau zerfällt außerdem in Mitglieder der  $K^\pi = 1^-$  Banden, darunter in ein  $3^-$  Niveau. Daher bleibt  $I^\pi = 2^+$  als eindeutige Zuordnung aufgrund der Übergangssystematik.

Die beiden möglichen Nilsson-Konfigurationen eines  $2^+$  Bandenkopfs in diesem Energiebereich sind (17): p  $9/2^-$  [514] - n  $5/2^-$  [512] oder p  $5/2^+$  [402] - n  $9/2^+$  [624]. Die stärksten M1-Übergänge erfolgen in die  $K^\pi = 1^+$  Bande, deren Wellenfunktion überwiegend die Konfiguration p  $7/2^+$  [404] - n  $9/2^+$  [624] enthält. Der Übergang in den anderen  $1^+$  Bandenkopf hat dagegen nur die halbe Intensität, obwohl er durch die höhere Energiedifferenz bevorzugt wäre. Hieraus läßt sich schließen, daß der  $2^+$  Bandenkopf am besten durch die Konfiguration

$$p\ 5/2^+ [402] - n\ 9/2^+ [624]$$

beschrieben wird. Bei einem Übergang in die Konfiguration p  $7/2^+$  [404] - n  $9/2^+$  [624] ändert sich nur der Teilchenzustand des u-Protons. Das Auftreten schwächerer Übergänge in die zweite  $1^+$  Bande läßt sich durch die Konfigurationsmischung der beiden  $1^+$  Banden erklären.

Die E1-Übergänge erfolgen fast ausschließlich in die  $1^-$  Bande der Konfiguration p  $5/2^+$  [402] - n  $7/2^-$  [514]. Hierdurch wird die oben genannte Konfiguration des  $2^+$  Bandenkopfs bestätigt, denn bei diesen Übergängen ändert sich nur der Zustand des u-Neutrons.

Das  $3^+$  Mitglied dieser Bande wird durch eine Kombination von 11  $\gamma$ -Linien bei 930,765(3) keV festgelegt. Diese Übergänge erfolgen in die  $(I+1)$  Mitglieder der gleichen Rotationsbanden, deren Mitglieder mit Spin  $I$  vom Bandenkopf populiert werden. Aus den klar bestimmten Multipolaritäten ergibt sich für das 930,765 keV Niveau  $I^\pi = 2^+$  oder  $3^+$ . Der angedeutete E2 Charakter der 736,42 keV Linie zum

1<sup>+</sup> Niveau und die Beobachtung eines Übergangs in ein 4<sup>-</sup> Niveau lassen auf I<sup>π</sup> = 3<sup>+</sup> schließen. Hoff et al. (17) geben ein 2<sup>+</sup> oder 5<sup>+</sup> Niveau bei dieser Energie als Resultat der ARC Messung an. Die Intensität der primären  $\gamma$ -Übergänge nach Einfang von 24 keV Neutronen läßt allerdings ebenso auf ein 3<sup>+</sup> Niveau schließen, so daß die ARC Daten keinen Widerspruch zur vorliegenden Zuordnung bedeuten. Der Intra-bandübergang vom 3<sup>+</sup> Niveau zum 2<sup>+</sup> Bandenkopf erfolgt überwiegend durch K-Konversionselektronen von  $\approx 1$  keV und liegt daher im  $\gamma$ -Spektrum bereits an der Nachweisgrenze.

Für die Intensität der *Interbandübergänge* von der 2<sup>+</sup> Bande gilt: Von einem Niveau mit Spin I erfolgt der stärkste Übergang in das (I - 1) Mitglied der p 7/2<sup>+</sup> [404] - n 9/2<sup>-</sup> [624] Bande und der zweitstärkste Übergang in das Mitglied der p 9/2<sup>-</sup> [514] - n 7/2<sup>-</sup> [514] Bande mit dem gleichen Spin I. Der Rotationsparameter ergibt sich aus dem Abstand der 3<sup>+</sup> und 2<sup>+</sup> Niveaus zu

$$\frac{\hbar^2}{2\Theta} = 10,7.$$

Das 4<sup>+</sup> Mitglied der Bande ist daher bei  $\approx 1016$  keV zu erwarten. Durch eine Kombination von 2  $\gamma$ -Übergängen, die der beschriebenen Intensitätssystematik genau entsprechen, läßt sich dieses Niveau bei 1015,37 keV festlegen. In der ARC-Messung (17) ist dieses Niveau Teil eines unerkannten Doubletts. Der zweite Doublettanteil wird im folgenden besprochen.

### 6.3 Das Niveau bei 1019,934 keV mit I<sup>π</sup> = 4<sup>+</sup>, 5<sup>+</sup>

Dieses Niveau wird durch eine Energiekombination von 5  $\gamma$ -Übergängen festgelegt (Abbildung N13). Alle Übergänge erfolgen in Niveaus positiver Parität. Aus dem (M1,E2)-Charakter der stärksten Linien kann man auf Spin und Parität 4<sup>+</sup> oder 5<sup>+</sup> schließen. Bildet man den Mittelwert aus der Energie dieses Niveaus und des 4<sup>+</sup> Mitglieds der K=2 Bande, so erhält man E = 1017,65 keV in guter Übereinstimmung mit einem Niveau bei 1017,9 keV, das in der ARC-Messung (17) als 3<sup>+</sup> oder 4<sup>+</sup> Singulett angegeben wurde.

Durch einen Vergleich mit Modellrechnungen (17) läßt sich das 1019,9 keV Niveau als 4<sup>+</sup> Bandenkopf der Konfiguration p 9/2<sup>-</sup> [514] - n 1/2<sup>-</sup> [521] vorschlagen.

#### 6.4 Die $K^\pi = 3^+, 4^+$ Niveaus mit Konfiguration $p 1/2^- [541]$ , $n 7/2^- [514]$

Zu dieser Konfiguration war bisher nur der  $K^\pi = 4^+$  Bandenkopf aus der Arbeit von Balodis et al. (9) bekannt. Dieses Niveau wird durch eine Kombination von Übergängen in die  $1^+$  Banden etabliert (Abb. N5). Die beiden stärksten Übergänge werden durch folgende gemessene Koinzidenzketten bestätigt:

(a) 147,6 keV - 188,3 keV

147,6 keV - 115,1 keV - 139,4 keV

(b) 335,8 keV - 66,2 keV - 38,7 keV - 71,5 keV

335,8 keV - 104,9 keV - 71,5 keV .

Spin und Parität des Niveaus werden durch den M1-Charakter dieser beiden Linien eindeutig zu  $I^\pi = 4^+$  festgelegt.

Andrejscheff et al. (28) fanden für dieses Niveau eine  $\gamma$ -Halbwertszeit von

$$T_{1/2} = (8,0 \pm 1,0) \text{ ns} .$$

Diese lange Lebensdauer bestätigt die Zuordnung als Bandenkopf (28). Aufgrund von Modellrechnungen (17) ist in diesem Energiebereich für einen  $4^+$  Bandenkopf nur die Konfiguration  $p 1/2^- [541] + n 7/2^- [514]$  möglich. Bei den stärksten Übergängen bleibt die Konfiguration des  $u$ -Neutrons erhalten, wodurch die Zuordnung bestätigt wird.

Eine klare Koinzidenz zwischen der 335,8 keV Zerfallslinie des  $4^+$  Niveaus und einer starken M1-Linie bei 99,2 keV läßt auf ein Niveau bei 734,369(2) keV mit  $I^\pi = 3^+, 4^+$  oder  $5^+$  schließen. Übereinstimmend dazu wird in den ARC Daten (17) ein  $3^+$  oder  $4^+$  Niveau bei der Energie 733,6(3) keV angegeben. Die Energieabweichung liegt noch innerhalb des 2,5 fachen statistischen Meßfehlers und ist nicht signifikant. Modellrechnungen zur Gallagher-Moszkowski-splitting Energie (4) zwischen den Bandenköpfen der Konfiguration  $p 1/2^- [541]$ ,  $n 7/2^- [514]$  sagen den  $3^+$  Bandenkopf bei einer um  $\Delta E \simeq 82$  keV höheren Energie als den  $4^+$  Bandenkopf voraus. Die Energiedifferenz zwischen dem 734,369 keV Niveau und dem  $4^+$  Bandenkopf weicht von diesem Wert nicht stark ab. Da der 99,2 keV Übergang zum  $4^+$  Niveau der stärkste Zerfallskanal ist, kann das Niveau mit dem  $3^+$  Bandenkopf identifiziert werden.

Die lange Lebensdauer des  $K^\pi = 4^+$  Niveaus und der Zerfall des  $3^+$  Bandenkopfs lassen darauf schließen, daß Übergänge aus diesen Banden in die  $1^+$  Banden stark behindert sind. Für die Bandenmitglieder erwartet man daher hauptsächlich das



Auftreten von Übergängen *innerhalb* dieser Banden. Insbesondere ist für die  $I = K + 1$  Mitglieder jeweils nur *ein* M1-Übergang zum Bandenkopf zu erwarten. Hieraus folgt, daß diese Niveaus mit dem Ritz'schen Kombinationsprinzip allein nicht gefunden werden können. Im Koinzidenzspektrum der 335 keV Linie sind neben dem 99,2 keV Übergang keine weiteren niederenergetischen Linien beobachtet worden. Die gesuchten Intrabandübergänge liegen somit unter der Nachweisgrenze der Koinzidenzmessung, was zu verstehen ist, wenn diese Übergänge stark konvertiert sind. Aus diesen Gründen können die ersten Mitglieder dieser Banden mit den vorhandenen Meßdaten nur unter Zuhilfenahme von Modellrechnungen vorgeschlagen, jedoch nicht sicher etabliert werden.

Der Rotationsparameter der Bande wird theoretisch zu

$$\left( \frac{\hbar^2}{2\Theta} \right)_{\text{theor.}} = 6,8 \text{ keV}$$

abgeschätzt (4). Ein Vergleich solcher Abschätzungen mit experimentell gesicherten Daten von  $^{176}\text{Lu}$ , wie er von Hoff et. al (17) durchgeführt wurde, ergab eine mittlere Abweichung von nur  $\simeq 1$  keV. Für den ersten Intrabandübergang der  $3^+$  Bande erwartet man daher eine Energie von  $E_\gamma(4^+ \rightarrow 3^+) \simeq 54,4$  keV. Zwei stark konvertierte M1-Übergänge nahe dieser Energie wurden im  $\gamma$ -Spektrum gemessen und konnten mit dem Kombinationsprinzip an keiner Stelle des Niveauschemas zugeordnet werden. Die relativ hohe Gesamtintensität  $I_\gamma + I_e$  weist darauf hin, daß es sich um Übergänge zwischen niederenergetischen Niveaus mittleren Spins handelt, denn nur diese werden stark genug populiert.

Durch die Zuordnung der 51,896 keV Linie als  $(4^+ \rightarrow 3^+)$  Übergang läßt sich zu der  $3^+$  Bande das  $4^+$  Mitglied bei 786,266 keV vorschlagen. Diese Zuordnung wird dadurch gestützt, daß sie die einzige Möglichkeit ist, das  $4^+$  Niveau konsistent mit der ARC-Messung (17) vorzuschlagen. Im erwarteten Energiebereich wird zwar von Hoff et al. (17) kein  $4^+$  Niveau angegeben, dafür aber ein  $I^\pi = 2^-, 5^-$  Doublettanteil zum  $4^-$  Niveau bei 788,2 keV. Ein solches  $2^-$  oder  $5^-$  Niveau wurde in dieser Arbeit nicht gefunden. Da die Intensität des  $E_n = 24$  keV Übergangs besonders überhöht ist, läßt sich vielmehr auf ein zweites Niveau mit positiver Parität schließen. Die Summe der reduzierten  $\gamma$ -Intensitäten aus einem  $4^-$  und einem  $4^+$  Singulett stimmt mit den gemessenen Intensitäten des 788,2 keV Niveaus gut überein.

Aus der Zuordnung des  $4^+$  Niveaus folgt der Rotationsparameter

$$\left(\frac{\hbar^2}{2\Theta}\right)_{exp.} = 6,49 \text{ keV}$$

und für den ( $5^+ \rightarrow 4^+$ ) Übergang in dieser Bande wird eine  $\gamma$ -Energie von  $E_\gamma \simeq 64,9 \text{ keV}$  erwartet. Durch Zuordnung eines gemessenen M1-Übergangs mit übereinstimmender Energie  $64,970 \text{ keV}$  ergibt sich das  $5^+$  Niveau bei  $851,236 \text{ keV}$ . Ein schwacher Übergang zum  $4^+$  Bandenkopf und die Population durch ein  $4^+$  Niveau bei  $1015,37 \text{ keV}$  bestätigen diese versuchsweise Zuordnung.

Das  $5^+$  Mitglied der  $4^+$  Bande läßt sich durch die Zuordnung eines M1 Übergangs mit  $58,597 \text{ keV}$  vorschlagen. Von allen gemessenen  $\gamma$ -Linien ist dies der einzige Übergang, der etwa der erwarteten Energiedifferenz zwischen  $4^+$  und  $5^+$  Niveau entspricht und noch nicht an anderer Stelle im Niveauschema zugeordnet ist. Die resultierende Energie des  $5^+$  Niveaus ist  $693,804 \text{ keV}$ .

Durch einen genauen Vergleich läßt sich zeigen, daß diese Energie mit einem Doublettanteil im ARC Spektrum übereinstimmt. Dieses Doublett bei einer Energie nahe  $687,8 \text{ keV}$  wird von Hoff et al. (17) aus Konsistenzgründen mit früheren Messungen als Überlagerung von einem  $2^-$  und einem  $3^+$  oder  $4^+$  Niveau zugeordnet. Im ( $E_n = 24 \text{ keV}$ ) Spektrum, das auf Niveaus positiver Parität empfindlicher ist, wurden zwei Linien mit  $E_{\gamma 1} = (5619,4 \pm 1,5) \text{ keV}$  und  $E_{\gamma 2} = (5626,1 \pm 1,0) \text{ keV}$  gemessen. Die Anregungsenergie  $E_B$  des Compoundkerns nach Einfang von  $24 \text{ keV}$  Neutronen läßt sich gut mit der bekannten Energie des  $I^\pi = 3^-, K=0$  Niveaus und der korrespondierenden primären  $\gamma$ -Linie zu

$$E_B = E_\gamma + E_{3^-} = (6311,9 \pm 0,3) \text{ keV}$$

bestimmen. Aus den Anteilen des im ( $E_n = 24 \text{ keV}$ ) Spektrums aufgelösten Doubletts erhält man daher die Niveauenergien:

$$E_1 = E_B - E_{\gamma 1} = (692,5 \pm 1,5) \text{ keV}$$

und

$$E_2 = E_B - E_{\gamma 2} = (685,9 \pm 1,0) \text{ keV}$$

Die Energie  $E_1$  ist in guter Übereinstimmung mit dem vorgeschlagenen  $5^+$  Niveau während die Energie  $E_2$  dem bekannten  $2^-$  Niveau zuzuordnen ist.

Aus der reduzierten *Intensität* der primären  $\gamma$ -Übergänge läßt sich auch auf ein  $5^+$  und  $2^-$  Doublett schließen. Die ( $E_n = 24\text{keV}$ ) Intensität zur Energie  $E_1$  ist in guter Übereinstimmung mit der Intensität eines aufgelösten  $5^+$  Niveaus. Die ( $E_n = 2\text{keV}$ ) Intensität eines  $5^+$  Niveaus ist dagegen mit  $(I_\gamma/E_\gamma^5) \approx 9$  so gering, daß sie die Gesamtintensität des Doubletts im ( $E_n = 2\text{keV}$ ) Spektrum kaum beeinflußt. Aus diesem Grund reproduziert die mittlere Energie des Doubletts, die aus den ( $E_n = 2\text{keV}$ ) Daten errechnet ist, genau die Lage des  $2^-$  Niveaus. Für einen  $3^+$  oder  $4^+$  Doublettanteil würde man dagegen eine höhere Intensität der primären Übergänge in *beiden* Teilspektren erwarten. Die ARC Messung bestätigt daher sowohl die Energie als auch Spin und Parität des vorgeschlagenen  $5^+$  Mitglieds der  $4^+$  Bande.

### 6.5 Die Konfiguration $p\ 9/2^- [514] \pm n\ 1/2^- [510]$

Der  $5^+$  Bandenkopf bei  $657,142\ \text{keV}$  wurde bereits von Balodis et al. (9) vorgeschlagen. Einige der früher zugeordneten  $\gamma$ -Übergänge stimmen mit der jetzt bekannten Energiesystematik nicht überein, das Niveau selbst wird jedoch über die Koinzidenzdaten der  $284,6\ \text{keV}$  Linie klar bestätigt. Aus diesem M1 Übergang zum  $4^+$  Mitglied einer  $1^+$  Bande folgt zunächst  $I^\pi = 3^+, 4^+$  oder  $5^+$ . Die beiden schwächeren Übergänge zu den  $5^+$  und  $6^+$  Mitgliedern der selben  $1^+$  Bande lassen auf Spin und Parität  $I^\pi = 5^+$  schließen. Für diese Spinzuordnung spricht auch, daß kein stärkerer Übergang in ein  $3^+$  Niveau beobachtet wird.

Hoff et al. (17) fanden in der ARC Messung ein Doublett bei  $658,1\ \text{keV}$ , das mit der Zuordnung eines  $3^-$  und  $5^+$  Niveaus konsistent ist. Das  $3^-$  Niveau bei  $658,445\ \text{keV}$  ist gut bekannt und das  $5^+$  Niveau wird daher durch die ARC Daten bestätigt.

Ein niederenergetischer Bandenkopf kann nur aus der Zweiteilchenkonfiguration  $p\ 9/2^- [514] + n\ 1/2^- [510]$  resultieren, wie man durch einen Vergleich mit den Modellrechnungen von Hoff et al. (17) feststellt. Für diese Zuordnung spricht, daß sich nur die Konfiguration des u-Neutrons bei den beobachteten M1 Übergängen in die  $1^+$  Bande ändert während die u-Proton Konfiguration erhalten bleibt. Bei jedem anderen Übergang in tieferliegende Niveaus müßten sich dagegen beide Teilchenkonfigurationen ändern, was zu einer reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit führt.

Aufgrund der K-Auswahlregel sollten allerdings auch die beobachteten Übergänge in die  $1^+$  Bande stark behindert sein. Bereits Balodis et al. (9) schlugen daher vor, eine von Minor et al. (6) gemessene  $\gamma$ -Linie der Energie  $22\ \text{keV}$  als Übergang des  $5^+$  Bandenkopfs zu einem Bandenkopf mit  $K^\pi = 4^+$  zuzuordnen. Ein solcher Übergang

wäre nicht K-verboden. Die Energiedifferenz zwischen  $5^+$  Niveau und  $4^+$  Niveau kann im vorliegenden Niveauschema sehr genau zu  $\Delta E = 21,935(3)$  keV bestimmt werden. Der von Minor et al. (6) gemessene  $\gamma$ -Übergang hat demgegenüber eine Energie von  $E_\gamma = 22,11(2)$  keV. Da die Abweichung ein Vielfaches des angegebenen Meßfehlers beträgt und die von Minor et al. (6) angegebenen Energien benachbarter  $\gamma$ -Linien sehr gut mit den vorliegenden Meßdaten übereinstimmen, wurde diese Zuordnung nicht übernommen. In der Kristallspektrometermessung liegt ein 22 keV Übergang der angegebenen Intensität unter der Nachweisgrenze und konnte daher nicht überprüft werden.

Das  $K^\pi = 4^+$  Niveau der Konfiguration  $p\ 9/2^- [514] - n\ 1/2^- [510]$  wird bei einer höheren Energie als der  $5^+$  Bandenkopf erwartet (17). Ein gut gesichertes Niveau bei 871,275 keV kann mit diesem  $4^+$  Bandenkopf identifiziert werden. Der stärkste Übergang mit  $E_\gamma = 214,1$  keV popult direkt den  $5^+$  Bandenkopf. Er wird in Koinzidenz sowohl mit der 284,6 keV Zerfallslinie des  $5^+$  Niveaus als auch mit den stärksten Übergängen im weiteren Verlauf der  $\gamma$ -Kaskade gemessen.

Das 871,275 keV Niveau wird ferner durch zwei weitere Übergänge in die bereits besprochenen  $3^+$  und  $4^+$  Bandenköpfe bestätigt. Aus den gemessenen Multipolaritäten folgt  $I^\pi = 4^+$  oder  $5^+$ . Die Beobachtung eines niederenergetischen  $\gamma$ -Übergangs zum  $3^+$  Bandenkopf läßt mehr auf ein  $4^+$  Niveau schließen, da die M1 Übergangswahrscheinlichkeit höher als die eines E2 Übergangs ist.

Da der 214,1 keV Übergang zum  $5^+$  Bandenkopf die stärkste Zerfallslinie darstellt, ist es plausibel, dieses Niveau mit dem  $4^+$  Bandenkopf der gleichen Zweiteilchenkonfiguration zu identifizieren. Andererseits bestätigt die Zerfallssystematik dieses Niveaus umgekehrt auch den Bandenkopfcharakter des  $5^+$  Niveaus bei 657 keV. Würde es sich bei diesem Niveau dagegen um das  $5^+$  Mitglied der  $1^+$  Bande, das eine ähnliche Energie und Zerfallssystematik aufweist, handeln, so wären auch starke Übergänge vom 871 keV  $4^+$  Niveau in die anderen Mitglieder zu erwarten.

## 6.6 Der 4<sup>+</sup> Bandenkopf bei 985,569 keV

Dieses Niveau wird durch eine Kombination von drei M1 Übergängen in Bandenköpfe mit  $K^\pi = 3^+, 4^+, 5^+$  festgelegt. Spin und Parität sind hierdurch eindeutig zu  $I^\pi = 4^+$  bestimmt. Die Zuordnung der beiden stärksten M1 Übergänge wird durch folgende gemessenen Koinzidenzketten bestätigt:

1. 350,4 keV - 335,8 keV
2. 251,2 keV - 99,2 keV - 335,8 keV .

Der 251,2 keV Übergang muß als unaufgelöstes Doublett interpretiert werden, da sowohl die Koinzidenzdaten als auch die Energiekombinationen mit einer weiteren Zuordnung als  $1^- (637 \text{ keV}) \rightarrow 1^- (386 \text{ keV})$  Übergang verträglich sind. Die Intensität des  $4^+ \rightarrow 3^+$  Übergangs ist daher kleiner als die gemessene Gesamtintensität des Doubletts.

Die Zerfallssystematik deutet auf einen Bandenkopf mit  $K^\pi = 4^+$  hin. Die hierfür möglichen, noch nicht anders zugeordneten Nilsson-Konfigurationen aus den Modellrechnungen von Hoff et al. (17) sind:

$$p 1/2^+ [411] - n 9/2^+ [624] \text{ oder}$$

$$p 9/2^- [514] - n 1/2^- [521]$$

Die beobachteten stärksten Übergänge bedeuten für jede Zuordnung, daß sich *beide* Teilchenkonfigurationen ändern. Dies erklärt auch die Beobachtung einer relativ hohen Lebensdauer von  $\simeq 1,5 \text{ ns}$  durch Andrejtscheff und Petkov (30). Da der Übergang zum 5<sup>+</sup> Bandenkopf schwächer ist als der Übergang in den 4<sup>+</sup> Bandenkopf, ist es plausibel, daß auch bei diesem Übergang sich beide Teilchenkonfigurationen ändern. Daher wäre dem Niveau die Konfiguration

$$p 1/2^+ [411] - n 9/2^+ [624]$$

zuzuordnen. Ein schwacher Übergang in die 3<sup>-</sup> Bande bei 843 keV, die die gleiche u-Proton Konfiguration hat, bestätigt diese Zuordnung.

## 6.7 Die 3<sup>-</sup> Bande bei 957,894 keV

Durch eine Kombination von 6 M1 Übergängen wird ein Niveau bei 957,894 keV festgelegt. Aus den sicher bestimmten Multipolaritäten folgt  $I^\pi = 3^-$  oder  $4^-$ , der weniger gut gesicherte M1 Charakter des 270,035 keV Übergangs in ein  $2^-$  Niveau läßt auf  $I^\pi = 3^-$  schließen.

Die ARC Messung von Hoff et al. (17) sagt ein Multiplett von Niveaus negativer Parität bei einer mittleren Energie von 958,5(3) keV voraus. Insbesondere sind die ARC Daten mit einem Triplet von Niveaus mit  $I^\pi = 3^-$  oder  $4^-$  konsistent. Die beiden anderen Niveaus dieses Triplets sind der anschließend besprochene  $3^-$  Bandenkopf bei 960,193 keV und ein  $4^-$  Niveau bei 957,75 keV, das als Mitglied einer  $0^-$  Bande zugeordnet wurde. Die mittlere Energie aller drei Niveaus liegt bei 958,6 keV in völliger Übereinstimmung mit der ARC Messung.

Die stärksten Übergänge aus dem 957,894 keV  $3^-$  Niveau erfolgen in die Bandenköpfe mit  $K^\pi = 3^-$  und  $4^-$  der Struktur  $p\ 7/2^+ [404] \pm n\ 1/2^+ [510]$ . Wegen der geringen Intensität von Übergängen in Banden kleinerer K-Quantenzahl und der K-Auswahlregel kann das Niveau als  $3^-$  Bandenkopf zugeordnet werden. Sucht man nach Nilsson-Konfigurationen, die der Bedingung genügen, daß sich bei den stärksten Übergängen nur ein u-Teilchenzustand ändert, so lassen sich folgende beiden Möglichkeiten angeben:

$$p\ 7/2^+ [404] - n\ 1/2^+ [521] \text{ oder}$$

$$p\ 5/2^+ [402] + n\ 1/2^- [510] .$$

Die schwächeren Übergänge lassen sich ausnahmslos auch durch Konfigurationsmischung in den jeweiligen Endzuständen erklären und geben daher keine weitere Information, welche der beiden Zuordnungen zutrifft.

Als  $4^-$  Mitglied dieser Rotationsbande wurde ein Niveau bei 1067,424 keV zugeordnet. Es zerfällt sowohl in den Bandenkopf als auch in die Banden, die ebenfalls vom  $3^-$  Niveau populiert werden. In der ARC Messung wurde bei 1068,1(3) keV ein  $3^-$ ,  $4^-$  Niveau mit einem möglichen  $2^-$ ,  $5^-$  Doublettanteil gefunden. Bezieht man das  $5^-$  Niveau 1068,997 keV mit ein, so ist die Energie und Spin- Paritätszuordnung des  $4^-$  Niveaus konsistent mit den ARC Daten.

## 6.8 Der 3<sup>-</sup> Bandenkopf bei 960,193 keV

Dieses Niveau wird durch die Energiekombination von 6  $\gamma$ -Übergängen etabliert. Der stärkste Zerfallskanal sind zwei E1 Übergänge in die 1<sup>+</sup> Bande, die auf das Niveau bei 194,37 keV aufbaut. Aus den bekannten Multipolaritäten folgt  $I^\pi = 2^-$  oder 3<sup>-</sup>. Wegen des Fehlens eines Übergangs in ein 1<sup>+</sup> Niveau und der Beobachtung eines niederenergetischen Übergangs in einen 4<sup>-</sup> Bandenkopf kann man auf  $I^\pi = 3^-$  schließen.

Andrejtscheff und Petkov (30) fanden aus Lebensdauermessungen an den beiden starken E1 Linien eine relativ große Halbwertszeit von 0,7 ns für dieses Niveau. Hieraus läßt sich schließen, daß es sich um einen Bandenkopf handelt, denn für ein Mitglied einer Rotationsbande erwartet man schnelle Übergänge innerhalb der Bande und damit eine wesentlich kürzere Lebensdauer.

Eine sichere Zuordnung zu den von Hoff et al. (17) vorhergesagten Bandenköpfen kann jedoch nicht gegeben werden. Möglicherweise handelt es sich um die Struktur

$$p 7/2^+ [404] - n 1/2^- [521] ,$$

die bereits für die 3<sup>-</sup> Bande bei 957,89 keV als eine mögliche Konfiguration genannt wurde. Die stärksten  $\gamma$ -Linien würden dann einem Wechsel der u-Neutronkonfiguration 1/2<sup>-</sup> [521] in 9/2<sup>+</sup> [624] entsprechen und sind nur durch den p 7/2<sup>+</sup> [404] - n 9/2<sup>+</sup> [624] Mischungsanteil in der 1<sup>+</sup> Bande zu erklären. Aus dem Nilsson-Diagramm für Protonen (21) läßt sich als zweite mögliche Zuordnung die Struktur

$$p 1/2^+ [660] - n 7/2^- [514]$$

angeben. Die Anregungsenergie des p 1/2<sup>+</sup> [660] Zustandes sollte über der des p 1/2<sup>-</sup> [541] Orbitals liegen (21) und wird daher bei  $E \gtrsim 750$  keV erwartet. Da keine experimentellen Daten aus u-g Nachbarkernen vorliegen, wurde dieser u-Proton-Zustand nicht in den Modellrechnungen von Hoff et al. (17) berücksichtigt. Die E1 Übergänge entsprechen im Fall dieser Zuordnungsmöglichkeit einer Änderung der u-Proton Struktur p 1/2<sup>+</sup> [660] in p 7/2<sup>+</sup> [404].

## 6.9 Die $0^-$ Bande $p\ 9/2^-$ [514] — $n\ 9/2^+$ [624]

Diese Bande wird etabliert durch die Niveaus mit Spin und Parität  $I^\pi = 2^-, 3^-, 4^-$  und  $5^-$ . Alle diese Niveaus werden einerseits durch die Kombinationen sekundärer  $\gamma$ -Übergänge und andererseits durch die ARC-Messung (17) gestützt. Die übereinstimmende Zerfallssystematik aller Niveaus (Abb. N9) führt zur Eingruppierung in eine Rotationsbande. Jedes Spin  $I$  Mitglied dieser Bande zerfällt in das  $I + 1$  und das  $I - 1$  Mitglied der  $K = 0$  Bande mit Grundzustandskonfiguration.

Die hieraus mögliche Zuordnung ist einerseits eine  $\gamma$ -Vibration, die auf der  $K = 0$  Bande aufbaut, oder eine Zweiteilchenanregung kleiner  $K$ -Quantenzahl. Als Rotationsparameter erhält man aus den  $2^- \rightarrow 3^-$  und  $4^- \rightarrow 5^-$  Niveauabständen übereinstimmend den Wert  $A = 8,5$  keV und aus dem  $3^- \rightarrow 4^-$  Abstand  $A = 9,3$  keV. Die Energieabfolge ist also gestört, was auch bei der tieferliegenden  $1^+$  Bande beobachtet wird und durch eine Rotationsformel höherer Ordnung beschrieben werden kann (9).

Für eine  $\gamma$ -Vibrationsbande erwartet man nun einen Rotationsparameter, der mit dem Wert  $A = 11,3$  keV für die  $K = 0\ p\ 7/2^+$  [404] —  $n\ 7/2^-$  [514] Bande übereinstimmt. Die starke Abweichung von diesem Wert um mehr als 2 keV spricht daher gegen eine solche Zuordnung.

Ein Vergleich mit Modellrechnungen zeigt, daß die einzige Zweiteilchenkonfiguration kleiner  $K$ -Quantenzahl und negativer Parität in diesem Energiebereich die  $0^-$   $p\ 9/2^-$  [514] —  $n\ 9/2^+$  [624] Bande ist. Für eine solche Bande erwartet man eine Verschiebung der Niveaus mit geradem Spin gegenüber denen mit ungeradem Spin (Newby-shift). Der Rotationsparameter der Mitglieder mit geradem Spin errechnet sich aus dem  $2^- \rightarrow 4^-$  Niveauabstand zu  $A = 8,95$  keV. und für die Mitglieder mit ungeradem Spin zu  $A = 8,84$  keV. Die  $1^-$  und  $0^-$  Mitglieder der Bande lassen sich daraus bei Energien von  $E_{1^-} \simeq 795,1$  keV und  $E_{0^-} \simeq 778,7$  keV vorhersagen. Sucht man mit dem Kombinationsprinzip nach Niveaus mit den gleichen Zerfallseigenschaften der übrigen Bandenmitglieder, so findet man ein  $1^-$  Niveau bei 796,641 keV und damit sehr nahe an dem erwarteten Wert. Wegen der gut übereinstimmenden Übergangssystematik und der bekannten Multipolaritäten ist dieses Niveau gut abgesichert. Für das  $0^-$  Mitglied der Bande erwartet man lediglich einen M1 Übergang in das  $1^-$  Niveau bei 122,855 keV. Durch die versuchsweise Zuordnung eines schwachen (M1, E2) Übergangs läßt sich dieses Niveau nahe der vorhergesagten Energie bei 780,185 keV vorschlagen.



Zur genaueren Beschreibung der Energiesystematik dieser Bande kann man folgende Rotationsformel mit 2 Parametern (9) heranziehen:

$$E_I = A I(I+1) + B I^2(I+1)^2 .$$

Für die Mitglieder mit ungeradem Spin  $I = 1, 3, 5$  erhält man:

$$A_{I \text{ ungerade}} = 8,607 \text{ keV} \quad \text{und} \quad B_{I \text{ ungerade}} = 0,00547 \text{ keV} .$$

Die Anwendung der gleichen Formel auf die Mitglieder mit geradzahligem Spin  $I = 0, 2, 4$  ergibt

$$A_{I \text{ gerade}} = 8,629 \text{ keV} \quad \text{und} \quad B_{I \text{ gerade}} = 0,0125 \text{ keV} .$$

Da bei der letzteren Berechnung auch das  $0^-$  Niveau miteinbezogen wurde, sind diese Werte nicht so gut abgesichert wie bei den Mitgliedern mit ungeradzahligem Spin. Aus der nur geringen Abweichung der Parameter kann man andererseits schließen, daß auch das  $0^-$  Niveau korrekt zugeordnet wurde. Der Rotationsparameter  $A = 8,6 \text{ keV}$  ist in guter Übereinstimmung mit der theoretischen Abschätzung  $A_{\text{theor}} = 9,1 \text{ keV}$  von Hoff et al. (17).

Für die Newby-Verschiebung erhält man aus der Niveaufolge den Wert  $E_N = -0,39 \text{ keV}$ , das heißt die Mitglieder mit geradem Spin haben eine um  $2 |E_N| = 0,78 \text{ keV}$  höhere Energie als es der Niveaufolge der Mitglieder mit ungeradem Spin entspricht. Diese Verschiebung ist viel kleiner als der von Boisson et al. (4) theoretisch abgeschätzte Wert  $E_N(\text{theor.}) \simeq -30 \text{ keV}$ . Eine ebenso große Abweichung der experimentell bekannten Newby-Verschiebung von der theoretischen Abschätzung ist auch für die  $K^\pi = 0^- \text{ p } 9/2^- [514] - \text{ n } 9/2^+ [624]$  Bande bekannt (17), dort ist die Newby-Verschiebung allerdings größer als erwartet.

### 6.10 Zusätzliche Niveaus in den Abbildungen N5 bis N13

Durch Anwendung des Kombinationsprinzips in Verbindung mit den Koinzidenzdaten und der ARC-Messung (17) läßt sich auf eine Reihe weiterer Energieniveaus, die ans Isomer gekoppelt sind, schließen. Diese sollen nicht mehr alle im Einzelnen diskutiert werden, sind aber in den Abbildungen N5 bis N13 und der Tabelle 6 mit enthalten. Viele dieser Niveaus lassen sich mit der vorhandenen Datenbasis zwar vorschlagen, aber nicht mehr sicher etablieren. In anderen Fällen ist keine Zuordnung der Konfiguration mehr möglich.

So ist das  $2^+$  Niveau bei 792 keV noch durch eine Vielzahl von  $\gamma$ -Übergängen abgesichert (Abbildung N12), jedoch ist es nicht klar, ob es sich um einen Bandenkopf oder das Mitglied einer  $0^+$  Bande handelt.

Dem Niveau bei 1032,43 keV (Abbildung N13) kommt noch eine besondere Bedeutung zu, weil es neben den Übergängen ins Isomer auch einen starken Zerfallszweig in den Grundzustand hat. Die Existenz dieses weiteren Mittlerniveaus, das als  $5^-$  Bandenkopf zugeordnet werden kann, folgt aus der Beobachtung einer starken Linie im ARC-Spektrum, die sich nun als Doublett interpretieren läßt (Tabelle 6).

## 7. Weitere Niveaus, die nur mit dem Grundzustand verkettet sind

### 7.1 Die $K^\pi = 8^+$ Banden

#### 7.1.1 Die Struktur $p 7/2^+ [404] + n 9/2^+ [624]$

Der  $8^+$  Bandenkopf mit dieser Konfiguration wurde bisher bei 404 keV vorgeschlagen (9), galt jedoch als schlecht abgesichert. Mit den nun vorliegenden Daten läßt sich dieser Bandenkopf eindeutig bei 424,891 keV etablieren. Das Niveau zerfällt über zwei  $\gamma$ -Übergänge in die Grundzustandsbande (Abbildung N11). Die beiden Übergänge erfüllen das Kombinationsprinzip und haben die richtige Multipolarität. Ferner wird der 240,76 keV Übergang zum  $8^-$  Niveau in Koinzidenz mit dessen 184,1 keV Zerfallslinie gemessen. Im (d,p) Spektrum (20) findet sich eine schwache Linie bei 425,2(3) keV. Diese Linie entspricht keinem der in diesem Energiebereich vollständig bekannten Niveaus, die mit dem Isomer verkettet sind, und kann daher mit dem  $8^+$  Bandenkopf identifiziert werden. Aus der (d,p) Population und der fehlenden Population in (t, $\alpha$ ) folgt, daß der Bandenkopf die Struktur  $p 7/2^+ [404]$  enthält, so daß die oben genannte Konfigurationszuordnung bestätigt wird.

Die  $9^+$  und  $10^+$  Mitglieder dieser Bande lassen sich mit den (d,p) Meßergebnissen ebenfalls erschließen, werden aber in der (n, $\gamma$ ) Reaktion zu schwach populiert, um zu meßbaren  $\gamma$ -Linien zu führen. Im (d,p) Spektrum bis zu einer Niveauenergie von  $\approx 850$  keV gibt es nur drei Linien, die sich mit keinem Niveau aus den (n, $\gamma$ ) Resultaten identifizieren lassen. Ordnet man die Linien bei 615,2(2) keV und 826,4(2) keV als  $9^+$  und  $10^+$  Mitglieder der  $8^+$  Bande zu, so erhält man aus den Niveauabständen übereinstimmend den Rotationsparameter  $A = 10,57(1)$ . Die zugeordneten Niveaus ergeben somit eine Energieabfolge, wie man sie für die Mitglieder einer Rotationsbande erwartet. Der Rotationsparameter liegt sehr nahe dem Wert  $A = 10,96$  keV für die  $1^+$  Bande der gleichen Nilsson-Konfiguration mit antiparalleler Spin-Kopplung von u-Neutron und u-Proton.

Das  $11^+$  Mitglied der Bande läßt sich aufgrund des bekannten Rotationsparameters und einer schwachen Linie im (d,p)-Spektrum bei einer Energie von 1054 keV vorschlagen.

### 7.1.2 Die Struktur $p\ 9/2^- [514] + n\ 7/2^- [514]$

Die  $9^+$  und  $8^+$  Mitglieder dieser Bande wurden von Dewberry et al. (10) den  $(t,\alpha)$  Linien bei 486(3) keV und 683(3) keV zugeordnet. Das 683 keV Niveau kann zusätzlich einer schwachen 681,5(3) keV Linie im  $(d,p)$  Spektrum zugeordnet werden. Eine Population in beiden Transferreaktionen läßt sich durch Konfigurationsmischung mit der anderen  $8^+$  Bande, wie sie auch für die  $1^+$  Banden bekannt ist, erklären. Im  $(t,\alpha)$  Spektrum wurde eine nicht zugeordnete Linie bei 889(10) keV beobachtet. Übereinstimmend dazu findet man im  $(d,p)$  Spektrum eine schwache Linie bei 895,1(7) keV. Diese beiden Linien lassen sich dem  $10^+$  Mitglied dieser Bande zuordnen. Aus den genauer bekannten  $(d,p)$  Energien findet man für die gesamte Niveaufolge übereinstimmend den Rotationsparameter  $A = 10,7(1)$  keV, wodurch das 895 keV Niveau als Mitglied der Rotationsbande bestätigt wird.

Die vorliegenden  $(n,\gamma)$  Daten erlauben keine eindeutige Zuordnung von Übergängen zu diesen Niveaus. Eine schwache Linie mit  $E_\gamma = 487,84$  keV wurde versuchsweise als  $8^+ \rightarrow 7^-$  Übergang zugeordnet. Aus der Übergangssystematik der  $1^+$  Banden ist ebenso ein Übergang zwischen den  $8^+$  Bandenköpfen zu erwarten. Ein solcher niederenergetischer  $\gamma$ -Übergang liegt bei der erwarteten schwachen Population eines  $8^+$  Niveaus jedoch unter der Nachweisgrenze dieser Messung.

## 7.2 Die $K^\pi = 7^+$ Bandenköpfe

Modellrechnungen von Hoff et al. (17) sagen drei Bandenköpfe mit  $K^\pi = 7^+$  im Energiebereich  $750\text{ keV} \lesssim E \lesssim 1\text{ MeV}$  voraus. Die zugehörigen Nilsson-Konfigurationen sind:

$$p\ 5/2^+ [402] + n\ 9/2^+ [624] ,$$

$$p\ 9/2^- [514] + n\ 5/2^- [512] \text{ und}$$

$$p\ 7/2^+ [404] + n\ 7/2^+ [633] .$$

Alle diese Niveaus lassen sich auf der Basis der vorhandenen Meßdaten finden.

### 7.2.1 Das Niveau bei 734,033 keV

Dieses Niveau wird aufgrund einer Koinzidenz zwischen der 240,8 keV Zerfallslinie des  $8^+$  Bandenkopfs und der 309,1 keV Linie zugeordnet. Die Zuordnung als  $7^+$

Bandenkopf ist konsistent mit der Multipolarität und Intensität des 309,1 keV Übergangs. Als Nilsson Konfiguration läßt sich

$$p\ 5/2^+ [402] + n\ 9/2^+ [624]$$

vorschlagen. Diese Zuordnung erklärt den Übergang in den 8<sup>+</sup> Bandenkopf als  $p\ 5/2^+ [402] \rightarrow p\ 7/2^+ [404]$  Übergang, wie er auch bei der 1<sup>-</sup> Bande bei 386 keV beobachtet wird. Übergänge in die Grundzustandsbande wären dagegen mit einer Änderung *beider* u-Teilchenkonfigurationen verbunden und sind daher behindert.

### 7.2.2 Das Niveau bei 854,67 keV

Dieses Niveau wird durch zwei Übergänge passender Multipolarität in den 7<sup>-</sup> Grundzustand und den 8<sup>+</sup> Bandenkopf bei 424,9 keV etabliert. Spin und Parität des Niveaus sind dadurch zu  $I^\pi = 7^+$  oder  $8^+$  bestimmt. Ordnet man dieses Niveau als Bandenkopf zu, so bleibt aufgrund der möglichen Zweiteilchenzustände in diesem Energiebereich nur die Zuordnung  $K^\pi = 7^+$ . Beide Übergänge erfolgen in Niveaus mit der u-Proton Konfiguration  $7/2^+ [404]$ , so daß zu erwarten ist, das auch der 7<sup>+</sup> Bandenkopf diese Konfiguration enthält und sich beim Zerfall nur der u-Neutronzustand ändert. Die einzig mögliche Konfiguration eines 7<sup>+</sup> Bandenkopfs mit dieser u-Proton-Konfiguration ist

$$p\ 7/2^+ [404] + n\ 7/2^+ [633] .$$

### 7.2.3 Das Niveau bei 709,23 keV

Der 7<sup>+</sup> Bandenkopf mit der Konfiguration

$$p\ 9/2^- [514] + n\ 5/2^- [512]$$

wird bei 709,23 keV durch eine Kombination von zwei Übergängen vorgeschlagen. Der 221,4 keV M1 Übergang in den 8<sup>+</sup> Bandenkopf bei 487 keV läßt darauf schließen, daß das Niveau die u-Proton Konfiguration  $p\ 9/2^- [514]$  enthält. Die 709 keV Linie ist Teil eines Doubletts, das weder im  $\gamma$ - noch im Konversionselektronenspektrum vollständig aufgelöst wurde. Die Multipolarität dieses Übergangs konnte daher trotz seiner hohen Intensität nicht klar bestimmt werden. Aus einem Fit des Elektronenspektrums kann man sowohl auf einen E2 Übergang schließen als auch die gesamte gemessene Intensität auf den stärkeren M1 Doublettanteil zurückführen, so daß die Multipolarität der 709,2 keV Linie auch E1 sein kann. Wegen dieser Unsi-

cherheit und der nicht gut abgesicherten  $\gamma$ -Zuordnung zum  $8^+$  Bandenkopf muß auch das 709,23 keV Niveau als weniger gut abgesichert betrachtet werden.

### 7.3 Die $K^\pi = 6^-$ Bande p $5/2^+$ [402] + n $7/2^-$ [514]

Der gut abgesicherte  $6^-$  Bandenkopf bei 563,9 keV wurde bereits in Abschnitt 4.2.2 besprochen.

Dewberry et al. (10) identifizierten eine  $(t,\alpha)$  Linie bei 757(4) keV mit dem  $7^-$  Mitglied dieser Bande. Die vorgeschlagene Zuordnung einer 194,2 keV  $\gamma$ -Linie als Übergang zum Bandenkopf kann allerdings nicht bestätigt werden. Vielmehr wurde diese Linie im vorliegenden Niveauschema bei der Depopulation des 957,89 keV  $3^-$  Niveaus eingesetzt.

Lesko et al. (29) fanden durch eine Koinzidenzmessung, daß der  $6^-$  Bandenkopf über einen 161,28 keV Übergang populiert wird. Der M1 Charakter dieser Linie und das Fehlen anderer Übergänge aus dem korrespondierenden 725,2 keV Niveau lassen darauf schließen, daß dieses Niveau dem  $7^-$  Mitglied der Bande entspricht. In der  $(t,\alpha)$  Messung (10) konnte ein solches Niveau nicht von dem sehr stark populierten  $4^-$  Bandenkopf bei 722,9 keV abgetrennt werden, da die instrumentelle Auflösung bei  $\approx 14$  keV lag.

Als Rotationsparameter der Bande folgt aus der neuen Zuordnung  $A = 11,52$  keV. Dieser Wert stimmt gut mit dem Rotationsparameter  $A = 11,76$  keV der  $1^-$  Bande mit gleicher Nilsson-Konfiguration überein. Das  $8^-$  Niveau erwartet man hieraus bei  $\approx 909,5$  keV. Eine 909 keV Linie im  $(t,\alpha)$  Spektrum, die bisher versuchsweise einem  $\gamma$ -Vibrationszustand zugeordnet wurde (10), entspricht möglicherweise diesem  $8^-$  Rotationszustand.

Für die Kopplung von Isomer und Grundzustand ist der gut abgesicherte  $6^-$  Bandenkopf von entscheidender Bedeutung.

### 7.4 Die $K^\pi = 6^-$ Bande p $7/2^+$ [404] + n $5/2^-$ [512]

Ein Niveau bei 765,68 keV wird durch eine Kombination von drei  $\gamma$ -Übergängen festgelegt. Die beiden M1 Übergänge in den  $7^-$  Grundzustand und den  $6^-$  Bandenkopf bei 563,9 keV legen Spin und Parität zu  $I^\pi = 6^-$  oder  $7^-$  fest. Da kein  $7^-$  Bandenkopf bei dieser Energie zu erwarten ist und das  $7^-$  Mitglied der  $6^-$  Bande bei

563 keV anders zugeordnet werden kann, bleibt als einzige Möglichkeit die Zuordnung als  $6^-$  Bandenkopf der oben genannten Konfiguration. Der Übergang in den benachbarten  $6^-$  Bandenkopf ist in Übereinstimmung mit der Zerfallssystematik der  $1^-$  Bande dieser Konfiguration, bei der ebenfalls starke Übergänge in die  $1^-$  Nachbarbande etabliert wurden.

Im (d,p) Spektrum wird eine mittelstarke Linie bei  $764,8 \pm 1,1$  keV beobachtet. Ein Teil der Intensität stammt mit Sicherheit von dem 763,6 keV Mitglied der  $K = 1$  Bande. Alle anderen Mitglieder der  $1^-$  Bande werden jedoch wesentlich schwächer populiert, so daß es vernünftig ist, diese Linie im (d,p) Spektrum als Doublett zu interpretieren, wobei die Hauptintensität auf den  $6^-$  Bandenkopf zurückzuführen ist.

Durch die Zuordnung einer mittelstarken (d,p) Linie bei 941,5 keV und eines dazu passenden M1 Übergangs zum Bandenkopf läßt sich das  $7^-$  Mitglied der Rotationsbande bei 941,076 keV vorschlagen. Als Rotationsparameter erhält man hieraus  $A = 12,5$  in guter Übereinstimmung mit dem Wert für die  $1^-$  Bande dieser Konfiguration.

### 7.5 Die $K^\pi = 5^-$ Bande $p 7/2^+ [404] + n 3/2^- [512]$

Das Niveau bei 834,809 keV wird durch einen E2 Übergang zum Grundzustand und einen M1 Übergang zum  $6^-$  Bandenkopf bei 563,9 keV etabliert. Aus den Multipolaritäten folgt  $I^\pi = 5^-$ .

Eine mittelstarke Linie im (d,p) Spektrum, deren Energie genau übereinstimmt, kann diesem Niveau zugeordnet werden. Hieraus läßt sich schließen, daß das u-Proton in der Grundzustandskonfiguration vorliegt. Für einen  $5^-$  Bandenkopf ergibt sich daher die Nilsson-Konfiguration  $p 7/2^+ [404] + n 3/2^- [512]$ . Ein Vergleich mit der  $^{174}\text{Yb}$  (d,p)  $^{175}\text{Yb}$  Reaktion (31) zeigt, daß die  $n 3/2^- [512]$  Konfiguration dort mittelstark populiert wird. Daher sollte dieser Zustand auch bei der  $^{175}\text{Lu}$  (d,p)  $^{176}\text{Lu}$  Reaktion zu meßbaren Linien führen.

Das  $6^-$  Niveau dieser Rotationsbande wurde bei 972,519 keV zugeordnet, ist aber weniger gut abgesichert. Die gefundene Energiekombination allein ist wegen der relativ hohen  $\gamma$ -Energieunsicherheiten nicht signifikant. Für die Zuordnung spricht die übereinstimmende Beobachtung einer 971,6(7) keV Linie im (d,p) Spektrum. Als Rotationsparameter dieser Bande folgt  $A_{\text{exp}} = 11,5$  keV in guter Übereinstimmung mit dem theoretisch erwarteten Wert  $A_{\text{theor}} = 11,8$  keV.





## 8. Die Intensitätsbilanz

### 8.1 Der Anteil der zugeordneten Übergänge

Im vorliegenden Niveauschema wurden insgesamt 270 der gemessenen  $\gamma$ -Übergänge zugeordnet. Die restlichen 239 nicht zugeordneten Linien im  $\gamma$ -Spektrum haben fast alle eine geringe Intensität oder sind stark von Übergängen aus dem Nachbarkern  $^{177}\text{Lu}$  überlagert und zweifelhaft.

Summiert man die  $\gamma$ -Intensität aller gemessenen Übergänge in  $^{176}\text{Lu}$  auf, so erhält man

$$\sum_{\substack{\text{gemessene} \\ \text{Übergänge}}} \frac{I_{\gamma}}{100n} = 172 .$$

Für die Gesamtintensität der Übergänge spielen die Konversionselektronen eine große Rolle. Ihre Intensität wurde für alle Übergänge bekannter Multipolarität berechnet. Die gesamte Intensität elektromagnetischer Übergänge, die sich aus der Summation aller  $\gamma$ - und Konversionselektronenintensitäten ergibt, beträgt:

$$\sum_{\substack{\text{gemessene} \\ \text{Übergänge}}} \left( \frac{I_{\gamma}}{100n} + \frac{I_e}{100n} \right) = 349 .$$

Die Intensität aller *zugeordneten* Übergänge ergibt sich zu:

$$\sum_{\substack{\text{zugeordnete} \\ \text{Übergänge}}} \left( \frac{I_{\gamma}}{100n} + \frac{I_e}{100n} \right) = 318 .$$

Demnach entfällt auf die im Niveauschema enthaltenen Übergänge 91% der insgesamt gemessenen Übergangsintensität.

## 8.2 Die Restpopulation der zugeordneten Niveaus

Neben der Energiesystematik ist auch die Information aus den Übergangsintensitäten ein wichtiges Hilfsmittel bei der experimentellen Bestätigung aller Energieniveaus. Zu jedem Niveau wurde daher eine Populationsbilanz in Tabelle 11 zusammengestellt.

In einem vollständigen Niveauschema muß die Intensität der populierenden  $\gamma$ -Übergänge genau der Intensität der Übergänge, die das Niveau wieder entvölkern, entsprechen. Im Fall von  $^{176}\text{Lu}$  sind Energieniveaus bis  $\approx 1100$  keV etabliert worden. Niveaus mit höherer Anregungsenergie tragen nun zu einer zusätzlichen Population der experimentell bekannten Niveaus bei. Diese Restpopulation ergibt sich aus der Differenz zwischen der in der Regel vollständig bekannten Depopulation der Niveaus und der zugeordneten Population. Eine hohe Restpopulation erwartet man insbesondere für Niveaus, die aufgrund ihrer Spin-Paritätszuordnung durch primäre  $\gamma$ -Übergänge kleiner Multipolarität direkt vom Compoundkern mit  $I^\pi = 3^+, 4^+$  bevölkert werden können. Für Niveaus, deren Spin sich stark vom Einfangspin unterscheidet, findet man nur eine kleine Restpopulation.

Ein wichtiger Test für die Richtigkeit der Zuordnung ist, daß innerhalb der Meßfehler die Population eines Niveaus nicht größer als dessen Depopulation sein darf.

## 8.3 Der partielle Einfangquerschnitt zum Grundzustand

Ist die Summe über die Intensität *aller* elektromagnetischen Übergänge nach Neutroneneinfang, die einerseits den Grundzustand und andererseits das 122,9 keV Isomer populieren, bekannt, so lassen sich hieraus die partiellen Einfangquerschnitte in diese beiden Zustände angeben.

In der vorliegenden Arbeit wurde das Niveauschema von  $^{176}\text{Lu}$  zu hohen Energien erweitert und mit 91% ein hoher Anteil der gemessenen Übergangsintensität zugeordnet. Daher kann aus der Populationsbilanz der zugeordneten Übergänge zumin-

dest eine Abschätzung der partiellen Neutroneneinfangquerschnitte vorgenommen werden.

Man findet eine anteilige Population von 11% für den Grundzustand und von 89% für das Isomer. Niveaus oberhalb  $\approx 1$  MeV, die Isomer oder Grundzustand direkt populieren und experimentell nicht bekannt sind, können diese Populationsbilanz verändern. Die *Restpopulation* aus solchen hochenergetischen Niveaus kann man andererseits aus Tabelle 11 gut abschätzen. Selbst für Niveaus mittleren Spins, die noch durch primäre  $\gamma$ -Übergänge bevölkert werden, findet man eine Restpopulation von nur  $I_\gamma/100n < 5$ . Bei Niveaus, deren Spin sich stark vom Einfangspin unterscheidet ist die Restpopulation  $I_\gamma/100n < 1$  oder nahe 0 wie im Fall des  $8^-$  Mitglieds der Grundzustandsbande und des  $0^-$  Bandenkopfs.

Als konservative Abschätzung für eine Restpopulation von  $7^-$  Grundzustand und  $1^-$  Isomer kann man daher  $I_\gamma/100n < 5$  annehmen. Die Angabe  $I_\gamma/100n$  bezieht sich hierbei noch auf die in dieser Arbeit durchgängig benutzte Intensitätsnormierung, die eine verschwindende Restpopulation von Isomer und Grundzustand voraussetzt. Aus den hier abgeschätzten maximalen Restpopulationen folgt, daß diese Intensitätsangabe um bis zu 10% zu hoch ist.

Die Obergrenze für den partiellen Einfangquerschnitt zum Grundzustand erhält man unter der extremen Annahme einer verschwindenden Restpopulation des Isomers und  $I_\gamma/100n = 5$  als Restpopulation des Grundzustands. Die Untergrenze ergibt sich umgekehrt unter der Annahme, daß nur das Isomer aus hochenergetischen Zuständen zusätzlich populiert wird. Unter Einbezug der jeweils erforderlichen modifizierten Intensitätsnormierung folgt:

$$\frac{\sigma^{(g)}_{max.}}{\sigma_{total}} = 0,152 \quad \text{und}$$

$$\frac{\sigma^{(g)}_{min.}}{\sigma_{total}} = 0,105 \quad ,$$

wobei  $\sigma_{total}$  der totale Neutroneneinfangquerschnitt an  $^{175}\text{Lu}$  und  $\sigma^{(g)}$  der partielle Einfangquerschnitt zum  $^{176}\text{Lu}$  Grundzustand ist.

Tabelle 11: Populationsbilanz aller zugeordneten Niveaus.

Die Intensitätssummen sind als  $\frac{I_\gamma + I_e}{100n}$  angegeben. Die Intensitätsfehler sind rein statistische Fehler und entsprechen einer Standardabweichung.

E [keV]	I <sup>n</sup>	K	Population		Depopulation		Restpopulation	
				+/-		+/-		+/-
0.000	7-	7	11.2	0.1			-11.2	0.1
122.855	1-	0	88.4	2.6			-88.4	2.6
184.130	8-	7	0.8	0.1	0.7	0.1	-0.1	0.1
194.372	1+	1	49.9	9.2	54.8	1.3	4.9	9.3
233.118	2+	1	37.1	1.6	36.6	9.2	-0.5	9.4
235.776	3-	0	13.9	0.5	18.4	2.2	4.4	2.3
236.926	0-	0	0.4	0.1	0.4	0.1	0.0	0.1
299.357	3+	1	23.7	0.3	26.9	1.6	3.2	1.6
305.277	2-	0	1.8	0.2	5.0	0.5	3.2	0.5
338.857	1+	1	1.0	0.1	1.9	0.1	0.8	0.2
372.500	4+	1	9.5	0.2	14.2	0.4	4.7	0.4
381.358	2+	1	0.9	0.1	2.0	0.1	1.1	0.1
386.584	1-	1	15.3	3.1	15.2	0.2	0.0	3.1
388.901	9-	7			0.1	0.1	0.1	0.1
424.890	8+	8	0.4	0.1	0.5	0.1	0.1	0.1
433.042	2-	1	19.6	0.9	21.7	3.1	2.1	3.2
437.344	5-	0	1.0	0.1	3.6	0.1	2.6	0.1
450.121	3+	1	0.7	0.1	3.8	0.2	3.1	0.2
463.773	4-	0	0.8	0.1	3.1	0.1	2.3	0.1
487.645	5+	1	2.3	0.1	4.7	0.1	2.4	0.2
487.838	8+	8	0.2	0.1	0.1	0.1	-0.1	0.1
504.885	3-	1	5.8	0.1	8.2	0.9	2.4	0.9
533.097	4+	1	0.1	0.1	2.4	0.1	2.3	0.1
563.937	6-	6	1.2	0.1	2.5	0.1	1.3	0.1
591.782	6+	1	1.8	0.5	1.2	0.1	-0.6	0.5
595.753	4-	1	2.1	0.1	4.6	0.1	2.5	0.1
635.207	4+	4	5.0	0.2	7.3	0.1	2.4	0.2
637.789	1-	1	0.1	0.1	1.1	0.1	1.0	0.1
650.183	5+	1			1.1	0.1	1.1	0.1
657.142	5+	5	2.0	0.1	5.3	0.5	3.3	0.5
658.445	3-	3	10.6	0.5	12.2	0.1	1.6	0.5
687.867	2-	1	0.1	0.1	1.0	0.1	0.9	0.1
693.804	5+	4			0.6	0.1	0.6	0.1

Tabelle 11 - Fortsetzung

E [keV]	I <sup>n</sup>	K	Population		Depopulation		Restpopulation	
				+/-		+/-		+/-
709.225	7+	7			0.4	0.1	0.4	0.1
710.073	6-	0	0.1	0.1	0.5	0.1	0.4	0.1
715.432	5-	1	0.1	0.1	1.4	0.1	1.3	0.1
722.922	4-	4	3.1	0.1	5.3	0.4	2.3	0.4
724.707	7-	0			0.1	0.1	0.1	0.1
725.214	7-	6			0.1	0.1	0.1	0.1
734.032	7+	7			0.3	0.1	0.3	0.1
734.370	3+	3	2.4	0.2	2.8	0.2	0.5	0.2
751.894	4-	3	1.0	0.1	2.2	0.1	1.2	0.1
758.403	7+	1			0.1	0.1	0.1	0.1
763.635	3-	1	0.1	0.1	1.0	0.1	0.9	0.1
765.680	6-	6	0.3	0.1	0.7	0.1	0.4	0.1
772.063	6+	1			0.4	0.1	0.4	0.1
780.189	0-	0			0.2	0.1	0.2	0.1
786.266	4+	3	1.9	0.6	1.2	0.2	-0.8	0.6
788.219	4-	4	0.8	0.1	2.3	0.1	1.5	0.1
792.265	2+	2			0.5	0.1	0.5	0.1
796.641	1-	0			0.5	0.1	0.5	0.1
832.410	2-	0			1.4	0.1	1.4	0.1
834.809	5-	5	0.2	0.1	1.0	0.1	0.9	0.1
838.619	6+	5	0.1	0.1	0.2	0.1	0.2	0.1
838.639	5-	4			4.2	0.1	4.1	0.1
843.422	3-	3	0.1	0.1	1.7	0.1	1.6	0.1
848.248	6-	1			0.3	0.1	0.2	0.1
851.236	5+	3			2.0	0.6	1.9	0.6
854.660	7+	7			0.4	0.1	0.4	0.1
860.564	4-	1			1.0	0.1	1.0	0.1
866.368	2+	2	1.4	0.6	3.2	0.1	1.8	0.6
868.099	5-	3	0.1	0.1	0.7	0.1	0.7	0.1
870.002	5-	5			0.9	0.1	0.9	0.1
871.275	4+	4			1.6	0.1	1.6	0.1
883.474	3-	0			1.1	0.1	1.1	0.1
908.253	4-	4			1.0	0.1	1.0	0.1
909.610	2-	2			0.3	0.1	0.3	0.1
921.472	5-	4	0.2	0.1	0.9	0.1	0.7	0.1
930.761	3+	2			3.2	0.6	3.2	0.6
938.400	7+	1			0.3	0.1	0.3	0.1

Tabelle 11 - Fortsetzung

E [keV]	I <sup>n</sup>	K	Population		Depopulation		Restpopulation	
				+/-		+/-		+/-
941.075	7-	6			0.3	0.1	0.3	0.1
945.027	4-	3			0.8	0.1	0.8	0.1
957.748	4-	0			1.2	0.1	1.2	0.1
957.894	3-	3	0.2	0.1	1.2	0.1	1.0	0.1
960.193	3-	3			1.4	0.1	1.4	0.1
962.849	6-	4			0.1	0.1	0.1	0.1
972.520	6-	5			0.3	0.1	0.3	0.1
973.763	5+	5			0.6	0.1	0.6	0.1
985.569	4+	4			1.7	0.1	1.7	0.1
988.167	5-	1			0.3	0.1	0.3	0.1
1000.844	6-	5			0.4	0.1	0.4	0.1
1002.785	6-	3			0.3	0.1	0.3	0.1
1015.370	4+	2			0.5	0.1	0.5	0.1
1019.934	4+,5+				0.6	0.1	0.6	0.1
1029.695	2-	2			1.3	0.1	1.3	0.1
1032.374	5-	5			0.5	0.1	0.5	0.1
1042.529	5-	0			0.3	0.1	0.3	0.1
1067.424	4-	3			0.5	0.1	0.5	0.1
1068.992	5-	3			0.4	0.1	0.4	0.1
1100.408	3-	2			0.4	0.1	0.4	0.1

## 9. Vergleich des Niveauschemas mit Modellrechnungen

Die experimentell bekannten Energieniveaus können nun zusammenhängend mit theoretischen Abschätzungen verglichen werden. Hoff et al. (17) verwendeten ein semiempirisches Modell, um für jede Rotationsbande die Anregungsenergie des Bandenkopfs und den Rotationsparameter  $\frac{\hbar^2}{2\Theta}$ , der die Energieabfolge der Bandenmitglieder bestimmt, vorherzusagen.

Grundlage für die Berechnungen der Bandenkopfenergien sind zwei völlig verschiedene Eingangsinformationen:

- (1) Die Anregungsenergie der beiden u-Teilchenzustände wird aus den *experimentellen* Daten von Nachbarkernen abgeschätzt.
- (2) Die Restwechselwirkung zwischen u-Proton und u-Neutron wird durch Hinzunahme *theoretisch* berechneter Werte (4) für die Gallagher-Moszkowski Aufspaltung und des Newby-Terms für  $K=0$  Banden berücksichtigt.

Die experimentell bekannte Anregungsenergie eines bestimmten u-Teilchenzustands unterscheidet sich in der Regel für zwei verschiedene ug-Nachbarkerne. Hoff et al. (17) verwendeten in ihren Rechnungen daher den Mittelwert der bekannten Anregungsenergien zweier verschiedener Nachbarkerne und gaben die Abweichungen von diesem Mittelwert als Fehlerabschätzung der berechneten Bandenkopfenergien an. Die Unsicherheit in den theoretisch berechneten Restwechselwirkungstermen ist bei dieser Fehlerangabe ( $\Delta E_{\text{theor.}}$ ) *nicht* berücksichtigt.

In Tabelle 12 sind die von Hoff et al. (17) berechneten Bandenkopfenergien mit den vorliegenden experimentellen Ergebnissen verglichen. Die Abweichungen zwischen experimentellen und theoretischen Bandenkopfenergien können im Rahmen des zugrunde gelegten Modells zum einen aus der angegebenen Unsicherheit der Einteilchenanregungsenergien resultieren, zum andern aber auch auf eine von den theoretischen Werten abweichende Restwechselwirkung zurückzuführen sein. Um diesen Unterschied zu verdeutlichen, sind in Tabelle 12 auch die Gallagher-Moszkowski-splitting Energien (Notation  $E_{\text{G.M.}}$ ) verglichen. Eine Abweichung der experimentellen Bandenkopfenergien über die von Hoff et al. (17) angegebene Fehlerabschätzung hinaus läßt sich in der Regel durch eine starke Abweichung der Gallagher-Moszkowski-splitting Energie erklären.

Konfigurationsmischungen, die für einige Rotationsbanden bekannt sind, tragen ebenfalls zu einer Abweichung der Bandenkopfenergie bei. Ein Beispiel hierfür ist der  $K^\pi = 4^-$  Bandenkopf bei 723 keV, der neben der Konfiguration  $p\ 1/2^+ [411] + n\ 7/2^- [514]$  auch einen Anteil der  $p\ 7/2^+ [404]$ ,  $n\ 1/2^- [510]$  Konfiguration in der Wellenfunktion enthält. Diese Beimischung ist experimentell durch die Population des Niveaus in der (d,p)-Reaktion begründet. Die mit 191 keV relativ große Abweichung der experimentellen Bandenkopfenergie vom theoretisch berechneten Wert ist daher zu verstehen.

Die mittlere Abweichung aller 29 bekannten Bandenkopfenergien beträgt  $\simeq 70$  keV, so daß die Modellrechnungen generell gut bestätigt sind.

Eine noch bessere Übereinstimmung erhält man beim Vergleich der Rotationsparameter  $\frac{\hbar^2}{2\Theta}$ . Die Modellrechnungen unterscheiden bei diesem Wert nicht zwischen paralleler und antiparalleler Kopplung von u-Neutron und u-Proton, sondern sagen den Rotationsparameter nur in Abhängigkeit der Nilsson-Konfiguration voraus. Die experimentell bekannten Rotationsparameter unterscheiden sich auch nur geringfügig für die beiden Kopplungen einer festen Nilsson-Konfiguration. Als mittlere Abweichung aller bekannten Rotationsparameter von den berechneten Werten erhält man 0,6 keV.

Wichtig für die Interpretation der vorliegenden *experimentellen* Ergebnisse ist nun die Frage, welcher Anteil der theoretisch erwarteten Energieniveaus identifiziert wurden. Ein Vergleich in Tabelle 12 zeigt, daß bis zu einer Energie von  $\simeq 950$  keV alle vorhergesagten Bandenköpfe mit Spin  $1 \leq I \leq 8$  im vorliegenden Niveauschema enthalten sind. Die Modellrechnungen selbst geben ihrerseits ein vollständiges Bild der erwarteten Zweiteilchenkonfigurationen bis zu diesem Energiebereich. Daher läßt sich schließen, daß im nun experimentell bekannten Niveauschema alle Zweiteilchenkonfigurationen, die zu einem mittleren Gesamtspin koppeln, bis zu Energien von  $\simeq 950$  keV erfaßt wurden.

Erst bei noch höheren Anregungsenergien wird das Niveauschema unvollständig. Auch die Modellrechnungen können dann keine komplette Vorhersage aller Energieniveaus mehr liefern. Hierzu wäre es notwendig, weitere Einteilchenkonfigurationen mit höheren Anregungsenergien miteinzubeziehen, diese sind aber nicht mehr experimentell aus Nachbarkernen bekannt.



Zusätzlich zu den Teilchenanregungen spielen bei höheren Energien auch kollektive Anregungen wie die Vibration des Gesamtkerns eine Rolle. Sie sind in den Modellrechnungen nicht berücksichtigt, die niedrigsten Anregungsenergien werden auch erst bei  $\simeq 1$  MeV erwartet. Experimentell ist ein  $\gamma$ -Vibrationszustand bei 870 keV bekannt. Er entspricht einer Vibration des Kerns in der Grundzustandskonfiguration. Auf jede andere Zweiteilchenkonfiguration kann sich ebenfalls ein Vibrationszustand aufbauen. Die Anregungsenergie ist dann näherungsweise durch die Summe aus Vibrationsenergie und Energie der Teilchenanregung bestimmt; sie liegt damit auf jeden Fall oberhalb  $\simeq 900$  keV.

Somit sind für einen mittleren Spinbereich  $1 \leq I \leq 8$  alle zu erwartenden Energieniveaus in  $^{176}\text{Lu}$  bis zu einer Anregungsenergie von wenigstens 900 keV experimentell bekannt. Insbesondere sind damit auch *alle* niederenergetischen Niveaus, die Grundzustand und Isomer verketteten, vollständig erfaßt. Das Mittlerniveau mit der niedrigsten Anregungsenergie ist der  $I^\pi, K = 5^-, 4$  Zustand bei 838,64 keV. Die Bedeutung dieser Verkettung für die astrophysikalische Fragestellung der s-Prozeß Synthese von  $^{176}\text{Lu}$  wird im nachfolgenden zweiten Teil der Arbeit erläutert.

Tabelle 12: Vergleich experimenteller Bandenkopfenergien und Rotationsparameter mit Modellrechnungen von Hoff et al. (17).

Konfiguration	$K^\pi$	$E_{exp.}$ [keV]	$E_{theor.}$ [keV]	$\Delta E_{theor.}$ [keV]	$E_{exp.} - E_{theor.}$ [keV]	$E_{G.M. exp.}$ [keV]	$E_{G.M. theor.}$ [keV]	$\frac{\hbar^2}{2\Theta_{exp.}}$ [keV]	$\frac{\hbar^2}{2\Theta_{theor.}}$ [keV]
p 7/2 <sup>+</sup> [404] n 7/2 <sup>-</sup> [514]	7 <sup>-</sup>	0	0		0	246	219	11,5	11,5
	0 <sup>-</sup>	237	210		+27			11,3	
p 9/2 <sup>-</sup> [514] n 7/2 <sup>-</sup> [514]	1 <sup>+</sup>	194	234	123	-40	219	141	10,2	10,7
	8 <sup>+</sup>	488	450		+38			10,7	
p 7/2 <sup>+</sup> [404] n 9/2 <sup>+</sup> [624]	1 <sup>+</sup>	339	278	27	+61	12	107	11,0	9,5
	8 <sup>+</sup>	425	452		-27			10,6	
p 5/2 <sup>+</sup> [402] n 7/2 <sup>-</sup> [514]	1 <sup>-</sup>	387	391	57	-4	120	130	11,8	11,3
	6 <sup>-</sup>	564	577		-13			11,5	
p 7/2 <sup>+</sup> [404] n 5/2 <sup>-</sup> [512]	1 <sup>-</sup>	638	575	66	+63	66	109	12,3	12,5
	6 <sup>-</sup>	766	736		+30				
p 1/2 <sup>+</sup> [411] n 7/2 <sup>-</sup> [514]	4 <sup>-</sup>	723	532	30	+191	128	321	11,6	11,8
	3 <sup>-</sup>	843	841		+2			12,7	
p 7/2 <sup>+</sup> [404] n 1/2 <sup>-</sup> [510]	3 <sup>-</sup>	658	590	37	+68	112	109	11,6	10,8
	4 <sup>-</sup>	788	710		+78			13,3	
p 9/2 <sup>-</sup> [514] n 9/2 <sup>+</sup> [624]	9 <sup>-</sup>	---	598	150					9,1
	0 <sup>-</sup>	780	654		+126			8,6	
p 1/2 <sup>-</sup> [541] n 7/2 <sup>-</sup> [514]	4 <sup>+</sup>	635	676	215	-41	103	89	(5,8)	6,8
	3 <sup>+</sup>	734	758		-24			(6,5)	
p 5/2 <sup>+</sup> [402] n 9/2 <sup>+</sup> [624]	7 <sup>+</sup>	734	746	84	-12	186	112		9,6
	2 <sup>+</sup>	866	810		+56			10,7	

Tabelle 12 - Fortsetzung.

Konfiguration	$K^\pi$	$E_{exp.}$ [keV]	$E_{theor.}$ [keV]	$\Delta E_{theor.}$ [keV]	$E_{exp.} - E_{theor.}$ [keV]	$E_{G.M. exp.}$ [keV]	$E_{G.M. theor.}$ [keV]	$\frac{\hbar^2}{2\Theta_{exp.}}$ [keV]	$\frac{\hbar^2}{2\Theta_{theor.}}$ [keV]
p 7/2+ [404] n 1/2- [521]	4-	(908)	792	181	+116	65	126	13,7	12,6
	3-	960	906		+53				
p 5/2+ [402] n 1/2- [510]	3-	958	1001	94	-43		115		10,8
	2-	---	1105						
p 9/2- [514] n 1/2- [510]	5+	657	852	160	-195	224	150		10,3
	4+	871	992		-121				
p 1/2+ [411] n 9/2+ [624]	4+	986	868	56	+118		216		9,9
	5+	---	1094						
p 9/2- [514] n 5/2- [512]	7+	709	872	189	-163		160		11,7
	2+	---	982						
p 7/2+ [404] n 7/2+ [633]	0+	---	877	132			75		9,7
	7+	854	1020		-166				
p 7/2+ [404] n 3/2- [512]	5-	835	881	3	-46	229	82	11,5	11,8
	2-	1030	927		+103				
p 1/2- [541] n 9/2+ [624]	4-	---	973	242			70		6,2
	5-	1032	1050						
p 5/2+ [402] n 5/2- [512]	5-		1000	123			169		12,3
	0-	---	1117						
p 9/2- [514] n 1/2- [521]	4+	(1020)	1051	304	-31		130		11,9
	5+	---	1193						



## 10. Quantitative Behandlung der s-Prozeß-Verzweigung an $^{176}\text{Lu}$

### 10.1 Definition des Verzweigungsfaktors

Zur Berechnung der im s-Prozeß gebildeten  $^{176}\text{Lu}$ -Häufigkeit muß die Verzweigung durch den  $\beta$ -Zerfall aus dem Isomer berücksichtigt werden. Der Anteil von  $^{176}\text{Lu}$  am gesamten s-Prozeß Fluß durch die Masse  $A=176$  kann in Form eines Verzweigungsfaktors  $f_n$  wie folgt ausgedrückt werden:

$$(\sigma N)_{^{176}\text{Lu}} = f_n \cdot [(\sigma N)_{^{176}\text{Lu}} + (\sigma N)_{^{176}\text{Hf}}] \quad (1) .$$

Hierbei bedeutet  $\sigma N$  das Produkt aus Wirkungsquerschnitt und Häufigkeit für die beiden Kerne  $^{176}\text{Lu}$  und  $^{176}\text{Hf}$ .

Ein so definierter Verzweigungsfaktor errechnet sich für einen instabilen Kern, bei dem nur der Grundzustand populiert ist, aus der Konkurrenz zwischen Neutroneneinfangs- und  $\beta$ -Zerfallsrate:

$$f_n (\text{Ein-Niveausystem}) = \frac{\lambda_n}{\lambda_n + \lambda_\beta} \quad (2) .$$

Sind auch angeregte Zustände – wie im Fall von  $^{176}\text{Lu}$  das 123 keV Isomer – so stark populiert, daß sie den Verzweigungsfaktor mitbestimmen, so verallgemeinert sich Gleichung (2) zu:

$$f_n = \frac{\sum n_i \lambda_n^{(i)}}{\sum n_i (\lambda_n^{(i)} + \lambda_\beta^{(i)})} \quad (3) ;$$

hierbei bedeutet  $n_i$  die Besetzungszahl des Kernniveaus  $i$ .

Für  $^{176}\text{Lu}$  genügt es, den  $\beta$ -Zerfall und Neutroneneinfang aus Grundzustand und Isomer zu berücksichtigen. Die vielen höher liegenden Niveaus können zwar eine Umverteilung der Population von Grundzustand und Isomer bewirken, haben selbst aber eine so kleine Besetzungszahl, daß der Neutroneneinfang und  $\beta$ -Zerfall dieser Zustände vernachlässigt werden kann. Gleichung (3) vereinfacht sich für  $^{176}\text{Lu}$  demnach zu (vergl. Beer et al. (33)):

$$f_n = \frac{n_g \lambda_n^{(g)} + n_m \lambda_n^{(m)}}{n_g(\lambda_n^{(g)} + \lambda_\beta^{(g)}) + n_m(\lambda_n^{(m)} + \lambda_\beta^{(m)})} \quad (4) ;$$

der Index g bezieht sich hierbei auf den Grundzustand und der Index m auf das Isomer.

Bei der Berechnung von  $f_n$  sind somit die Besetzungszahlen von Isomer und Grundzustand von entscheidender Bedeutung. Diese Besetzungszahlen hängen nun davon ab, inwieweit eine thermisch induzierte Kopplung zwischen diesen beiden Niveaus erfolgt. Die zeitliche Entwicklung dieser Besetzungszahlen wurde bereits von Ward und Fowler (43) allgemein hergeleitet und von Beer et al. (33) auf das bisher bekannte Niveauschema von  $^{176}\text{Lu}$  angewandt. Diese Berechnungen verwendeten alle früher bekannten niederenergetischen Niveaus. Die Übergangswahrscheinlichkeiten wurden mit der Weisskopf-Abschätzung berechnet und *alle* mit einem konstanten Skalierungsfaktor, der die K-Verbotenheit berücksichtigen soll, multipliziert. Wegen der unvollständigen Eingangsdaten konnten mit diesen Berechnungen jedoch keine quantitativen Aussagen gemacht werden.

Mit dem jetzt vervollständigten Niveauschema lassen sich diese Rechnungen im Prinzip wiederholen. Abweichend von der bisherigen Behandlung wird in dieser Arbeit eine mathematische Beschreibung, die nur die relevanten Energieniveaus einbezieht, entwickelt. Der Verzweigungsfaktor kann dadurch in Form einer analytischen Näherungslösung angegeben werden. Hierdurch entfällt die numerische Integration eines sehr komplexen Differentialgleichungssystems, das ohnehin nur mit sehr pauschalen Annahmen über die Übergangswahrscheinlichkeiten vollständig zu beschreiben ist. In der folgenden Herleitung wird weitgehend auf die Notation von Ward und Fowler (43) zurückgegriffen.

## 10.2 Entwicklung eines 3-Niveausystems ins thermische Gleichgewicht

In Abb.10.1 ist ein Niveauschema, das aus Grundzustand und Isomer sowie einem verkettenden Mittlerniveau i besteht, wiedergegeben. Die "externen" Produktions- und Destruktionsraten  $\lambda_{po}$ ,  $\lambda_{od}$ ,  $\lambda_{pm}$  und  $\lambda_{md}$  aus dem Neutroneneinfang und  $\beta$ -Zerfall seien zunächst noch nicht berücksichtigt. Vielmehr soll die zeitliche Entwicklung eines abgeschlossenen Systems ins thermische Gleichgewicht berechnet werden. Eine Beeinflussung der Besetzungszahlen durch solche thermischen Effekte

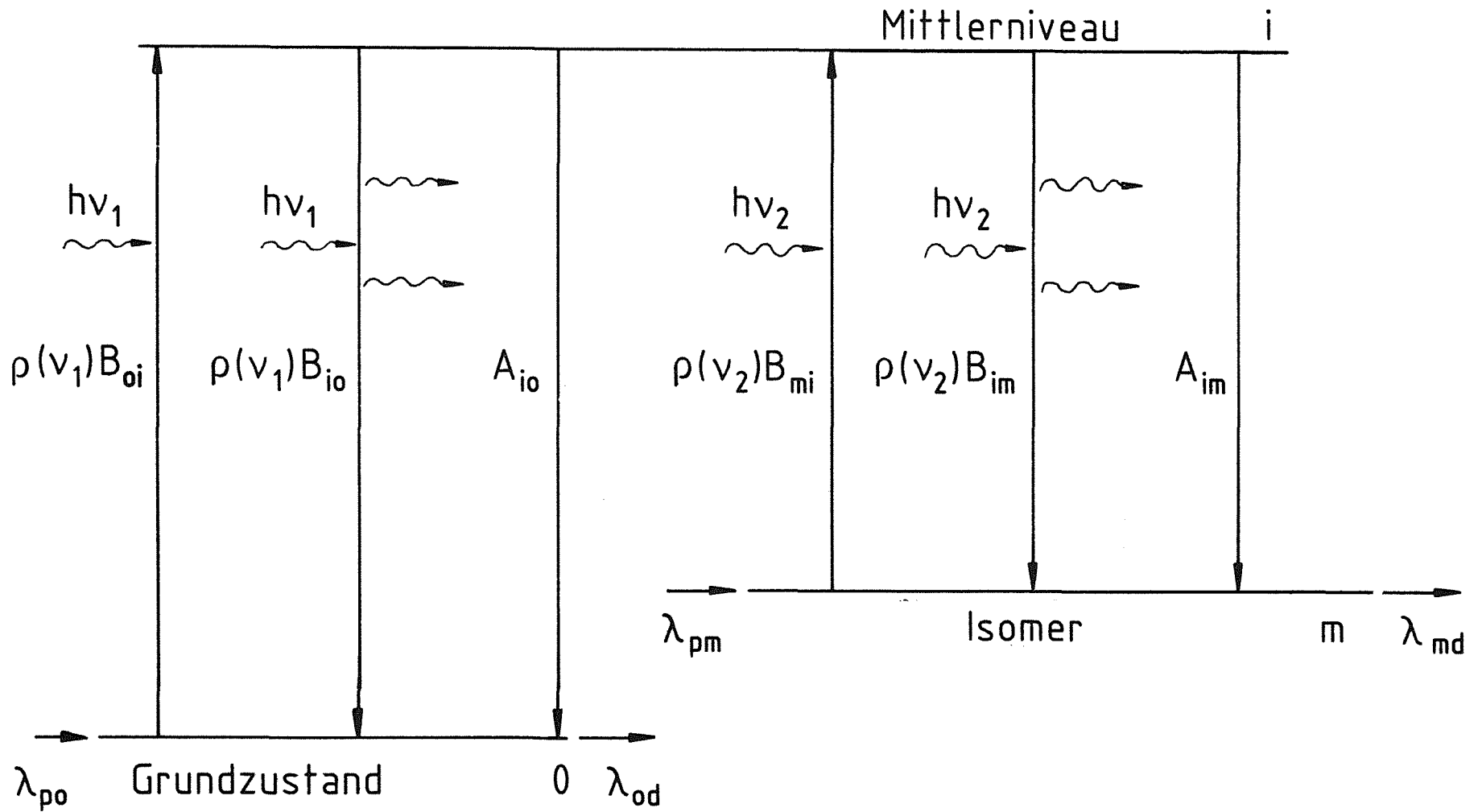


Abb. 10.1: Übergangswahrscheinlichkeiten in einem 3-Niveausystem. Zwischen Isomer  $m$  und Grundzustand  $o$  gibt es keine elektromagnetischen Übergänge.

tritt dann auf, wenn die Zeitkonstante für die Annäherung ans thermische Gleichgewicht in die Größenordnung der mittleren Lebensdauern gegenüber  $\beta$ -Zerfall oder Neutroneneinfang kommt.

Die zeitliche Entwicklung des 3-Niveausystems wird durch folgendes Differentialgleichungssystem beschrieben:

$$\frac{dn_o}{dt} = -\rho B_{oi} n_o + (A_{io} + \rho B_{io}) n_i \quad (5a)$$

$$\frac{dn_i}{dt} = \rho B_{oi} n_o - (A_{io} + \rho B_{io}) n_i - (A_{im} + \rho B_{im}) n_i + \rho B_{mi} n_m \quad (5b)$$

$$\frac{dn_m}{dt} = (A_{im} + \rho B_{im}) n_i - \rho B_{mi} n_m \quad (5c)$$

Hierin sind  $n_o$ ,  $n_m$ ,  $n_i$  die Besetzungszahlen der 3 Niveaus.

Die Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen zwei Niveaus mit Index 1 und 2 ergeben sich aus den Einsteinkoeffizienten  $A_{21}$ ,  $B_{21}$  für Emission und  $B_{12}$  für Absorption sowie der Strahlungsdichte  $\rho$ , die durch die Planck'sche Strahlungsformel beschrieben ist. Die Relation zwischen den Einstein-Koeffizienten läßt sich für den Fall thermischen Gleichgewichts zwischen 2 Niveaus ableiten. Man erhält:

$$\rho B_{12} = A_{21} \cdot \frac{g_2}{g_1} \frac{1}{e^{(E_2 - E_1)/kT} - 1} \quad (6)$$

$$\text{und} \quad B_{21} = B_{12} \frac{g_1}{g_2} \quad (7) ,$$

wobei  $g_1$  und  $g_2$  die statistischen Gewichte der beteiligten Zustände sind. Diese ergeben sich wie folgt aus dem Spin I der Niveaus:

$$g = 2I + 1 \quad (8) .$$

Da es sich bei den Einstein-Koeffizienten um feste Kerneigenschaften handelt, sind diese Relationen allgemein gültig, also nicht auf ein thermisches Gleichgewicht beschränkt. Voraussetzung ist allerdings, daß die Strahlungsdichte  $\rho$  der stellaren Photonen durch eine Planck-Verteilung beschrieben wird:

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (9) .$$



In allen folgenden Anwendungen der Gleichungen ist sicher die Bedingung  $h\nu = \Delta E \gg kT$  erfüllt, so daß folgende Näherungen gemacht werden können:

1. Die stimulierte Emission kann gegenüber der spontanen Emission vernachlässigt werden.

2. Gleichung (6) vereinfacht sich zu:

$$\rho B_{12} = A_{21} \cdot \frac{g_2}{g_1} e^{-(E_2 - E_1)/kT} \quad (10) .$$

Die Lösungen des Differentialgleichungssystems (5a-5c) erhält man aus dem Ansatz

$$n_l(t) = c_l \cdot e^{\lambda t} \quad l = o, m, i \quad (11) .$$

Die Zeitkonstanten  $\lambda$  sind die Eigenwerte des Gleichungssystems und berechnen sich aus dem charakteristischen Polynom:

$$\lambda [ \lambda^2 + \lambda(A_{io} + A_{im}) + \rho B_{oi}A_{im} + \rho B_{mi}A_{io} ] = 0 \quad (12) .$$

In dieser Bestimmungsgleichung ist von der Bedingung  $\rho B_{12} \ll A_{21}$  bereits Gebrauch gemacht, d. h. Terme der Form  $\rho B_{12} + A_{21}$  wurden durch  $A_{21}$  ersetzt. Verwendet man diese Bedingung weiter bei der Berechnung der Nullstellen, so erhält man folgende Lösungen:

$$\lambda_{o1} = 0 \quad (13a)$$

$$\lambda_{o2} \approx -(A_{io} + A_{im}) \quad (13b)$$

$$\lambda_{o3} \approx - \left( \frac{\rho B_{mi} A_{io} + \rho B_{oi} A_{im}}{A_{io} + A_{im}} \right) \quad (13c) .$$

Die Zeitkonstante  $\lambda_{o1}$  tritt in der Lösung des Anfangswertproblems, bei dem sich alle 3 Niveaus bereits im thermischen Gleichgewicht befinden, auf. Ist das Mittlerniveau  $i$  stärker populiert als es dem thermischen Gleichgewicht entspricht, so erfolgt eine rasche Annäherung ans Gleichgewicht mit der Zeitkonstanten  $\lambda_{o2}$ .

Die Entwicklung zum thermischen Gleichgewicht zwischen den Niveaus  $o$  und  $m$  wird nun durch die Zeitkonstante  $\lambda_{o3}$  beschrieben. Diese ist betragsmäßig wesentlich kleiner als  $\lambda_{o2}$  und enthält auch Terme für die induzierte Absorption, in die über die Eigenschaften des Strahlungsfelds auch die Temperatur  $T$  eingeht. Setzt man die Beziehungen zwischen  $A$  und  $B$  ein und berücksichtigt, daß die Relation

$$\frac{1}{g_o} e^{-(E_i - E_o)/kT} < \frac{1}{g_m} e^{-(E_i - E_m)/kT} \quad (14)$$

gilt, so erhält man für die Zeitkonstante  $\lambda_{o3}$  :

$$\lambda_{o3} \simeq - \frac{A_{io} A_{im}}{A_{io} + A_{im}} \cdot \frac{g_i}{g_m} e^{-(E_i - E_m)/kT} \quad (15) .$$

Die Summe der Einstein-Koeffizienten  $A_{io} + A_{im}$  ist gerade die reziproke mittlere Lebensdauer  $\tau$  des Mittlerniveaus i:

$$\tau_i = \frac{1}{A_{io} + A_{im}} \quad (16) .$$

Definiert man ferner als Verzweigungsverhältnis der Übergänge zum Isomer:

$$V \equiv \frac{A_{im}}{A_{io} + A_{im}} \quad (17) ,$$

so läßt sich die Zeitkonstante  $\lambda_{o3}$  in Form meßbarer Eigenschaften des Mittlerniveaus angeben:

$$\lambda_{o3} \simeq - \frac{V(1 - V)}{\tau_i} \cdot \frac{2I_i + 1}{2I_m + 1} \cdot e^{-(E_i - E_m)/kT} \quad (18) .$$

Eine besonders schnelle und damit effektive Kopplung von Grundzustand und Isomer ist dann gegeben, wenn der Betrag dieser Zeitkonstanten am größten ist. Gibt es in einem Niveauschema mehrere Mittlerniveaus, so kann man zu jedem dieser Niveaus die resultierende Zeitkonstante  $\lambda$  abschätzen. Nach Gleichung (18) führt das Niveau mit der kleinsten Anregungsenergie bei einer hinreichend kleinen Lebensdauer  $\tau$  zur effektivsten Kopplung. Ist für die weiteren Mittlerniveaus  $|\lambda|$  wesentlich kleiner, so tragen sie nicht zur Entwicklung ins thermische Gleichgewicht bei.

Im Niveauschema von  $^{176}\text{Lu}$  findet man als abgesichertes Mittlerniveau mit der kleinsten Anregungsenergie den  $I^\pi = 5^-$  Zustand bei 838,6 keV. Der Zerfall dieses Niveaus zum Isomer erfolgt allerdings nicht über einen direkten Übergang, sondern eine Kaskade, die weitere Niveaus einschließt. Um den Einfluß dieser zusätzlich beteiligten Energieniveaus zu klären, wird als bessere Approximation im folgenden die Zeitkonstante eines 4-Niveausystems hergeleitet.

### 10.3 Die Zeitkonstante eines 4-Niveausystems

Wir betrachten jetzt das in Abb.10.2 wiedergegebene Niveauschema. Die Kopplung von Grundzustand und Isomer erfolgt hierin über zwei Zwischenniveaus. Das Mittlerniveau mit der höchsten Anregungsenergie zerfällt direkt in den Grundzustand und über eine Kaskade von 2 Übergängen in das Isomer. Die Notation der Einstein-Koeffizienten, die die Übergangswahrscheinlichkeiten bestimmen, erfolgt in gleicher Weise wie beim 3-Niveausystem in Abb.10.1; hierbei wird die induzierte Emission nicht mehr berücksichtigt.

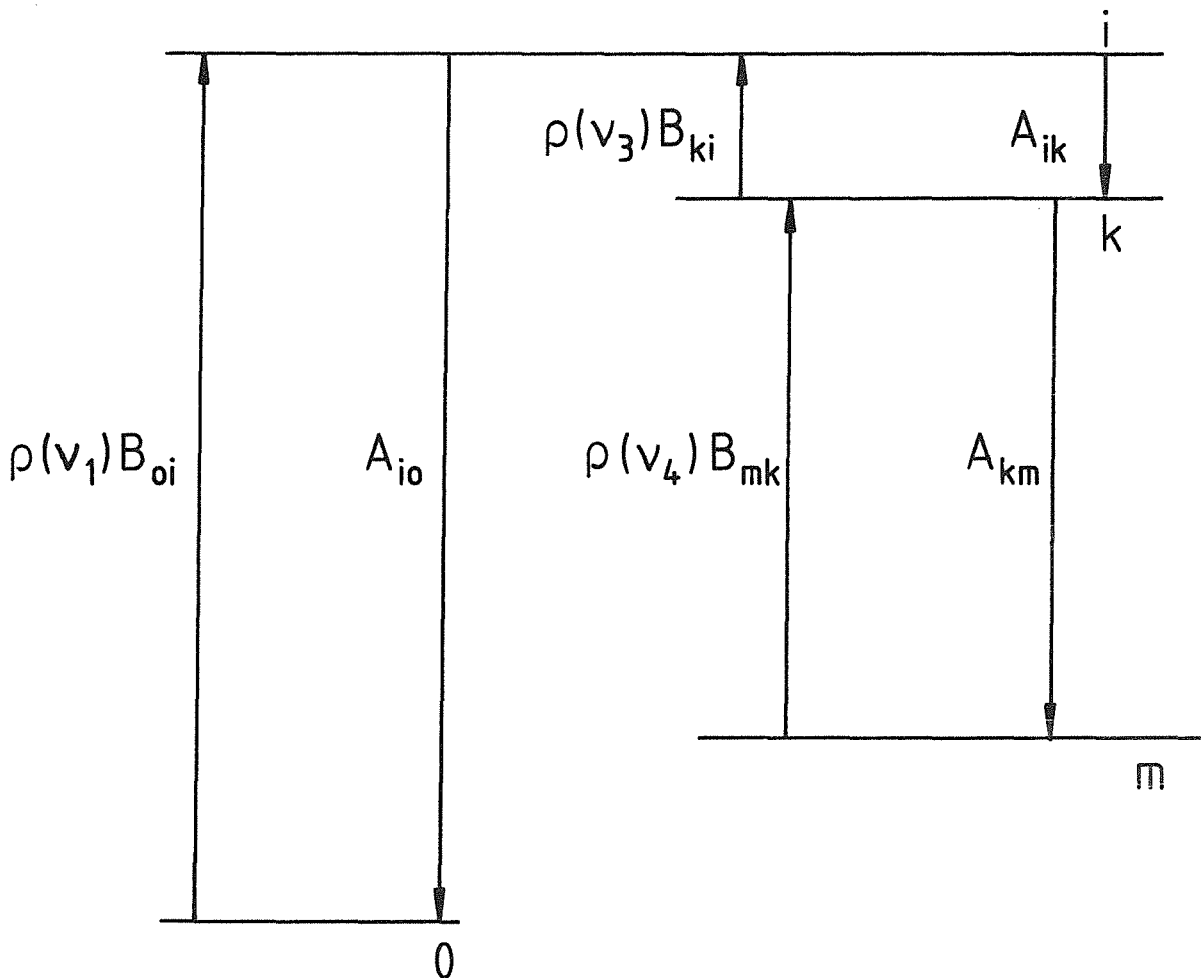


Abbildung 10.2: Elektromagnetische Übergänge im 4-Niveausystem.

Die zeitliche Entwicklung des abgeschlossenen Systems ist durch folgende Differentialgleichungen beschrieben:

$$\frac{dn_o}{dt} = -\rho B_{oi} n_o + A_{io} n_i \quad (19a)$$

$$\frac{dn_i}{dt} = \rho B_{oi} n_o - (A_{io} + A_{ik}) n_i + \rho B_{ki} n_k \quad (19b)$$

$$\frac{dn_k}{dt} = A_{ik} n_i - (\rho B_{ki} + A_{km}) n_k + \rho B_{mk} n_m \quad (19c)$$

$$\frac{dn_m}{dt} = A_{km} n_k - \rho B_{mk} n_m \quad (19d) .$$

Setzt man erneut die gut erfüllte Bedingung ein, daß die  $\rho B$ -Terme für Übergänge zwischen 2 Niveaus wesentlich kleiner als die spontane Emissionswahrscheinlichkeit  $A$  sind, so lautet das charakteristische Polynom  $P(\lambda)$  dieses Gleichungssystems:

$$P(\lambda) = \lambda (\lambda^3 + a \lambda^2 + b \lambda + c) \quad (20)$$

$$\text{mit:} \quad a \simeq (A_{io} + A_{ik} + A_{km}) \quad (21a)$$

$$b \simeq \rho B_{oi} A_{ik} + \rho B_{ki} A_{io} + A_{km} (A_{ik} + A_{io}) \quad (21b)$$

$$c \simeq \rho B_{mk} \rho B_{ki} A_{io} + \rho B_{oi} A_{km} A_{ik} \quad (21c) .$$

Die Nullstellen dieses Polynoms lassen sich durch Verwendung der Cardanischen Formel noch analytisch angeben (34). Diese Lösung ist nun zum einen sehr unübersichtlich und sie enthält zum andern auch viele Terme, die sich um mehrere Zehnerpotenzen unterscheiden. Bei der Summation solcher Terme kann man daher oft die Formel vereinfachen, wenn man weiß, welche der Terme besonders klein werden. Besondere Vorsicht bei der numerischen Berechnung ist jedoch geboten, wenn Differenzen aus sehr großen Zahlen, die sich nicht sehr stark voneinander unterscheiden, gebildet werden.

Der direkte Weg zur Bestimmung der Eigenwerte durch numerische Anwendung der Lösungsgleichung auf einer Rechenanlage enthält daher potentielle Fehlerquellen, die zunächst schwer überschaubar sind und zu falschen Resultaten führen können. Stattdessen soll daher eine einfache Näherung, die sich numerisch als sehr brauchbar erweist, durchgeführt werden.

Gesucht ist der betragsmäßig kleinste, von Null verschiedene Eigenwert  $\lambda_0$ , der die langsamste zeitliche Entwicklung des Systems bestimmt. Ist diese Nullstelle  $\lambda_0$  des Polynoms  $P(\lambda)/\lambda$  hinreichend klein, so kann man die Terme höherer Ordnung mit  $\lambda^2$  und  $\lambda^3$  vernachlässigen und erhält als Näherungslösung:

$$\lambda_0 \simeq \lambda_a = -\frac{c}{b} \quad (22) .$$

Dieser Ansatz ist dann eine gute Approximation für die wahre Nullstelle, wenn die Polynomkoeffizienten folgenden Bedingungen genügen:

$$1. \quad a > \frac{c}{b} = |\lambda_a| \quad \text{und} \quad 2. \quad \epsilon \equiv \frac{ac}{b^2} \ll 1 \quad (23a,b) .$$

Unter diesen Voraussetzungen ist  $P(\lambda_a) > 0$  und  $P(\lambda_a \cdot [1 + \epsilon]) < 0$ , die Nullstelle  $\lambda_0$  liegt also im Intervall des Vorzeichenwechsels des Polynoms. Der maximale Fehler bei dieser approximativen Lösung ist dann  $\Delta\lambda_0/\lambda_0 = \epsilon$ . Durch geeignete Umformung der Koeffizienten  $a$ ,  $b$  und  $c$  läßt sich dieser Näherungsansatz allgemein überprüfen. Hierzu seien in Analogie zum 3-Niveausystem folgende Abkürzungen eingeführt:

$$A_i \equiv A_{ik} + A_{io} = \frac{1}{\tau_i} \quad \text{und} \quad V \equiv \frac{A_{ik}}{A_{ik} + A_{io}} \quad (24a,b) .$$

Setzt man wieder die Beziehung zwischen den Einstein-Koeffizienten nach Gleichung (10) ein und verwendet die gut erfüllten Näherungen nach Relation (14) und nachfolgender Relation:

$$\frac{1}{g_o} e^{-(E_i - E_o)/kT} \ll \frac{1}{g_k} e^{-(E_i - E_k)/kT} \quad (25) ,$$

so erhält man für die Polynomkoeffizienten:

$$a \simeq A_i + A_{km} \quad (26a)$$

$$b \simeq A_i A_{km} + A_i^2 V(1 - V) \frac{g_i}{g_k} e^{-(E_i - E_k)/kT} \quad (26b)$$

$$c \simeq A_i^2 A_{km} V(1 - V) \frac{g_i}{g_m} e^{-(E_i - E_m)/kT} \quad (26c) .$$

Eine obere Abschätzung für die Größen  $|\lambda_a| = c/b$  und  $\epsilon = ac/b^2$  zur Überprüfung der Näherungsbedingung läßt sich durchführen, indem man einige der Sum-

manden im Nenner, die alle das gleiche Vorzeichen haben, jeweils wegläßt. Hieraus folgt insbesondere:

$$\frac{c}{b} < A_{km} \frac{g_k}{g_m} e^{-(E_k - E_m)/kT} < A_i + A_{km} = a \quad (27) ,$$

so daß die 1. Näherungsbedingung erfüllt ist. Der Parameter  $\epsilon$  kann wie folgt nach oben abgeschätzt werden:

$$\epsilon < \epsilon_1 + \epsilon_2 \quad (28) \quad \text{mit:}$$

$$\epsilon_1 = V(1 - V) \frac{g_i}{g_m} e^{-(E_i - E_m)/kT} \ll 1 \quad (28a) \quad \text{und}$$

$$\epsilon_2 = \frac{1}{2} \frac{g_k}{g_m} e^{-(E_k - E_m)/kT} \ll 1 \quad (28b) .$$

Somit ist auch die zweite Näherungsbedingung immer erfüllt und die Zeitkonstante  $\lambda_o$  kann wie folgt angegeben werden:

$$\lambda_o \simeq - \frac{A_{km} A_i V(1 - V) \frac{g_i}{g_m} e^{-(E_i - E_m)/kT}}{A_i V(1 - V) \frac{g_i}{g_k} e^{-(E_i - E_k)/kT} + A_{km}} \quad (29) .$$

Abhängig von der Größenordnung der beiden Nennerterme lassen sich nun zwei wichtige Sonderfälle unterscheiden:

1. Für hinreichend große Übergangswahrscheinlichkeiten vom Zwischenniveau  $k$  zum Isomer nach der Bedingung:

$$A_{km} \gg \frac{V(1 - V)}{\tau_i} \cdot \frac{g_i}{g_k} e^{-(E_i - E_k)/kT} \quad (30)$$

gilt:

$$\lambda_o \simeq - \frac{V(1 - V)}{\tau_i} \cdot \frac{g_i}{g_m} \cdot e^{-(E_i - E_m)/kT} \quad (31) .$$

Diese Lösung ist identisch mit der Lösung des 3-Niveausystems, lediglich  $A_{im}$  wurde bei der Definition von  $\tau_i$  durch  $A_{ik}$  ersetzt. Die Eigenschaften des Zwischenniveaus  $k$  wirken sich auf die Zeitkonstante also überhaupt nicht aus, wenn das Niveau nur hinreichend schnell weiter ins Isomer zerfällt.

2. Anders ist es im Fall einer besonders langen Lebensdauer des Niveaus  $k$ , also

$$A_{km} \ll \frac{V(1-V)}{\tau_i} \cdot \frac{g_i}{g_k} e^{-(E_i - E_k)/kT} \quad (32) .$$

Als spezielle Näherungslösung folgt jetzt:

$$\lambda_o \approx - A_{km} \cdot \frac{g_k}{g_m} e^{-(E_k - E_m)/kT} \quad (33) .$$

In diesem Fall ist allein der langsame Zerfall des Niveaus  $k$  bestimmend für die Zeitkonstante, die Eigenschaften des Mittlerniveaus  $i$  gehen dagegen nicht mehr ein.

#### 10.4 Anwendung auf die Kopplung über das 838,6 keV Niveau

Anhand des experimentell bekannten Niveauschemas soll nun die Zeitkonstante, die eine Annäherung ans thermische Gleichgewicht für Isomer und Grundzustand bestimmt, ermittelt werden. Hierzu sei zunächst der Teil des Niveauschemas, der das Mittlerniveau bei 838,6 keV und dessen vollständige Zerfallskette enthält, betrachtet. Beim Zerfallszweig zum Grundzustand dominiert der direkte E2-Übergang mit  $E_\gamma = 838,6$  keV. Zum Isomer hin erfolgt zunächst ein Übergang in den 4<sup>-</sup> Bandenkopf bei 722,9 keV, dieser wiederum zerfällt am stärksten in einen 3<sup>-</sup> Bandenkopf bei 658,5 keV. Der weitere Verlauf der  $\gamma$ -Kaskade schließt zumindest ein weiteres Niveau mit ein, die stärksten Übergänge erfolgen sogar über eine noch größere Anzahl von Zwischenzuständen.

Für das 658,5 keV Niveau ist eine relativ große mittlere Lebensdauer von  $\tau = 6,3 \pm 0,5$  ns experimentell bekannt (28). Auch das 4<sup>-</sup> Niveau bei 722,9 keV ist ein Bandenkopf, für den man gleichfalls eine längere Lebensdauer erwarten könnte, jedoch existiert hier keine Messung für die hochkonvertierte 64,5 keV Übergangslinie. Daher ist es wichtig abzuschätzen, wie stark die Lebensdauer dieses Niveaus Einfluß auf die Zeitkonstante  $\lambda$  nimmt.

Die Kopplung von Isomer und Grundzustand kann hierzu durch das 4-Niveausystem aus Abb.10.2 angenähert werden. Mittlerniveau  $i$  ist das 838,6 keV Niveau und das weitere Zwischenniveau der 4<sup>-</sup> Bandenkopf bei 722,9 keV. Der Zerfall dieses

Bandenkopfs wird durch einen direkten Übergang zum  $I^\pi = 1^-$  Isomer bei 122,9 keV angenähert.

Die Lebensdauer des 838,6 keV Niveaus ist durch zwei verschiedene Experimente eingegrenzt: Andrejscheff und Petkov (30) fanden bei einer Messung verzögerter Koinzidenzen für die 838,6 keV  $\gamma$ -Linie eine Lebensdauer, die sich in ihrem Experiment nicht von  $\tau = 0$  unterscheidet. Als Obergrenze läßt sich aus der Empfindlichkeit der Methode

$$\tau_i \lesssim 0,5 \text{ ns}$$

abschätzen.

Die zweite Grenze folgt aus der Abschwächungsmethode der Dopplerverschiebung, die mit dem hochauflösenden Spektrometer GAMS4 angewendet werden kann (46). Bei der Messung der Linienbreite des 838,6 keV Übergangs mit diesem Instrument fanden Börner et al. (35) keine Linienverbreiterung, wie man sie für sehr kurze Lebensdauern erwartet. Als Untergrenze für die Lebensdauer folgt daraus (35):

$$\tau_i \geq 10 \text{ ps} .$$

Das Verzweigungsverhältnis  $V$  der  $\gamma$ -Übergänge zum Isomer ist durch die gemessenen  $\gamma$ -Intensitäten  $I_\gamma$  bestimmt zu:

$$V = \frac{I_\gamma(i \rightarrow k)}{I_\gamma(i \rightarrow k) + I_\gamma(i \rightarrow o)} \simeq 0,03 \quad (34) .$$

Zusammen mit der Grenze für die Lebensdauer folgt daraus:

$$6 \cdot 10^7 \frac{1}{\text{s}} \lesssim \frac{V(1-V)}{\tau_i} \lesssim 3 \cdot 10^9 \frac{1}{\text{s}} \quad (35) .$$

Bei einer stellaren Temperatur, die  $kT = 25 \text{ keV}$  entspricht, erhält man weiter:

$$\frac{2I_i + 1}{2I_k + 1} \cdot e^{-(E_i - E_k)/kT} = 0,012 \quad (36) .$$

Mit diesen experimentell bestimmten Eingangsdaten läßt sich zunächst überprüfen, ob eine der Näherungslösungen für die Zeitkonstante des 4-Niveausystems angewandt werden kann. Nach Relation (30) hat das Niveau bei 722,9 keV dann keinen Einfluß auf die zeitliche Entwicklung, wenn es hinreichend kurzlebig ist. Abhängig



von der eingesetzten Lebensdauer  $\tau_i$  für das 838,6 keV Niveau lautet diese Bedingung quantitativ:

$$\tau_k \ll 1,4 \mu\text{s} \quad \text{für } \tau_i = 0,5 \text{ ns} \quad kT = 25 \text{ keV} ,$$

$$\tau_k \ll 28 \text{ ns} \quad \text{für } \tau_i = 10 \text{ ps} \quad kT = 25 \text{ keV} ,$$

$\tau_k = A_{km}^{-1}$  bedeutet hierbei die mittlere Lebensdauer des Niveaus  $k$ . Das  $4^-$  Niveau bei 722,9 keV bestimmt die Zeitkonstante also nur dann mit, wenn seine Lebensdauer im Nanosekundenbereich liegt oder größer ist. Dieser Lebensdauerbereich ist einer Messung mit verzögerten Koinzidenzen gut zugänglich. Wenngleich die 64,5 keV Linie in der Messung von Andrejtscheff und Petkov (30) nicht mehr erfaßt wurde, hätte sich eine sehr lange Lebensdauer dieses Niveaus auch auf die gemessenen Übergänge im weiteren Verlauf der  $\gamma$ -Kaskade ausgewirkt. Für diese Übergänge wurden jedoch keine hohen Lebensdauern gemessen, so daß die Bedingungen an  $\tau_k$  für die Näherung erfüllt sind.

Der Zerfall des 838,6 keV Niveaus über eine Kaskade, die nur das 722,9 keV Niveau einschließt, ist also genauso effektiv wie ein direkter Übergang ins Isomer. Das zunächst betrachtete System aus 4 Niveaus kann also durch ein 3-Niveausystem ersetzt werden. Nun läßt sich in gleicher Weise auch der Einfluß aller anderen niederenergetischen Niveaus, über die das 838,6 keV Niveau zerfällt, bestimmen. Mit abnehmender Anregungsenergie können diese Niveaus sehr langlebig sein, ohne daß ein Einfluß auf die Zeitkonstante erfolgt. So ist bei  $kT = 25 \text{ keV}$  die Bedingung laut Relation (30) auch für den  $\tau = 6,3 \text{ ns}$  Bandenkopf bei 658,5 keV erfüllt. Mit Ausnahme eines  $1^+$  Bandenkopfs sind *alle* weiteren Niveaus in der Zerfallskette kurzlebig. Der  $1^+$  Bandenkopf ist wiederum so niederenergetisch, daß auch bei  $\tau_k = 35 \text{ ns}$  die Näherungsbedingung erfüllt ist. Außerdem erfolgt nur ein Teil der Zerfälle über dieses Niveau.

Die thermische Kopplung von Isomer und Grundzustand über das 838,6 keV Niveau wird daher allein von den Eigenschaften *dieses* Niveaus bestimmt. Als Zeitkonstante für die Entwicklung des abgeschlossenen Systems ins thermische Gleichgewicht erhält man durch Einsetzen der experimentellen Grenzen für die Niveaulbensdauer  $\tau_i$  in Gleichung (31):

$$8 \cdot 10^{-5} \frac{1}{\text{s}} \lesssim |\lambda_o| \lesssim 4 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{s}} \quad \text{bei } kT = 25 \text{ keV} .$$

Diese Zeitkonstante, die nur die elektromagnetischen Übergänge berücksichtigt, muß nun mit den Übergangswahrscheinlichkeiten für die externen Destruktionsprozesse  $\beta^-$ -Zerfall und Neutroneneinfang verglichen werden.

## 10.5 Neutroneneinfangs- und $\beta^-$ -Zerfallsraten während der s-Prozeß-Synthese

Die  $\beta^-$ -Zerfallsrate des Isomers ist

$$\lambda_{\beta} = \frac{\ln 2}{3,7 \text{ h}} = 5,2 \cdot 10^{-5} \frac{1}{\text{s}} .$$

Die Neutroneneinfangrate des Grundzustands hängt von der Neutronendichte  $n_n$  ab und errechnet sich wie folgt:

$$\lambda_n = n_n v_T \langle \sigma \rangle \quad (37) \quad ,$$

hierbei bedeuten  $v_T$  die mittlere thermische Geschwindigkeit bei der Temperatur  $T$  und  $\langle \sigma \rangle$  den über ein Maxwell-Spektrum gemittelten Neutroneneinfangquerschnitt. Beer et al. (37) bestimmten diesen Wirkungsquerschnitt bei  $kT = 30 \text{ keV}$  zu:

$$\langle \sigma \rangle = (1718 \pm 85) \text{ mb} .$$

Hieraus ergibt sich folgende numerische Beziehung zwischen Neutroneneinfangrate und Neutronendichte:

$$\lambda_n = \frac{n_n}{10^8 \text{ cm}^{-3}} \cdot 4,1 \cdot 10^{-8} \frac{1}{\text{s}} .$$

Die Neutronendichte bei der Hauptkomponente des s-Prozesses ist auf der Basis mehrerer Verzweigungsanalysen zu  $n_n = (3,4 \pm 1,1) \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$  festgelegt (36). Die Neutroneneinfangrate für den Grundzustand von  $^{176}\text{Lu}$  beträgt demnach:

$$\lambda_n = (1,4 \pm 0,5) \cdot 10^{-7} \frac{1}{\text{s}} \simeq 4 \frac{1}{\text{a}} .$$

Für den Neutroneneinfangquerschnitt des 122,9 keV Isomers liegen keine experimentellen Daten vor. Aus einem Vergleich von  $\lambda_n$  und  $\lambda_{\beta}$  kann man jedoch ersehen, daß der Neutroneneinfang des Isomers gegenüber dem  $\beta^-$ -Zerfall zu vernachlässigen ist, wenn der Einfangquerschnitt in der gleichen Größenordnung wie beim Grundzustand liegt. Umgekehrt ist beim Grundzustand die  $\beta^-$ -Zerfallsrate von  $\lambda_{\beta}^{(g)} = 1,9 \cdot 10^{-11} \text{ a}^{-1}$  viel kleiner als die Neutroneneinfangrate und braucht daher

nicht berücksichtigt zu werden. Die externen Destruktionsprozesse werden demnach durch den  $\beta$ -Zerfall des Isomers und Neutroneneinfang des Grundzustands vollständig beschrieben.

Ein *abgeschlossenes* System entwickelt sich nun ins thermische Gleichgewicht mit einer Zeitkonstante, die keinesfalls kleiner ist als  $|\lambda_o|$ . Bei  $kT = 25$  keV ist diese zeitliche Entwicklung viel schneller als die Neutroneneinfangrate des Grundzustands; der  $\beta$ -Zerfall des Isomers kann dagegen vergleichbar schnell ablaufen. Hieraus folgt, daß die Besetzungszahlen durch die Temperatur beeinflußt werden. Jedoch wird sich nicht unbedingt ein *thermisches* Gleichgewicht einstellen, da der  $\beta$ -Zerfall aus dem Isomer nicht vernachlässigt werden kann und damit auch kein abgeschlossenes System mehr vorliegt.

Nach einer Zeit, die groß ist im Vergleich zur reziproken Zeitkonstanten  $|\lambda_o|$  wird sich jedoch eine andere Art von Gleichgewicht einstellen, *wenn die Temperatur und Neutronendichte konstant sind*. Dieses Gleichgewicht ist durch das Wechselspiel von internen Übergängen und den externen Destruktions- und Produktionsprozessen bestimmt.

## 10.6 Gleichgewichtslösung für den Verzweigungsfaktor

Die allgemeine zeitliche Entwicklung ergibt sich bei einem 3-Niveausystem wie in Abb.10.1 aus der Lösung des folgenden inhomogenen Differentialgleichungssystems, das auch die externen Prozesse berücksichtigt und in dem die Terme für induzierte Emission nicht mehr enthalten sind:

$$\frac{dn_o}{dt} = -\rho B_{oi} n_o + A_{io} n_i - \lambda_{od} n_o + \lambda_{po} n_p \quad (38a)$$

$$\frac{dn_i}{dt} = \rho B_{oi} n_o - A_{io} n_i - A_{im} n_i + \rho B_{mi} n_m \quad (38b)$$

$$\frac{dn_m}{dt} = -\rho B_{mi} n_m + A_{im} n_i - \lambda_{md} n_m + \lambda_{pm} n_p \quad (38c)$$

Die Gleichgewichtslösung erhält man nun aus der Bedingung  $\frac{dn}{dt} = 0$ . Das resultierende System aus 3 linearen Gleichungen läßt sich wie folgt nach  $\frac{n_m}{n_o}$  auflösen:

$$\left(\frac{n_m}{n_o}\right)_{\text{Gleichgewicht}} = \frac{V \rho B_{oi} + (1 - B) \lambda_n}{(1 - V) \rho B_{mi} + B \lambda_\beta} \quad (39) ,$$

wobei die absolute Produktionsrate  $(\lambda_{pm} + \lambda_{po}) n_p$  herausfällt und durch die relativen Produktionsraten ersetzt wurde:

$$B := \frac{\lambda_{po}}{\lambda_{po} + \lambda_{pm}} \quad 1 - B = \frac{\lambda_{pm}}{\lambda_{po} + \lambda_{pm}} \quad (40) .$$

Der Quotient B entspricht gerade dem partiellen Neutroneneinfangquerschnitt von  $^{175}\text{Lu}$  zum Grundzustand von  $^{176}\text{Lu}$ . Dieser wurde für ein  $kT = 25 \text{ keV}$  Neutronenspektrum von Zhao und Käppeler (38) neu bestimmt zu:

$$B = \frac{\sigma^{(g)}}{\sigma_{total}} = 0,11 \pm 0,04 .$$

Dieser Wert unterscheidet sich stark von einer früheren Messung (39) des partiellen Einfangquerschnitts. In allen bisherigen s-Prozeß Analysen von Beer et al. (33, 37) wurde durchgängig der Wert  $B \simeq 0,36$  verwendet. Der neu bestimmte Wert zeigt eine perfekte Übereinstimmung mit dem partiellen Einfangquerschnitt für *thermische* Neutronen, der sich aus dem vorliegenden Niveauschema ergibt.

Mit der Gleichgewichtslösung für die Population von Isomer und Grundzustand läßt sich jetzt auch der s-Prozeß-Verzweigungsfaktor  $f_n$  berechnen. Berücksichtigt man, daß  $\lambda_\beta^{(g)} \ll \lambda_n^{(g)}$  und  $\lambda_n^{(m)} \ll \lambda_\beta^{(m)}$  ist, so kann man Gleichung (4) auf folgende Form bringen:

$$f_n^{-1} = 1 + \frac{\lambda_\beta^{(m)}}{\lambda_n} \frac{n_m}{n_o} \quad (41) .$$

Durch Einsetzen der Gleichgewichtslösung aus Gleichung (39) erhält man unmittelbar einen analytischen Ausdruck für den Verzweigungsfaktor als Funktion von Neutronendichte und Temperatur:

$$f_n^{-1}(T, n_n) = 1 + \frac{\lambda_\beta^{(m)}}{\langle \sigma \rangle v_T n_n} \cdot \frac{V(1 - V)\tau_i^{-1} \frac{g_i}{g_o} e^{-E_i/kT} + (1 - B) \langle \sigma \rangle v_T n_n}{V(1 - V)\tau_i^{-1} \frac{g_i}{g_m} e^{-(E_i - E_m)/kT} + B \lambda_\beta^{(m)}}$$

$$\text{mit} \quad (\langle \sigma \rangle v_T) = 4,1 \cdot 10^{-16} \frac{\text{cm}^3}{\text{s}} = \text{const.} \quad (42) .$$

Setzt man die Eigenschaften des 838,6 keV Mittlerniveaus ein, so erhält man die in Abbildung 10.3 wiedergegebene Temperaturabhängigkeit des Verzweigungsfaktors. Für die Neutronendichte  $n_n$  wurden die Grenzen aus der Verzweigungsanalyse von Käppeler et al. (36) verwendet:

$$n_n(\text{min}) = 2,3 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$$

$$n_n(\text{max}) = 4,5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$$

Das resultierende Fehlerband zwischen den durchgezogenen Linien in Abb. 10.3 kann in 3 Bereiche, die verschieden stark punktiert sind, unterteilt werden:

- Bei kleinen Temperaturen ist der Verzweigungsfaktor allein durch die partiellen Wirkungsquerschnitte für die Produktion von  $^{176}\text{Lu}$  bestimmt. Die Übergangsraten durch induzierte Absorption sind in diesem Bereich so klein, daß sie die Verzweigung nicht beeinflussen.
- Der Bereich zwischen  $2,1 \cdot 10^8 \text{ K}$  und  $3,1 \cdot 10^8 \text{ K}$  ist durch das Einsetzen thermischer Effekte gekennzeichnet. Hier spielen sowohl die internen Übergangswahrscheinlichkeiten als auch der  $\beta$ -Zerfall und Neutroneneinfang eine Rolle.
- Im Bereich oberhalb  $3,1 \cdot 10^8 \text{ K}$  schließlich liegt bereits thermisches Gleichgewicht zwischen Isomer und Grundzustand vor. Das bedeutet, daß die internen Übergänge wesentlich schneller ablaufen als  $\beta$ -Zerfall und Neutroneneinfang.

Oberhalb von  $kT = 18 \text{ keV}$  wird die Verzweigung des s-Prozeß-Pfads an  $^{176}\text{Lu}$  temperaturabhängig.

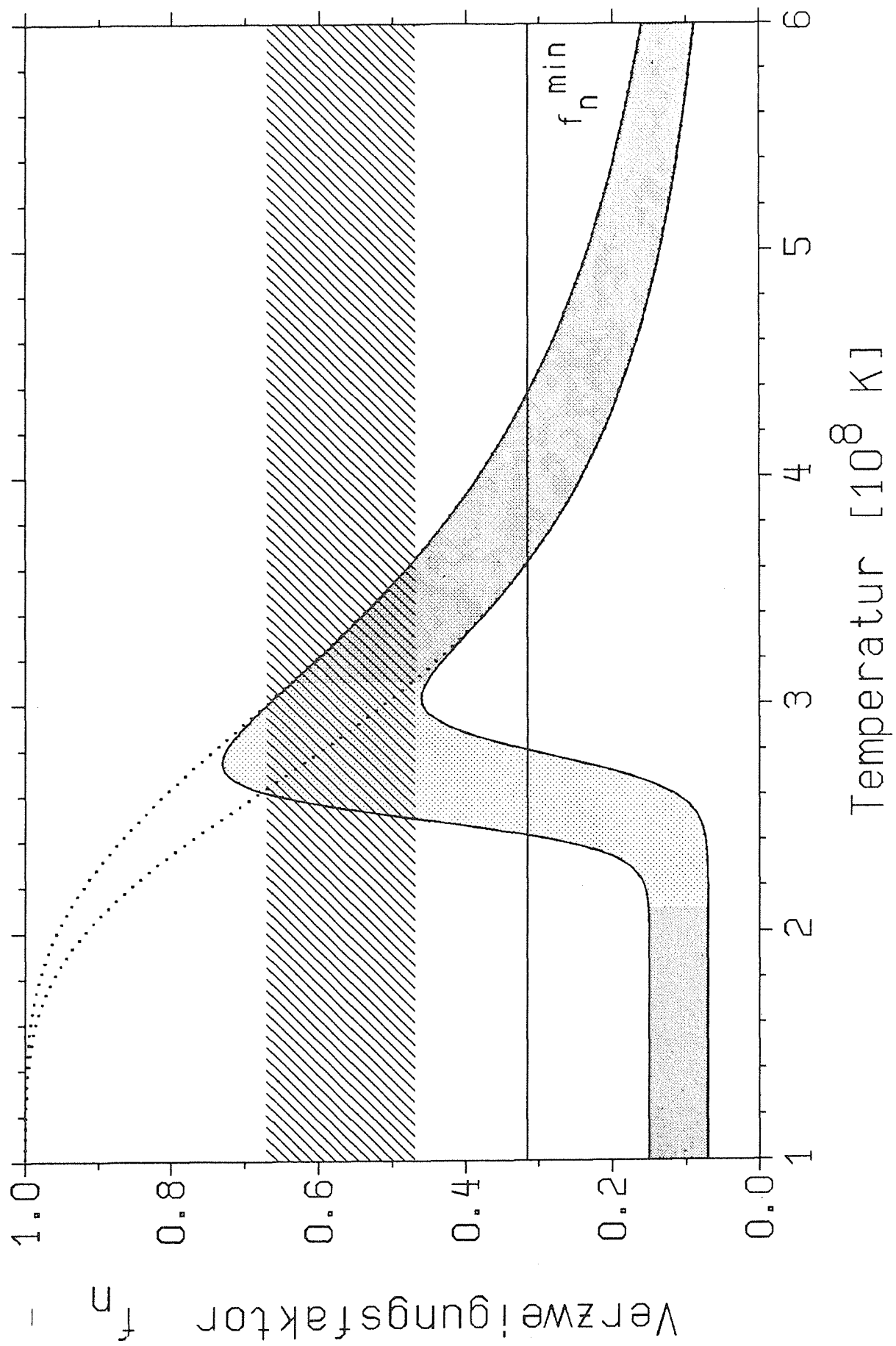


Abbildung 10.3

## 10.7 Erste Folgerungen aus den solaren Häufigkeiten

Nachdem der Verzweigungsfaktor jetzt als Funktion der Temperatur bekannt ist, lassen sich Aussagen über die Brauchbarkeit von  $^{176}\text{Lu}$  als Chronometer oder Thermometer machen. Hierzu kann man zunächst eine klare untere Grenze für  $f_n$  aus den bekannten solaren Häufigkeiten von  $^{176}\text{Lu}$  und  $^{176}\text{Hf}$  wie folgt errechnen: Nach Gl.(1) ist

$$f_n = \frac{(\sigma N)_{^{176}\text{Lu}}}{(\sigma N)_{^{176}\text{Lu}} + (\sigma N)_{^{176}\text{Hf}}} \quad (1')$$

Hierbei ist  $N$  die *im s-Prozeß gebildete* Häufigkeit. Die heute beobachtete solare Häufigkeit von  $^{176}\text{Lu}$  ist demgegenüber geringer, weil ein Teil der Kerne inzwischen zerfallen ist. Wie lange die s-Prozeß-Synthese zurückliegt ist gerade die Fragestellung bei der Verwendung von  $^{176}\text{Lu}$  als Chronometer. Der Anteil des bisher zerfallenen Lutetiums ist dann eine *Eingangsgröße* bei der Altersbestimmung.

Wollen wir nun umgekehrt diesen Anteil aus einer bekannten Zeitspanne abschätzen, so kann man zumindest davon ausgehen, daß der s-Prozeß vor der Entstehung des Sonnensystems, die 4,6 Milliarden Jahre zurückliegt, stattfand. Für die s-Prozeß Häufigkeit  $N^s$  von  $^{176}\text{Lu}$  gilt daher sicher die Relation:

$$N^s \geq e^{+\lambda_{\beta}^{(s)} \cdot 4,6 \cdot 10^9 \text{ a}} \cdot N^{\odot} \quad ,$$

wobei  $N^{\odot}$  die *heute* beobachtete  $^{176}\text{Lu}$ -Häufigkeit im Sonnensystem ist.

Die solaren Elementhäufigkeiten von Lutetium und Hafnium wurden von Patchett (37) sehr genau bestimmt zu:

$$\frac{N^{\odot}(\text{Lu})}{N^{\odot}(\text{Hf})} = 0,243 \pm 0,008 \quad .$$

Unter Einbezug der Isotopenhäufigkeiten folgt daraus:

$$\frac{N^{\odot}_{^{176}\text{Lu}}}{N^{\odot}_{^{176}\text{Hf}}} = 0,122 \pm 0,004 \quad .$$

Die Häufigkeiten zum Zeitpunkt der Formation des Sonnensystems errechnen sich nach folgender Gleichung, die auch die Zunahme der  $^{176}\text{Hf}$ -Häufigkeit durch den  $\beta$ -Zerfall von  $^{176}\text{Lu}$  berücksichtigt:

$$\frac{N_{176Hf}}{N_{176Lu}}(t) = \frac{N_{176Hf}^{\odot}}{N_{176Lu}^{\odot}} \cdot e^{-\lambda_{\beta^{(g)}} t} + e^{-\lambda_{\beta^{(g)}} t} - 1 \quad (43) \quad .$$

Für  $t = 4,6 \cdot 10^9$  a ist daher:

$$\frac{N_{176Lu}}{N_{176Hf}}(t = 4,6\text{Ga}) = 0,134 \quad .$$

Nimmt man noch an, daß 3 % des  $^{176}\text{Hf}$  im p-Prozeß gebildet wurde, so erhält man als Untergrenze für das Verhältnis der s-Prozeß-Häufigkeiten:

$$\frac{N_{176Lu}^s}{N_{176Hf}^s} \geq 0,138 \quad .$$

Der Verzweigungsfaktor ergibt sich unter Berücksichtigung der Neutroneneinfangquerschnitte durch Umformung von Gleichung (1) zu:

$$f_n^{-1} = 1 + \frac{(\sigma N)_{176Hf}}{(\sigma N)_{176Lu}} \quad (44) \quad .$$

Die Einfangquerschnitte werden von Bao und Käppeler (40) wiederum zu

$$\frac{\sigma_{176Lu}}{\sigma_{176Hf}} = \frac{(1521 \pm 50) \text{ mb}}{(458 \pm 20) \text{ mb}} = 3,32$$

angegeben. Somit erhält man als Untergrenze für den s-Prozeß-Verzweigungsfaktor:

$$f_n \geq f_n^{\min} = 0,31 \quad .$$

Dieser Wert ist zum Vergleich in Abb.10.3 eingezeichnet. Man erkennt hieraus, daß die solare Häufigkeit von  $^{176}\text{Lu}$  überhaupt erst durch thermische Effekte erklärt werden kann. Im temperaturunabhängigen Bereich ist  $f_n$  wegen der neu bestimmten partiellen Einfangquerschnitte (38) immer kleiner als der aus der solaren Häufigkeit bestimmte Wert.

Das Einsetzen einer thermisch induzierten Kopplung von Isomer und Grundzustand führt nun dazu, daß ein Teil des gebildeten  $^{176m}\text{Lu}$  in den Grundzustand übergeht, bevor es durch  $\beta$ -Zerfall in  $^{176}\text{Hf}$  umgewandelt wird. Hierdurch erhöht sich die Häufigkeit von  $^{176}\text{Lu}$ , während die  $^{176}\text{Hf}$ -Häufigkeit verringert wird. Erst bei weiter



steigenden Temperaturen erhöht sich wieder die Besetzungszahl des isomeren Zustands; diese ist jetzt durch die Bedingung thermischen Gleichgewichts festgelegt.

Wegen seiner großen Bedeutung für die Interpretation dieser Arbeit sei das Zustandekommen des Verlaufs der  $f_n(T)$ -Funktion nochmals zusammenfassend dargestellt: Für sehr kleine Temperaturen  $T$  ergibt sich eine *hohe* Besetzungszahl des Isomers wegen des großen partiellen Einfangquerschnitts von  $^{175}\text{Lu}$  in diesen Zustand. Thermisches Gleichgewicht würde bei kleinen Temperaturen dagegen eine geringe Besetzung des isomeren Zustands bedeuten. Folglich würde der s-Prozeß dann sehr viel  $^{176}\text{Lu}$  produzieren, wogegen  $^{176}\text{Hf}$  aus dem  $\beta$ -Zerfall des Isomers nur zu einem kleinen Teil entsteht. Der Verzweigungsfaktor wäre im thermischen Gleichgewicht bei kleinen Temperaturen daher nahe  $f_n \simeq 1$ . Dieser hypothetische Fall ist durch die beiden punktierten Linien in Abb.10.3 angedeutet. Eine Annäherung ans thermische Gleichgewicht bedeutet daher eine sprunghafte Reduktion der ursprünglich überhöhten Besetzungszahl des Isomers und erklärt den steilen Anstieg von  $f_n$  für diesen Fall. Ist thermisches Gleichgewicht erreicht, so wächst die Besetzungszahl des Isomers mit steigender Temperatur. Hierdurch wird zunehmend  $^{176}\text{Hf}$  gebildet und der Verzweigungsfaktor  $f_n$  fällt kontinuierlich ab.

Somit gibt es nur einen bestimmten Temperaturbereich, innerhalb dessen die s-Prozeß-Synthese so abläuft, daß genügend  $^{176}\text{Lu}$  gebildet wird, um die Häufigkeit dieses Kerns im Sonnensystem zu erklären.  $^{176}\text{Lu}$  stellt daher ein empfindliches Thermometer für den s-Prozeß dar. Aus dem Vergleich des bisher berechneten Verzweigungsfaktors mit dem Wert, der aus den solaren Elementhäufigkeiten folgt, liest man

$$2,4 \cdot 10^8 \text{ K} \leq T \leq 4,4 \cdot 10^8 \text{ K}$$

als Temperaturbereich ab.

### 10.8 Berechnung des Verzweigungsfaktors aus der s-Prozeß-Systematik

Wichtig ist, daß die Temperaturgrenzen bisher abgeleitet wurden, *ohne* die Beschreibung des s-Prozesses durch eine Funktion  $\sigma N = f(A)$  explizit zu verwenden. Bezieht man die Kenntnis über den Verlauf der  $\sigma N$  Kurve mit ein, so läßt sich der zulässige Bereich des s-Prozeß-Verzweigungsfaktors  $f_n$  noch weiter eingrenzen. Dieser kann durch einen Vergleich des Produkts  $\sigma N$  für  $^{176}\text{Lu}$  *oder* für  $^{176}\text{Hf}$  mit dem gesamten s-Prozeßfluß durch die Masse 176 bestimmt werden. Legt man also  $\sigma N_{ges}(A = 176)$

durch den globalen Verlauf der  $\sigma N$  Funktion fest, so braucht man nur *einen* der beiden Kerne  $^{176}\text{Lu}$  und  $^{176}\text{Hf}$  zur Berechnung der Verzweigung.

Würde der Zerfall von  $^{176}\text{Lu}$  nicht in  $^{176}\text{Hf}$ , sondern einen anderen Kern erfolgen, so wäre die Häufigkeit des *stabilen* Kerns  $^{176}\text{Hf}$  unabhängig vom Alter des s-Prozesses und man könnte den Verzweigungsfaktor  $f_n$  ohne irgenwelche Annahmen über den Zeitpunkt des s-Prozesses bestimmen. Die im s-Prozeß gebildete  $^{176}\text{Lu}$ -Häufigkeit wäre damit aber auch bestimmt und man könnte sofort angeben, wieviel  $^{176}\text{Lu}$  bisher zerfallen ist und daraus ein Alter bestimmen. Wenngleich dieser einfache Weg nicht direkt zum Ziel führt, weil eben  $^{176}\text{Hf}$  durch den Zerfall von  $^{176}\text{Lu}$  angereichert wird, so kann man dennoch aus der beobachteten  $^{176}\text{Hf}$ -Häufigkeit Aussagen über  $f_n$  gewinnen.

Da  $^{176}\text{Hf}$  einen wesentlich kleineren Neutroneneinfangquerschnitt  $\sigma$  als  $^{176}\text{Lu}$  hat, wird  $^{176}\text{Hf}$  auch im Fall einer 1:1 Verzweigung des  $\sigma N$ -Flusses mit viel größerer Häufigkeit gebildet als  $^{176}\text{Lu}$ . Deshalb hat der Zerfall des selteneren  $^{176}\text{Lu}$  einen vergleichsweise geringen Einfluß auf die Häufigkeit von  $^{176}\text{Hf}$ .

Durch Einsetzen der solaren  $^{176}\text{Hf}$ -Häufigkeit kann man daher bereits zu einer *Ab-schätzung* des Verzweigungsfaktors gelangen. Hieraus läßt sich dann über die resultierende  $^{176}\text{Lu}$  Häufigkeit ein Alter ausrechnen. Dieses Alter kann dann wiederum zu einer verbesserten Bestimmung der *s-Prozeß*-Häufigkeit von  $^{176}\text{Hf}$  verwendet werden. Auf diese Weise läßt sich iterativ sowohl der Verzweigungsfaktor als auch das Alter  $t$  immer besser bestimmen.

Bereits von Beer (41) wurde ein formaler Weg, der unabhängig vom Alter  $t$  zu einer exakten Lösung für den Verzweigungsfaktor führt, angegeben. Im folgenden wird eine Herleitung dieser Größe so entwickelt, daß das Ergebnis sich aus möglichst wenigen, bereits zusammengefaßten Eingangsdaten angeben läßt:

Der gesamte s-Prozeß-Fluß durch die Masse 176 ist gerade die Summe der  $\sigma N$ -Werte von  $^{176}\text{Lu}$  und  $^{176}\text{Hf}$ :

$$(\sigma N)_{^{176}\text{Lu}} + (\sigma N)_{^{176}\text{Hf}} = (\sigma N)_{176} = f(A) \quad (45) \quad .$$

Aus den *solaren* Nuklidhäufigkeiten errechnet sich die Häufigkeit am Ende des s-Prozesses durch Anwendung des radioaktiven Zerfallsgesetzes.  $N^\odot$  soll wieder die Häufigkeit, die wir *jetzt* im Sonnensystem zum Zeitpunkt  $t=0$  beobachten, bedeuten. Die Häufigkeiten zu einer zurückliegenden Zeit  $t$  sind dann:

$$N_{176Lu}(t) = N_{176Lu}^{\odot} e^{\lambda t} \quad (46a)$$

$$N_{176Hf}(t) = N_{176Hf}^{\odot} - (e^{\lambda t} - 1) N_{176Lu}^{\odot} \quad (46b) .$$

Einsetzen in Gleichung (45) ergibt:

$$\sigma_{Lu} N_{176Lu}^{\odot} e^{\lambda t} + \sigma_{Hf} (N_{176Hf}^{\odot} + N_{176Lu}^{\odot} - N_{176Lu}^{\odot} e^{\lambda t}) = f(A) \quad (47)$$

mit den Abkürzungen  $\sigma_{Lu}$  für den Wirkungsquerschnitt von  $^{176}Lu$  und  $\sigma_{Hf}$  für den Wirkungsquerschnitt von  $^{176}Hf$ . Die einzige Unbekannte in dieser Gleichung ist der Term  $\lambda t$ , da der gesamte s-Prozeß-Fluß durch die Masse 176 gerade durch den *bekannt* Verlauf der Funktion  $f(A)$  bestimmt wird. Durch Umformung erhält man die Bestimmungsgleichung für den Zeitpunkt des s-Prozesses.:

$$e^{\lambda t} = \frac{f(A) - \sigma_{Hf} (N_{176Hf}^{\odot} + N_{176Lu}^{\odot})}{(\sigma_{Lu} - \sigma_{Hf}) N_{176Lu}^{\odot}} \quad (48) .$$

Man erkennt daran erneut, daß diese Ableitung nur wegen der verschiedenen Wirkungsquerschnitte von  $^{176}Lu$  und  $^{176}Hf$  und den daraus resultierenden unterschiedlichen Nuklidhäufigkeiten erfolgen konnte. Aus Gl. (48) kann man auch den Verzweigungsfaktor angeben:

$$f_n = \frac{\sigma_{Lu} N_{176Lu}^{\odot}}{f(A)} \cdot e^{\lambda t} = \frac{1 - \frac{\sigma_{Hf} (N_{176Hf}^{\odot} + N_{176Lu}^{\odot})}{f(A)}}{1 - \frac{\sigma_{Hf}}{\sigma_{Lu}}} \quad (49) .$$

Die rein experimentellen Eingangsgrößen dieser Gleichung sind (37, 40, 42):

$$\sigma_{Lu} = (1521 \pm 50) \text{mb} , \quad \sigma_{Hf} = (458 \pm 20) \text{mb} \quad (\text{für } kT = 30 \text{ keV}) ;$$

$$N_{176Lu}^{\odot} = 0,000984 \pm 1,3\% , \quad N_{176Hf}^{\odot} = 0,00802 \pm 1,9\% \quad (N(\text{Si}) \equiv 10^6) .$$

Die Größe  $(\sigma N)_{176} = f(A)$  kann man einerseits aus dem globalen Verlauf dieser Funktion, der durch mehrere reine s-Kerne bekannt ist, entnehmen. Andererseits kann man auch wie in der bisherigen Behandlung von Beer et al. (37) die experimentellen Werte *eines* nahegelegenen reinen s-Kerns allein zur Berechnung von  $(\sigma N)_{176}$  verwenden. Beer et al. (37) führten hierzu zwei unabhängige Messungen für den Wirkungsquerschnitt des s-Kerns  $^{160}Dy$  durch. Die mit zwei verschiedenen Meß-

apparaturen gewonnenen Resultate weichen allerdings relativ stark voneinander ab und führen zu einer großen Unsicherheit bei dem so bestimmten Verzweigungsfaktor.

Ein Vergleich des globalen Verlaufs der  $\sigma N$ -Kurve mit den beiden Resultaten für den  $^{160}\text{Dy}$ -Querschnitt zeigt, daß nur eine der beiden Messungen mit der aus anderen Kernen gewonnenen Systematik verträglich ist (42). Verwendet man die experimentelle Unsicherheit dieser Wirkungsquerschnittmessung zusammen mit der  $^{160}\text{Dy}$ -Häufigkeit, so erhält man (42):

$$f(A) = (\sigma N)_{176} = 7,08 \pm 0,38 \quad \text{bei } kT = 30 \text{ keV} \quad .$$

Setzt man die maximalen Schwankungsbreiten *aller* Bestimmungsgrößen ein, so ergibt sich folgender Wert für den Verzweigungsfaktor:

$$f_n = 0,57 \pm 0,10 \quad .$$

In Abb.10.3 ist dieser Bereich als straffiertes Fehlerband eingezeichnet. Aus dem Überlapp mit der bisher errechneten  $f_n(T)$ -Funktion liest man einen noch engeren Bereich für die s-Prozeß-Temperatur ab:

$$2,5 \cdot 10^8 \text{ K} \leq T \leq 3,65 \cdot 10^8 \text{ K} \quad .$$

### 10.9 Anwendbarkeit von $^{176}\text{Lu}$ als Chronometer

Nachdem die Verzweigung an  $^{176}\text{Lu}$  sehr temperatursensitiv ist, bleibt die Frage offen, ob sich dennoch Aussagen über den Zeitpunkt der Synthese gewinnen lassen. Aus Gl.(48) läßt sich mit den bereits verwendeten Eingangsgrößen unmittelbar der Wert  $\lambda_{\beta t}$  bestimmen. Setzt man für  $\lambda_{\beta}$  die bekannte Zerfallsrate des Grundzustands ein, so erhält man für den Zeitpunkt der s-Prozeß-Synthese:

$$44 \cdot 10^9 \text{ a} \leq t(\lambda_{\beta}^{(g)}) \leq 61 \cdot 10^9 \text{ a} \quad .$$

Dieses sehr große Alter steht im Widerspruch zum Alter des Universums, das man aus der reziproken Hubble-Konstanten erhält. Dieser Widerspruch ist andererseits verständlich, wenn man annimmt, daß der  $\beta$ -Zerfall von  $^{176(g)}\text{Lu}$  durch eine thermische Kopplung ans Isomer beschleunigt wurde. Solch ein Effekt tritt dann auf, wenn auch nach dem Ende des s-Prozesses die Temperaturen in der stellaren Umgebung noch groß genug sind. Die effektive  $\beta$ -Halbwertszeit als Funktion der Temperatur kann nun mit der Kenntnis des Niveauschemas ebenfalls berechnet werden.

## 10.10 Die Temperaturabhängigkeit der $\beta$ -Zerfallsrate

Zur Beschreibung des  $\beta$ -Zerfalls von  $^{176}\text{Lu}$  soll erneut das 3-Niveausystem aus Abb.10.1 herangezogen werden. Nach dem Ende des s-Prozesses wird kein  $^{176}\text{Lu}$  mehr produziert, das bedeutet  $\lambda_{po} = \lambda_{pm} = 0$ . Die Destruktionsprozesse sind jetzt nur noch durch den  $\beta$ -Zerfall beschrieben, also:  $\lambda_{od} = \lambda_{\beta}^{(g)}$  und  $\lambda_{md} = \lambda_{\beta}^{(m)}$ . Wegen des  $\beta$ -Zerfalls gibt es keine Gleichgewichtslösung für die Besetzungszahlen der Niveaus, sondern eine kontinuierliche Abnahme, die wieder mit dem Lösungsansatz

$$n_l(t) = c_l \cdot e^{\lambda t} \quad l = o, m, i \quad (11)$$

für das folgende homogene Differentialgleichungssystem beschrieben wird:

$$\frac{dn_o}{dt} = -(\rho B_{oi} + \lambda_{\beta}^{(g)}) n_o + A_{io} n_i \quad (50a)$$

$$\frac{dn_i}{dt} = \rho B_{oi} n_o - (A_{io} + A_{im}) n_i + \rho B_{mi} n_m \quad (50b)$$

$$\frac{dn_m}{dt} = A_{im} n_i - (\rho B_{mi} + \lambda_{\beta}^{(m)}) n_m \quad (50c)$$

Die Eigenwerte dieses Gleichungssystems errechnen sich aus dem folgenden Polynom 3. Ordnung:

$$P(\lambda) = \lambda^3 + a \lambda^2 + b \lambda + c \quad (51)$$

$$\text{mit:} \quad a \simeq (A_{io} + A_{im}) \quad (52a)$$

$$b \simeq (A_{io} + A_{im}) \lambda_{\beta}^{(m)} + A_{io} \rho B_{mi} \quad (52b)$$

$$c \simeq (A_{io} + A_{im}) \lambda_{\beta}^{(m)} \lambda_{\beta}^{(g)} + A_{io} \rho B_{mi} \lambda_{\beta}^{(g)} + A_{im} \rho B_{oi} \lambda_{\beta}^{(m)} \quad (52c)$$

In dieser Bestimmungsgleichung sind wieder die gleichen Näherungen wie beim abgeschlossenen System eingesetzt. Zusätzlich werden die gut erfüllten Bedingungen:

$$\lambda_{\beta}^{(g)} \ll \lambda_{\beta}^{(m)} \ll A_{jl} \quad j, l = i, o, m \quad (53)$$

verwendet. Man erkennt auch anhand dieses Polynoms, daß es keine Gleichgewichtslösung, die einer Nullstelle  $\lambda = 0$  entspricht, gibt. Zur Beschreibung der effektiven  $\beta$ -Zerfallsrate sei als Lösung des Anfangswertproblems

$$n_o(t=0) = N_{176Lu}^s \quad n_m(t=0) = n_i(t=0) = 0 \quad (54)$$

die betragsmäßig kleinste Nullstelle  $\lambda_0$  gesucht. Hierzu kann man erneut den Näherungsansatz  $\lambda_0 \simeq -c/b$  verwenden, denn auch bei diesem Polynom genügen die Koeffizienten der Näherungsbedingungen nach Relation (23a,b). Die Zeitkonstante ergibt sich nach Umformung der  $\rho$  B Terme wie folgt:

$$\lambda_o(T) = \frac{(A_{io} + A_{im}) \lambda_{\beta}^{(m)} \lambda_{\beta}^{(g)} + A_{io} A_{im} \left( \frac{g_i}{g_o} e^{-E_i/kT} \lambda_{\beta}^{(m)} + \frac{g_i}{g_m} e^{-(E_i - E_m)/kT} \lambda_{\beta}^{(g)} \right)}{(A_{io} + A_{im}) \lambda_{\beta}^{(m)} + A_{io} A_{mi} \frac{g_i}{g_m} e^{-(E_i - E_m)/kT}} \quad (55)$$

Die Lösung des Anfangswertproblems lautet:

$$n_o(t) = e^{-\lambda_o t} \cdot N_{176Lu}^s \quad (56) \quad ,$$

die Zeitkonstante  $\lambda_o$  ist also die *effektive  $\beta$ -Zerfallsrate* von  $^{176}\text{Lu}$  unter Einbezug der thermischen Kopplung von Isomer und Grundzustand. Aus Gleichung (55) lassen sich zwei Sonderfälle ableiten:

- Für sehr kleine Temperaturen gilt  $\lambda_o \simeq \lambda_{\beta}^{(g)}$ , die effektive Zerfallsrate ist also gerade die Zerfallsrate des Grundzustands, da noch keine thermische Beeinflussung stattfindet.
- Wenn  $kT$  sehr groß wird ist:

$$\lambda_o(T) \simeq \lambda_{\beta}^{(m)} \frac{g_m}{g_o} e^{-E_m/kT} \quad (57) \quad .$$

In diesem Fall liegt bereits thermisches Gleichgewicht vor, die interne Kopplung ist also wesentlich schneller als der  $\beta$ -Zerfall aus dem Isomer.

Wichtig ist nun, daß dieses thermische Gleichgewicht erst bei einer bestimmten Temperaturgrenze einsetzt. Die Annäherung ans thermische Gleichgewicht wird gerade durch die Eigenschaften des Mittlerniveaus bestimmt.

Setzt man erneut das 838,6 keV Mittlerniveau und dessen experimentelle Lebensdauergrenzen ein, so erhält man die in Abbildung 10.4 wiedergegebene Funktion.

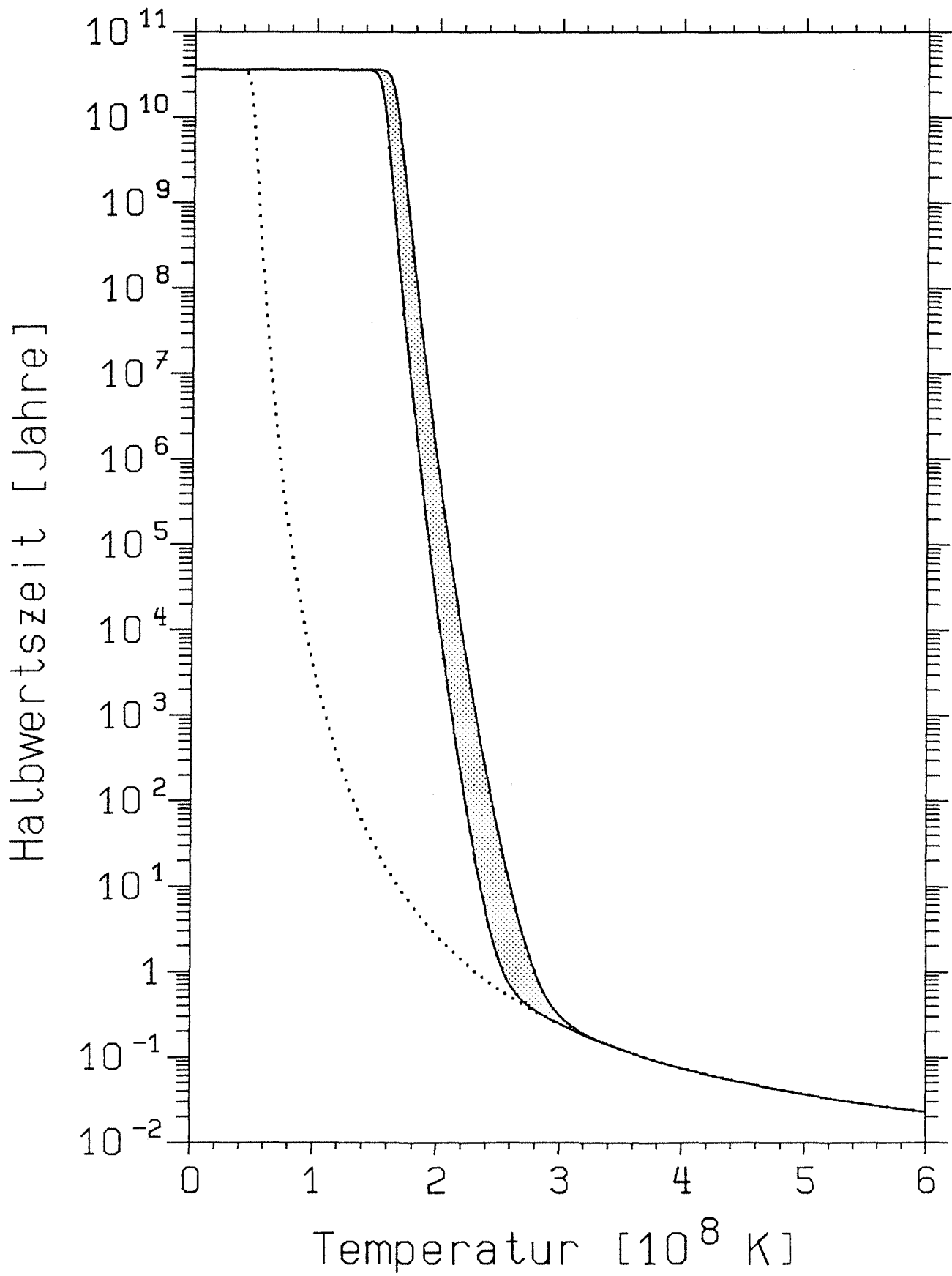


Abbildung 10.4

Die Breite des Fehlerbands ist ausschließlich durch die beiden Grenzwerte von  $\tau_i$  bestimmt.

In dieser Abbildung ist auch eingezeichnet, welche Halbwertszeit man erhielte, wenn es einen schnellen direkten  $\gamma$ -Übergang zwischen Isomer und Grundzustand gäbe. In diesem Fall würde immer thermisches Gleichgewicht vorliegen und die Halbwertszeit wäre bereits bei viel kleineren Temperaturen drastisch reduziert (punktierte Kurve). Die *indirekte* Kopplung über das 838,6 keV Niveau bewirkt also, daß sich die Halbwertszeit erst bei höheren Temperaturen ändert. In diesem Fall wird erst oberhalb etwa 250 Millionen Kelvin ein thermisches Gleichgewicht erreicht. Die Beschleunigung des  $\beta$ -Zerfalls wird also wesentlich durch die Eigenschaften des Mittlerniveaus bestimmt.

### 10.11 Der Einfluß stark K-verbotener Übergänge

In allen bisherigen Rechnungen wurde nur das Mittlerniveau bei 838,6 keV berücksichtigt. Der Einfluß des nächsten bekannten Verbindungsniveaus bei 921,5 keV ist wegen der höheren Anregungsenergie vergleichsweise gering, solange die Lebensdauer dieses Zustands nicht wesentlich kleiner ist. Da sich dieses Niveau weder in Spin, K-Quantenzahl noch in der Übergangssystematik vom 838,6 keV Niveau unterscheidet, ist ein großer Unterschied in der Lebensdauer nicht zu erwarten. Von den gut abgesicherten Mittlerniveaus hat der Zustand bei 838,6 keV daher den größten Einfluß.

Nun stellen sich zwei Fragen zur Vollständigkeit der bisherigen Betrachtungen. Zum einen könnte ein niederenergetisches Mittlerniveau, das im experimentellen Niveauschema überhaupt nicht enthalten ist, zu einer wesentlich stärkeren thermischen Kopplung von Isomer und Grundzustand führen. In einem Vergleich mit Modellrechnungen wurde jedoch gezeigt, daß das vorliegende Schema für Niveaus mittleren Spins bis zu einer Energie von wenigstens 900 keV als vollständig angesehen werden kann. Wenngleich ein nicht erkanntes Niveau bei niedrigen Energien nahezu ausgeschlossen werden kann, gibt es einen zweiten Effekt, der an die Nachweisgrenze dieses Experiments führt. So könnte bei einem *bekanntem* Niveau der Verzweigungsfaktor  $V$  so klein sein, daß nur die stärksten Übergänge in eines der Teilniveauschemata gemessen wurden, ein weiterer *verkettender* Übergang jedoch unter die Nachweisgrenze des Spektrometers fällt. In diesem Zusammenhang spielen auch stark K-ver-



botene Übergänge eine Rolle, wenn sie von Niveaus sehr kleiner Anregungsenergie erfolgen.

Um den Einfluß solcher Übergänge zu bestimmen, kann man zunächst die Übergangswahrscheinlichkeit mit der Weisskopf-Abschätzung berechnen und mit einem K-Behinderungsfaktor von  $\delta = 10^{-2\Delta K - L^2}$  multiplizieren. Aus einer solchen theoretischen Betrachtung für den Verzweigungsfaktor findet man, daß der Einfluß aller K-verbotenen Übergänge geringer ist, als die experimentell nachgewiesene Kopplung über das 838,6 keV Niveau.

Die effektivste Verbindung durch K-verbotene Übergänge findet über das  $1^{\pi} = 5^-$  Mitglied der  $K=0$  Bande statt. Der Einfluß dieses Niveaus auf den Verzweigungsfaktor ist in Abbildung 10.5 demonstriert. Hierzu ist zunächst das Fehlerband für  $f_n$ , das man aus den Eigenschaften des 838,6 keV Niveaus erhält, erneut eingezeichnet. Die strich-punktierten Kurven begrenzen nun das Fehlerband, das man erhält, wenn man für das  $5^- K=0$  Niveau die Weisskopfabschätzung mit  $\delta = 10^{-10}$  skaliert. Man erkennt, daß mit dieser Abschätzung selbst die solare s-Prozeß-Häufigkeit von  $^{176}\text{Lu}$  nicht erklärt werden könnte.

Nun ist allerdings bekannt, daß die E2-Übergangswahrscheinlichkeiten etwa 2 Größenordnungen höher sind, als es der Weisskopfabschätzung entspricht. Diese Tatsache spiegelt sich auch in den gemessenen E2/M1-Mischungsverhältnissen wieder. Vergleicht man einen bekannten E2-Mischungsanteil in der  $K=0$  Bande mit der Weisskopfabschätzung für M1- und E2-Übergänge, so findet man eine relative Überhöhung des E2-Anteils um einen Faktor von etwa 600.

Auch die Energieabhängigkeit der E2-Übergangswahrscheinlichkeiten ist eine andere als die  $E_{\gamma}^5$ -Abhängigkeit der Weisskopfabschätzung. Dies erkennt man daran, daß die in einer  $K^{\pi} = 1^+$  Bande gut bestimmten E2/M1-Mischungsverhältnisse energieunabhängig sind. Für die M1-Übergänge erwartet man eine  $E_{\gamma}^3$ -Abhängigkeit der Übergangswahrscheinlichkeiten, die auch bei Verzweigungen experimentell bestätigt wird. Wegen der konstanten Mischungsverhältnisse haben die kollektiven E2-Intrabandübergänge offenbar die gleiche Energieabhängigkeit.

In einem modifizierten semiempirischen Ansatz zur Abschätzung der Übergangswahrscheinlichkeit des K-verbotenen 437,3 keV E2-Übergangs wurde zunächst die Weisskopf-Übergangswahrscheinlichkeit eines M1-Übergangs berechnet und anschließend das in der  $K=0$  Bande gemessene E2/M1-Mischungsverhältnis eingesetzt.

Skaliert man diese Übergangswahrscheinlichkeit erneut mit einem K-Behinderungsfaktor von  $\delta = 10^{-10}$ , so erhält man die beiden gestrichelten Kurven in Abb. 10.5. In diesem Fall wird der Einfluß der K-verbotenen Übergänge bereits genauso stark wie der des experimentell bekannten Mittlerniveaus. Als Konsequenz ist die vorher bestimmte untere Temperaturgrenze bei der s-Prozeß-Synthese nun weniger scharf definiert. Im Niveauschema der Abbildung N1 ist angedeutet, daß eine schwache, knapp oberhalb der Nachweisgrenze gemessene  $\gamma$ -Linie aufgrund der Energiesystematik als  $5-0 \rightarrow 7-7$  Übergang zugeordnet werden kann. Die Übergangsenergie hat jedoch eine relativ große Unsicherheit und unterscheidet sich bereits um 3 Standardabweichungen von der Differenz der Niveauenergien. Wahrscheinlich handelt es sich um eine Zufallskombination. In Abb. 10.5 ist angedeutet, wie drastisch ein solcher Übergang die Temperaturabhängigkeit des Verzweigungsfaktors ändern würde (stich-doppelpunktierte Kurven). In einem solchen Fall wäre bereits bei etwa 100 Millionen Kelvin thermisches Gleichgewicht erreicht. Wäre diese Zuordnung richtig, so würde fast keine Behinderung wegen der K-Auswahlregel mehr vorliegen. Dies ist jedoch bei der Grundzustandskonfiguration besonders unplausibel, denn die sehr große  $\beta$ -Halbwertszeit des Grundzustands ist gerade eine Folge der K-Auswahlregel.

Diese Betrachtungen zeigen, daß bei realistischen Abschätzungen der Übergangswahrscheinlichkeit der Einfluß K-verbotener Übergänge auf den Verzweigungsfaktor maximal genauso stark ist wie durch die experimentell bekannten höherenergetischen Mittlerübergänge. Andererseits liegt die erwartete Intensität K-verbotener Übergänge weit unter der Nachweisgrenze aller verwendeten Meßmethoden, so daß diese Abschätzungen nicht mehr experimentell überprüft werden können.

In gleicher Weise muß nun auch der Einfluß solcher Übergänge auf die effektive  $\beta$ -Zerfallsrate untersucht werden. Hierzu wurden die drei verschiedenen Annahmen über den Zerfall des  $5-0$  Niveaus bei 437,3 keV in die Bestimmungsgleichung (55) eingesetzt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 10.6 wiedergegeben. Die Stricharten der verschiedenen Kurven haben die gleiche Bedeutung wie in Abb. 10.5. Zum Vergleich ist wieder das Fehlerband, das sich aus den Eigenschaften des 838,6 keV Niveaus ergibt, und der Extremfall thermischen Gleichgewichts eingezeichnet.

Bei kleineren Temperaturen ist der Einfluß des K-verbotenen 437,3 keV Übergangs offenbar viel stärker als die gemessene Kopplung über das 838,6 keV Niveau. Man erkennt, daß auch bei einer unteren Abschätzung der Übergangswahrscheinlichkeiten (stich-punktierte Kurve) bereits früher eine Reduktion der Halbwertszeit auf-

tritt. Da diese Kurve wegen des kleineren  $\Delta E/kT$ -Terms in der Exponentialfunktion flacher verläuft, wird jedoch erst bei viel höheren Temperaturen ein thermisches Gleichgewicht erreicht. Bei Temperaturen oberhalb  $\simeq 250$  Millionen Kelvin erhält man daher wieder einen signifikanten Einfluß des 838,6 keV Niveaus. Bei der semiempirischen Abschätzung der 437,3 keV E2-Übergangswahrscheinlichkeit (gestrichelte Kurve) ist der Einfluß der beiden Kopplungen vergleichbar.

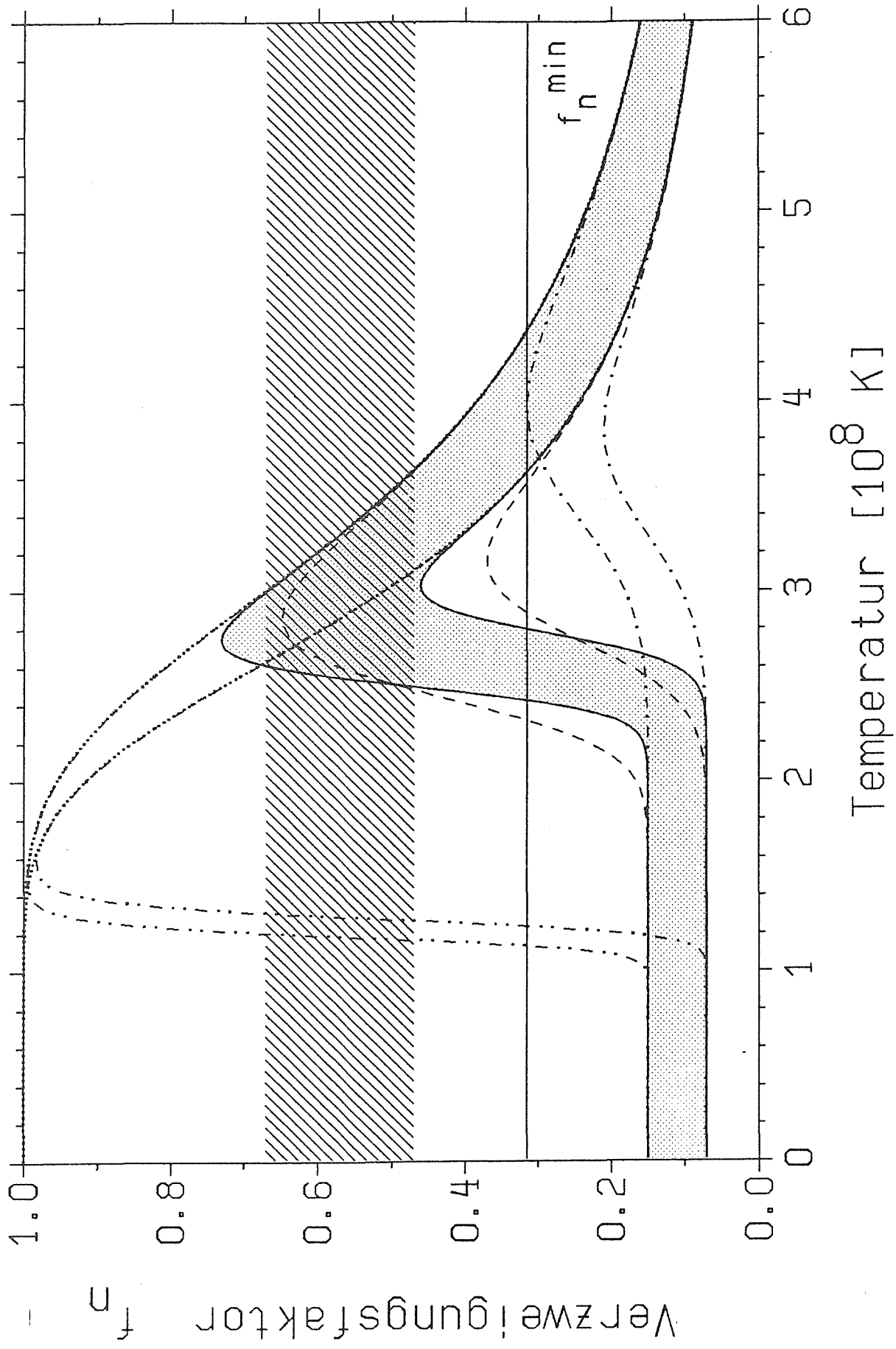


Abbildung 10.5

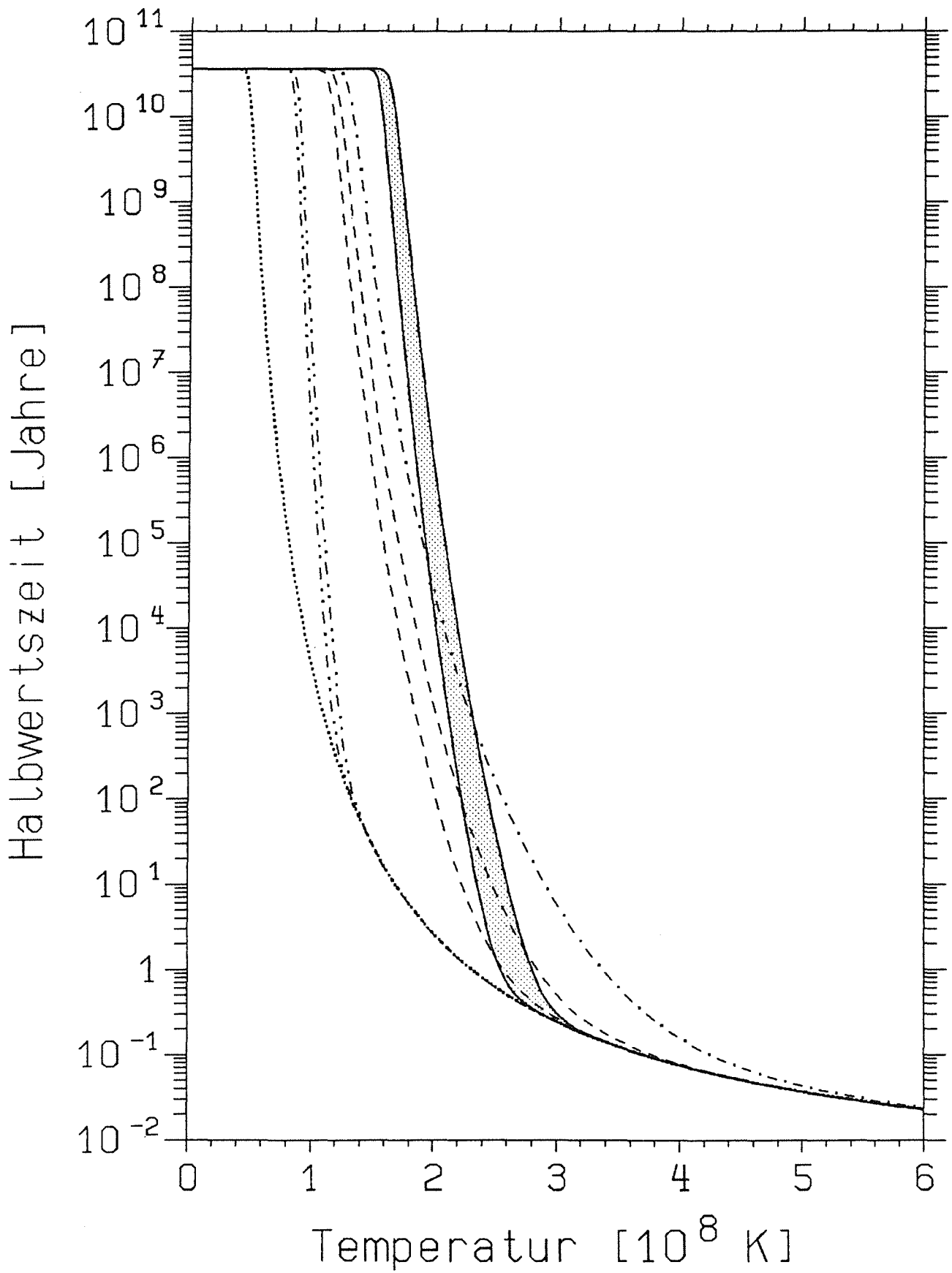


Abbildung 10.6

## 10.12 Schlußfolgerungen

Mit der vorliegenden Arbeit wurde experimentell abgesichert, daß sowohl die Synthese als auch der anschließende  $\beta^-$ -Zerfall von  $^{176}\text{Lu}$  von der stellaren Umgebungstemperatur abhängen. Auf der Basis eines bis zu 900 keV vollständig bekannten Niveauschemas konnte der Einfluß auf die Kopplung zwischen Isomer und Grundzustand einerseits für sehr schwache, K-verbotene Übergänge bei niedrigen Niveauenergien und andererseits für stärkere Übergänge höherer Energie bestimmt werden. Dabei stellte sich heraus, daß nur zwei Energieniveaus zu einer thermisch induzierten Kopplung beitragen:

- ein  $I^\pi = 5^-, K = 4$  Niveau bei 838,6 keV, für das die Mittlerübergänge gemessen wurden, und
- ein  $I^\pi = 5^-, K = 0$  Niveau bei 437,3 keV.

Der Einfluß des zweiten Niveaus hängt stark von der Annahme über die Übergangswahrscheinlichkeit in den Grundzustand ab. Wegen der Kenntnis der Übergangssystematik und der E2/M1-Mischungsverhältnisse im Niveauschema konnte diese Übergangswahrscheinlichkeit neu abgeschätzt werden. Als Resultat findet man einen vergleichbaren Einfluß beider Niveaus auf den Verzweigungsfaktor, der die ursprüngliche s-Prozeß-Häufigkeit von  $^{176}\text{Lu}$  bestimmt.

Vergleicht man die resultierende Temperaturabhängigkeit des Verzweigungsfaktors mit einer davon unabhängigen Bestimmung dieser Größe aus der klassischen s-Prozeß-Systematik, so läßt sich der mögliche Temperaturbereich während der Synthese eingrenzen. Die obere Temperaturgrenze hängt von der Neutronendichte ab und beträgt bei  $n_n(\text{max}) = 4,5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ :

$$T_{\text{max}} = 3,65 \cdot 10^8 \text{ K} \quad .$$

Bei der Ableitung der unteren Temperaturgrenze sind die Übergangswahrscheinlichkeiten der Mittlerübergänge zwischen Isomer und Grundzustand entscheidend. Aus der experimentell abgesicherten Information über das Niveau bei 838,6 keV allein findet man

$$T_{\text{min}} \simeq 2,5 \cdot 10^8 \text{ K} \quad .$$

Diese Grenze ist unabhängig von der Neutronendichte. Sie ist jedoch weniger gut definiert als die obere Grenze, denn sie kann sich nach unten verschieben, wenn der 5-fach K-verbotene Übergang vom 5<sup>-</sup> Mitglied der K=0 Bande in den Grundzustand weniger stark behindert ist, als es dem Faktor  $\delta = 10^{-10}$  entspricht.

Beide Temperaturgrenzen gelten für einen stationären s-Prozeß mit konstanter Temperatur und Neutronendichte. Dieser Ansatz ist nur eine einfache Näherung, da der s-Prozeß in Wirklichkeit gepulst abläuft. Neuere Sternmodellrechnungen geben für die Pulsdauer, also die Zeit der Neutronenbestrahlung mindestens 2 Jahre an (44, 45). Diese Zeit ist etwa 10 mal so lang wie die mittlere Zeit zwischen zwei Neutroneneinfängen an <sup>176</sup>Lu, so daß die Annahme konstanter Neutronenbestrahlung als Approximation 1. Ordnung gerechtfertigt ist.

Mit dem gepulsten s-Prozeß kann auch die überhöhte  $\beta$ -Zerfallsrate von <sup>176</sup>Lu *nach* der Synthese erklärt werden. In der Pulspause, also der Zeit ohne Neutronenbestrahlung, bleibt die stellare Umgebungstemperatur noch für eine bestimmte Zeit sehr hoch. Während dieser Zeit zerfällt sehr viel <sup>176</sup>Lu mit einer sehr kurzen effektiven Halbwertszeit. Anschließend wird ein Teil des gebildeten s-Prozeß-Materials in eine stellare Region mit vergleichsweise niedriger Temperatur gemischt. Die Zusammensetzung dieses Materials wird dann nicht mehr verändert und bestimmt die letztendlich beobachteten Nuklidhäufigkeiten.

Die <sup>176</sup>Lu / <sup>176</sup>Hf -Häufigkeit aus dem s-Prozeß ist daher vollständig erklärt, wenn man zuerst die Verzweigung temperaturabhängig berechnet und anschließend berücksichtigt, daß <sup>176</sup>Lu nach einem Neutronenpuls beschleunigt zerfällt. In einer Arbeit von Käppeler et al. (45) wird ein genereller Vergleich zwischen der klassischen s-Prozeßsystematik und Sternmodellrechnungen gezogen. In dem verwendeten Sternmodell treten zwei aufeinanderfolgende Neutronenpulse auf, hierbei erzeugt der zweite Puls die Nuklidhäufigkeiten des Materials, das anschließend in eine andere stellare Zone gemischt wird. Die mittlere Temperatur während dieses Pulses liegt bei  $\approx 2,7 \cdot 10^8$  K und ist daher in sehr guter Übereinstimmung mit den hier abgeleiteten Temperaturgrenzen aus dem Verzweigungsfaktor.

Anhand der hier berechneten effektiven  $\beta$ -Zerfallsrate kann nun auch verglichen werden, ob die stellare Temperatur *nach* dem 2. Neutronenpuls die solare Häufigkeit von <sup>176</sup>Lu erklärt. Aufgrund der Sternmodellrechnung (44, 45) liegt diese Temperatur noch für einen Zeitraum von  $\approx 20$  Jahren bei  $\approx 2,2 \cdot 10^8$  K. Aus Abb. 10.6 liest man

bei dieser Temperatur eine effektive Halbwertszeit von  $\simeq 20$  Jahren ab, so daß etwa die Hälfte des gebildeten  $^{176}\text{Lu}$  unmittelbar nach der Synthese wieder zerfällt.

Die aus der Verzweigungsanalyse errechnete Größe  $\lambda_{\beta} t$  ergab ohne Berücksichtigung des beschleunigten Zerfalls gerade ein Alter, das im Vergleich zum Alter des Universums um einen Faktor 2 bis 3 überhöht war. Wenn nun während der Neutronenpulspause im Stern die Hälfte des  $^{176}\text{Lu}$  zerfallen ist, ergibt sich genau die richtige Größenordnung für den Zeitpunkt der s-Prozeß-Synthese. Wegen der sehr steilen Temperaturabhängigkeit der effektiven  $\beta$ -Halbwertszeit ist eine quantitative Altersbestimmung jedoch auszuschließen.

Stattdessen kann jedoch nicht nur die Temperatur während der Synthese durch Neutroneneinfang gut eingegrenzt werden, sondern es ergibt sich auch die Möglichkeit, den theoretisch vorhergesagten Temperaturverlauf zwischen den Neutronenpulsen zu überprüfen.



## Literaturverzeichnis

- (1) A. Bohr, B.R. Mottelson, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **27**, no. 19 (1953)
- (2) S.G. Nilsson, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **29**, no. 16 (1955)
- (3) C.J. Gallagher, Jr., S.A. Moszkowski, Phys. Rev. **111** (1958), 1282
- (4) J.P. Boisson, R. Piepenbring, W. Ogle, Physics Reports **26** (1976), 99
- (5) N.D. Newby, Jr., Phys. Rev. **125** (1962), 2053
- (6) M.M. Minor, R.K. Sheline, E.B. Shera, E.T. Journey, Phys. Rev. **187** (1969), 1516
- (7) G.L. Struble, R.K. Sheline, Sov. Journ. of Nucl. Phys., Vol. 5, no. 6 (1967), 862
- (8) B.P.K. Maier, Zeitschrift f. Physik **184** (1965), 153
- (9) M.K. Balodis, J.J. Tambergs, K.J. Alksnis, P.T. Prokofjev, W.G. Vonach, H.K. Vonach, H.R. Koch, U. Gruber, B.P.K. Maier, O.W.B. Schult, Nucl. Phys. **A194** (1972), 305
- (10) R.A. Dewberry, R.K. Sheline, R.G. Lanier, L.G. Mann, G.L. Struble, Phys. Rev. **C24** (1981), 1628
- (11) M. Délèze, A. Bruder, S. Drissi, J. Kern, G.L. Struble, Phys. Rev. **C36** (1987), 1826
- (12) Th. Elze, priv. Mitteilung
- (13) S.F. Mughabghab, Neutron Cross Sections, Volume 1, Part B, Academic Press Inc., Orlanda, Florida (USA) und London (U.K.), 1984
- (14) G. Alaga, K. Alder, A. Bohr, B.R. Mottelson, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **29**, no.9 (1955)
- (15) L.I. Rusinov, Soviet Physics Usp. 4(1961), 282
- (16) K.E.G. Löbner, Physics Letters **26B** (1968), 369

- (17) R.W. Hoff, R.F. Casten, M. Bergoffen, D.D. Warner, Nucl. Phys. **A437** (1985), 285
- (18) H.R. Koch, H.G. Börner, J.A. Pinston, W.F. Davidson, J. Faudou, R. Rous-sille, O.W.B. Schult, Nucl. Instr. and Meth. **175** (1980), 401
- (19) W. Mampe, K. Schreckenbach, P. Jeuch, B.P.K. Maier, F. Braumandl, J. Larysz, T. von Egidy, Nucl. Instr. and Meth. **154** (1978), 127
- (20) U. Mayerhofer, T. von Egidy, G. Hlawatsch, priv. Mitteilung
- (21) C.M. Lederer, V.S. Shirley (Herausgeber): Table of Isotopes, 7. Auflage, Wiley, New York (USA)
- (22) J.A. Bearden, Rev. of Mod. Phys. **39** (1967), 78
- (23) G. Linker, priv. Mitteilung
- (24) T. von Egidy, Habilitationsschrift, TU München (1968)
- (25) K.D. Sevier, Atomic Data and Nucl. Data Tables **24** (1979), 323
- (26) H.C. Pauli, U. Raff, H. Bokemeyer, internes Programm, Gesellschaft für Schwerionenforschung Darmstadt
- (27) F. Hoyler, H.G. Börner, private Mitteilung
- (28) W. Andrejtscheff, P. Manfrass, W. Seidel, Nucl. Phys. **A226** (1974), 142
- (29) K.T. Lesko, E.B. Norman, R.-M. Larimer, B. Sur, R.M. Diamond, F.S. Ste-phens, M.A. Deleplanque, J.C. Bacelar, C. Beausang, E.M. Beck, Beitrag zum '5th Workshop on "Nuclear Astrophysics", Ringberg Castle, Tegernsee, FRG, Jan. 30 - Febr. 4, 1989'
- (30) W. Andrejtscheff, P. Petkov, priv. Mitteilung
- (31) D.G. Burke, B. Zeidman, B. Elbek, B. Herskind, M. Olesen, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **35**, no. 2 (1966)
- (32) B.R. Mottelson und S.G. Nilsson, Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk. **1**, no. 8 (1959)

- (33) H. Beer, F. Käppeler, K. Wisshak, R.A. Ward, *Astrophysical Journal, Supplement Series*, **46** (1981), 295
- (34) I.N. Bronstein, K.A. Semendjajew, *Taschenbuch der Mathematik*, 18.Auflage, Verlag Harri Deutsch, Thun - Frankfurt/Main (1979)
- (35) H.G. Börner, private Mitteilung
- (36) F. Käppeler, H. Beer, K. Wisshak, *Rep. Prog. Phys.* **52** (1989), 945
- (37) H. Beer, G. Walter, R.L. Macklin, P.J. Patchett, *Phys. Rev.* **C30** (1984), 464
- (38) W.R. Zhao und F. Käppeler, Beitrag zum '5th IAP Astrophysics Meeting on "Astrophysical Ages and Dating Methods", Paris, June 26-29, 1989'
- (39) H. Beer und F. Käppeler, *Phys. Rev.* **C21** (1980), 534
- (40) Z.Y. Bao und F. Käppeler, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **36** (1987), 411
- (41) H. Beer, *Astrophysical Journal* **262** (1982), 739
- (42) F. Käppeler, private Mitteilung
- (43) R.A. Ward und W.A. Fowler, *Astrophysical Journal* **238** (1980), 266
- (44) I. Iben, Jr., *Astrophysical Journal* **260** (1982), 821
- (45) F. Käppeler, R. Gallino, M. Busso, G. Picchio, C.M. Raiteri, Kernforschungszentrum Karlsruhe, interner Bericht, eingereicht bei *Astrophysical Journal*
- (46) H.G. Börner, keynote contribution to the '6th International Conference on Capture Gamma-ray Spectroscopy, Leuven, Belgium, 1987'



## Anhang: Abbildungen N1-N13

In den folgenden 13 Abbildungen ist das gesamte aus dieser Arbeit bekannte Niveauschema von  $^{176}\text{Lu}$  dargestellt. Das Niveauschema ist in Rotationsbanden geordnet; hierbei sind die im Text näher erläuterten Konfigurationszuordnungen jeweils angegeben. Zu jedem Niveau ist die Energie in [keV] und in Klammern die Unsicherheit in den letzten Stellen angegeben. Diese Energieunsicherheit enthält *keinen* systematischen Fehler.

Die erste Zahl bei den  $\gamma$ -Übergängen, die als senkrechte Pfeile dargestellt sind, gibt die gemessene Übergangsenergie in [keV] an. In eckigen Klammern ist als erstes die  $\gamma$ -Intensität und als zweite Zahl – soweit bekannt – die Konversionselektronenintensität angegeben. Diese wurde aus dem totalen *theoretischen* Konversionskoeffizienten, der sich für die jeweils experimentell bestimmte Multipolarität ergibt, berechnet. Mehrfach zugeordnete  $\gamma$ -Übergänge sind mit \* markiert. Gestrichelt eingezeichnete Übergänge sind entweder nicht statistisch signifikant gemessen oder stark von Linien aus Nachbarkernen überlagert. Unsichere Energieniveaus sind ebenfalls gestrichelt gezeichnet.

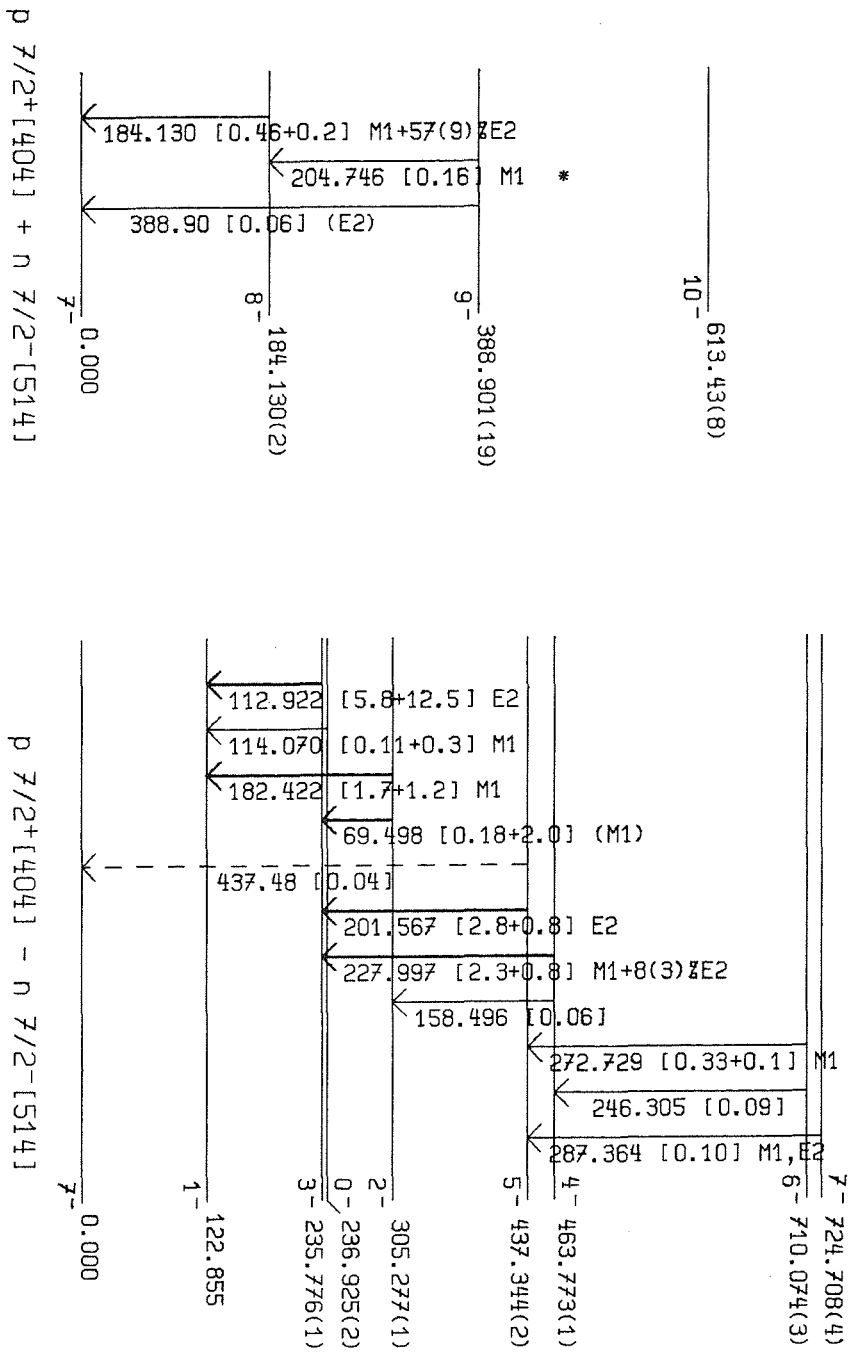
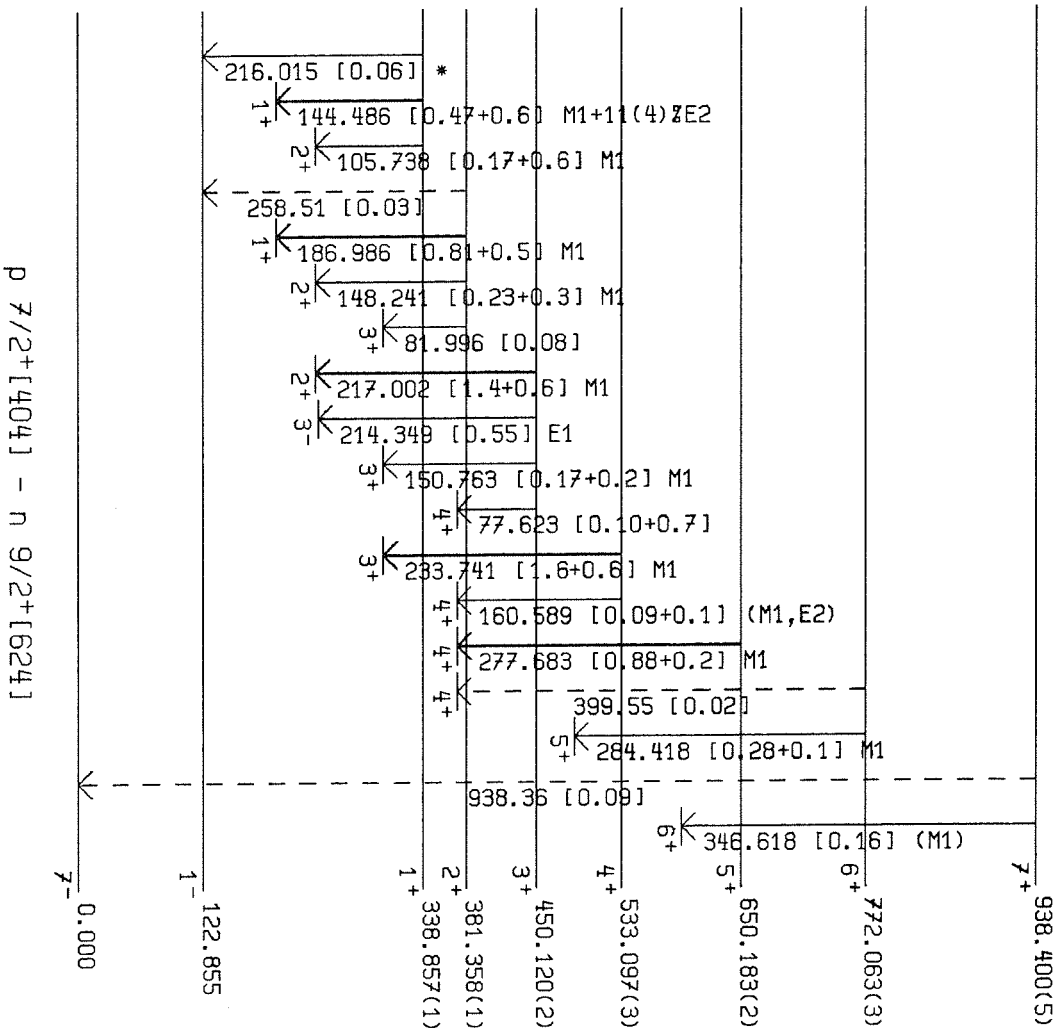
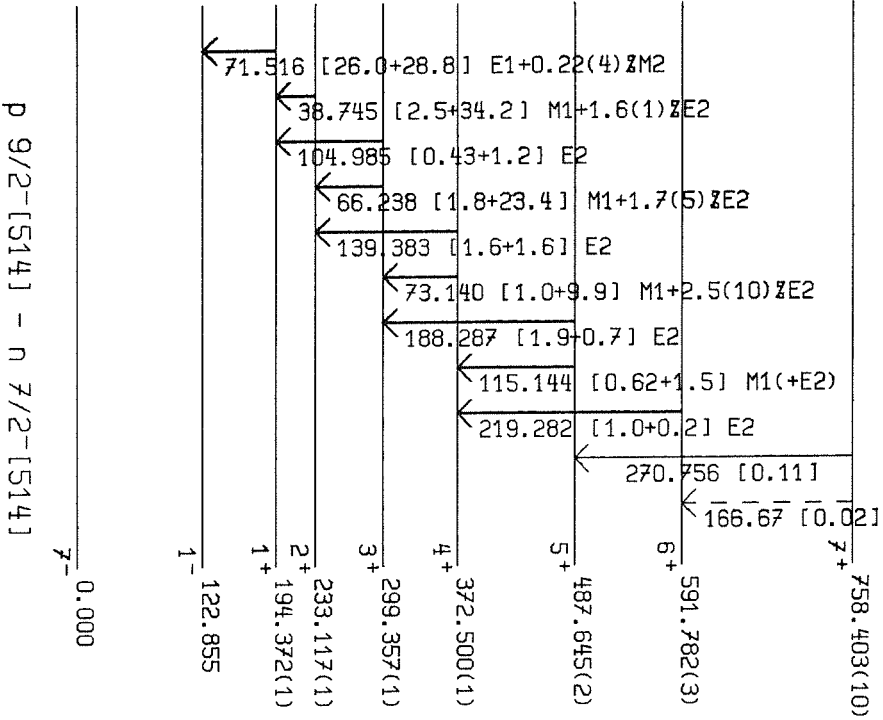


Abbildung N1

Abbildung N2



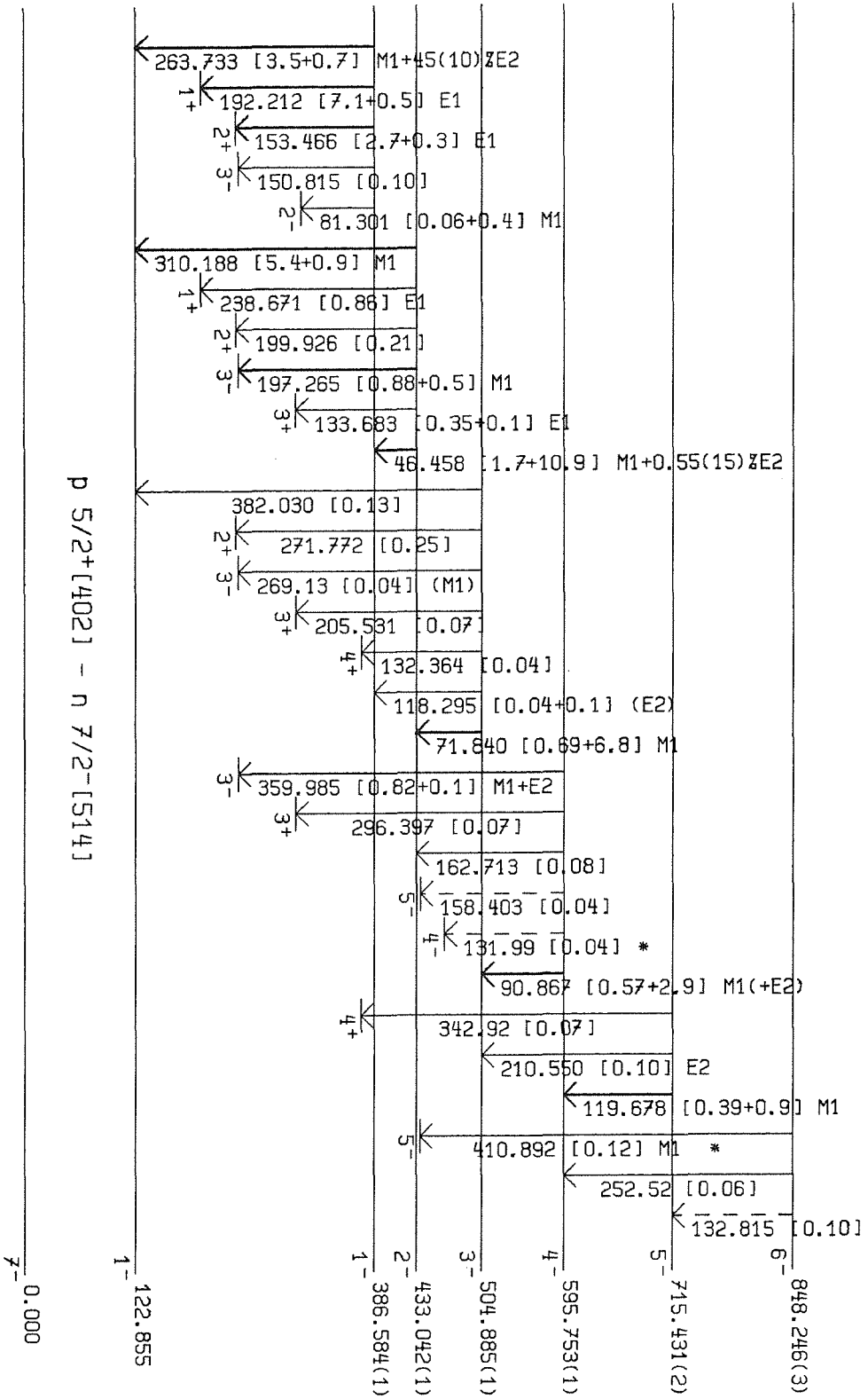
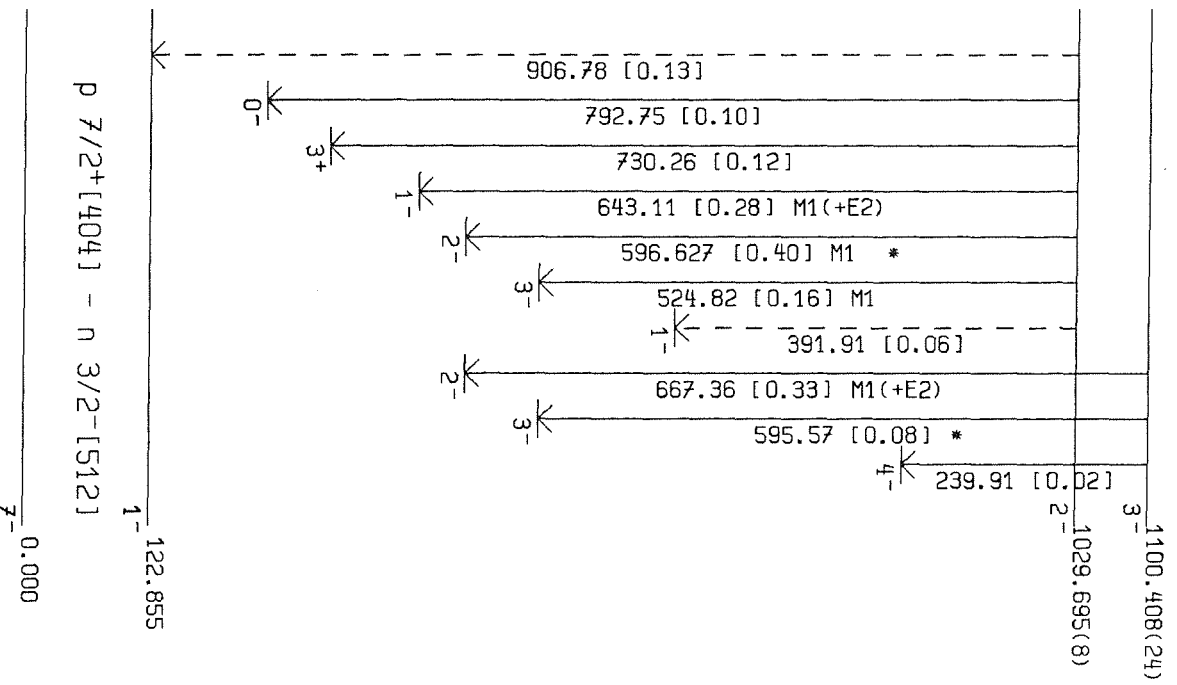
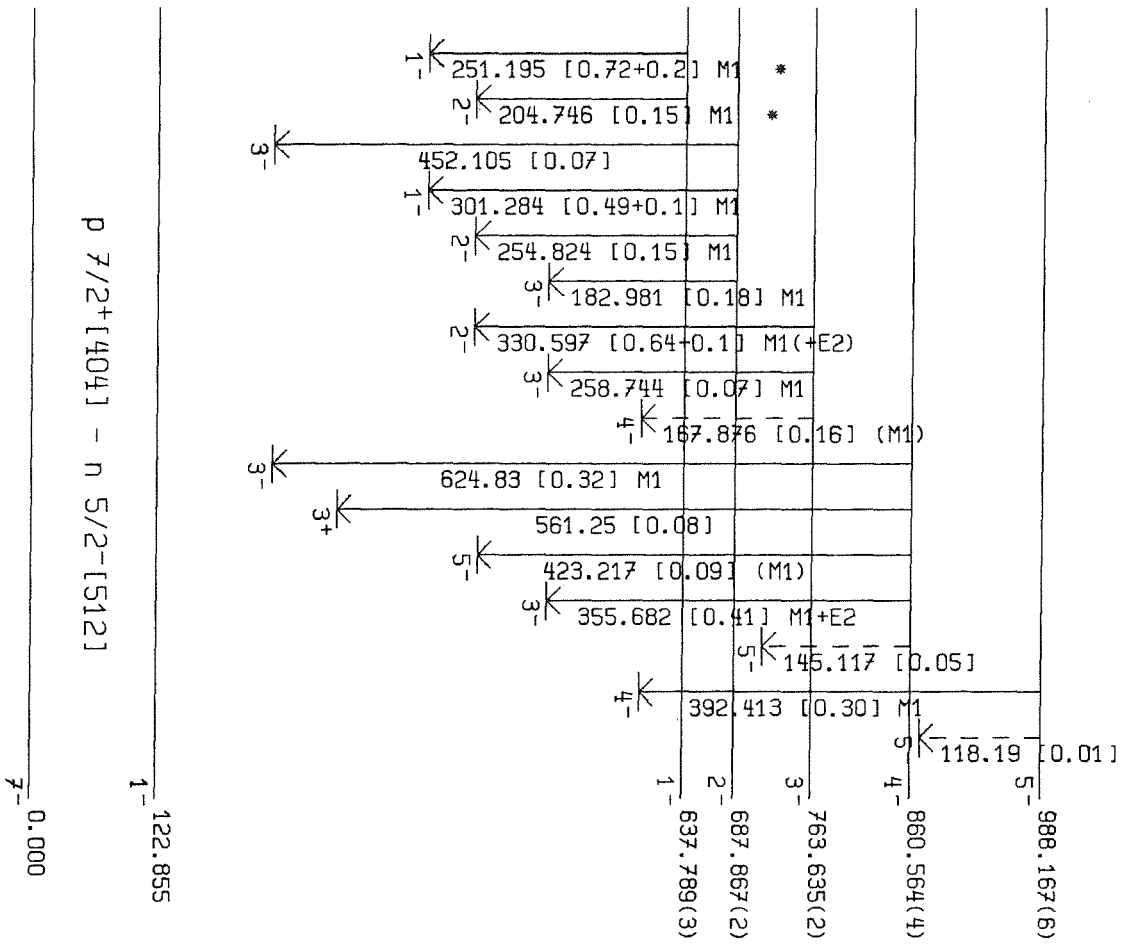


Abbildung N3



Abbildung N4



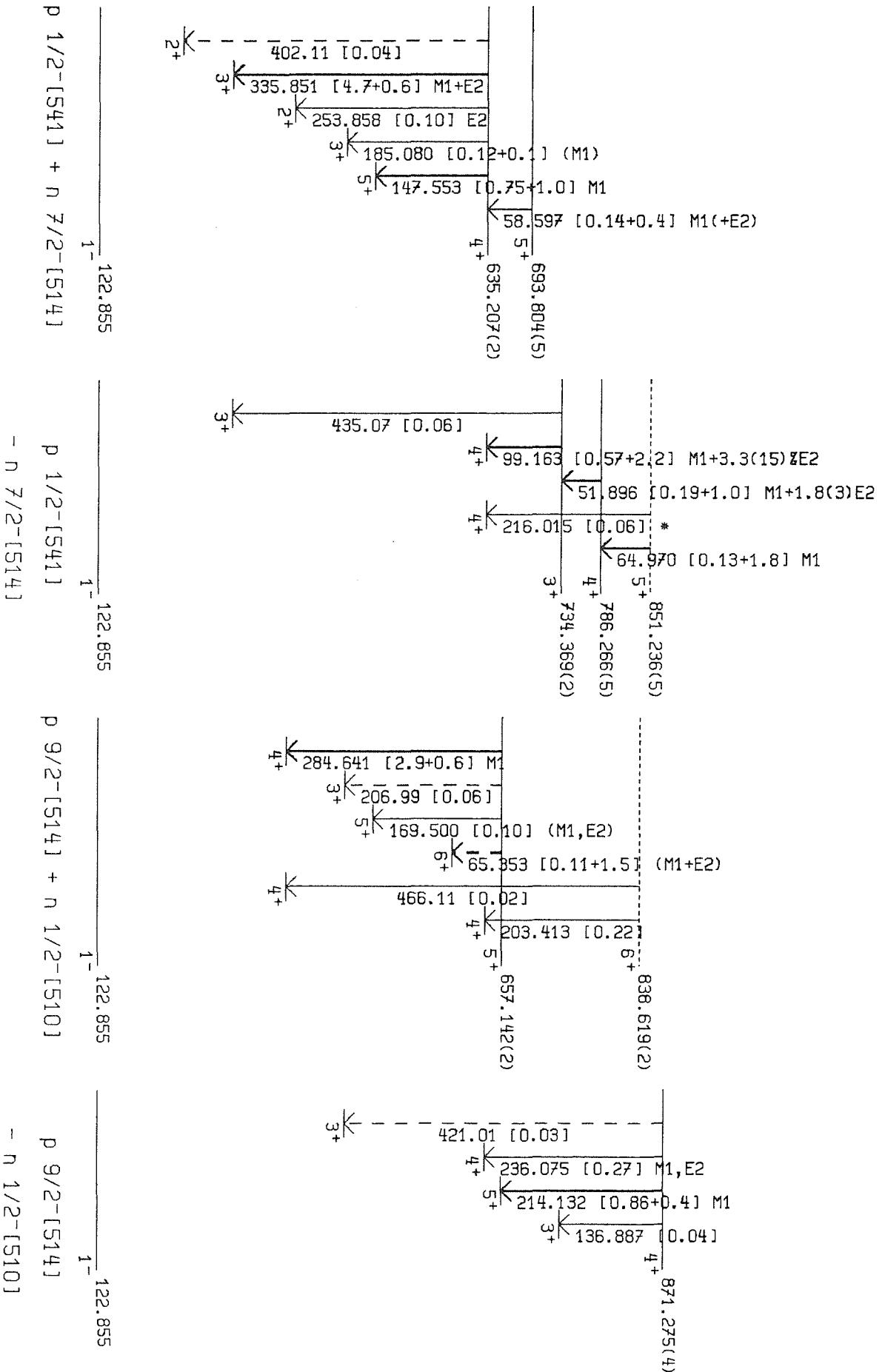
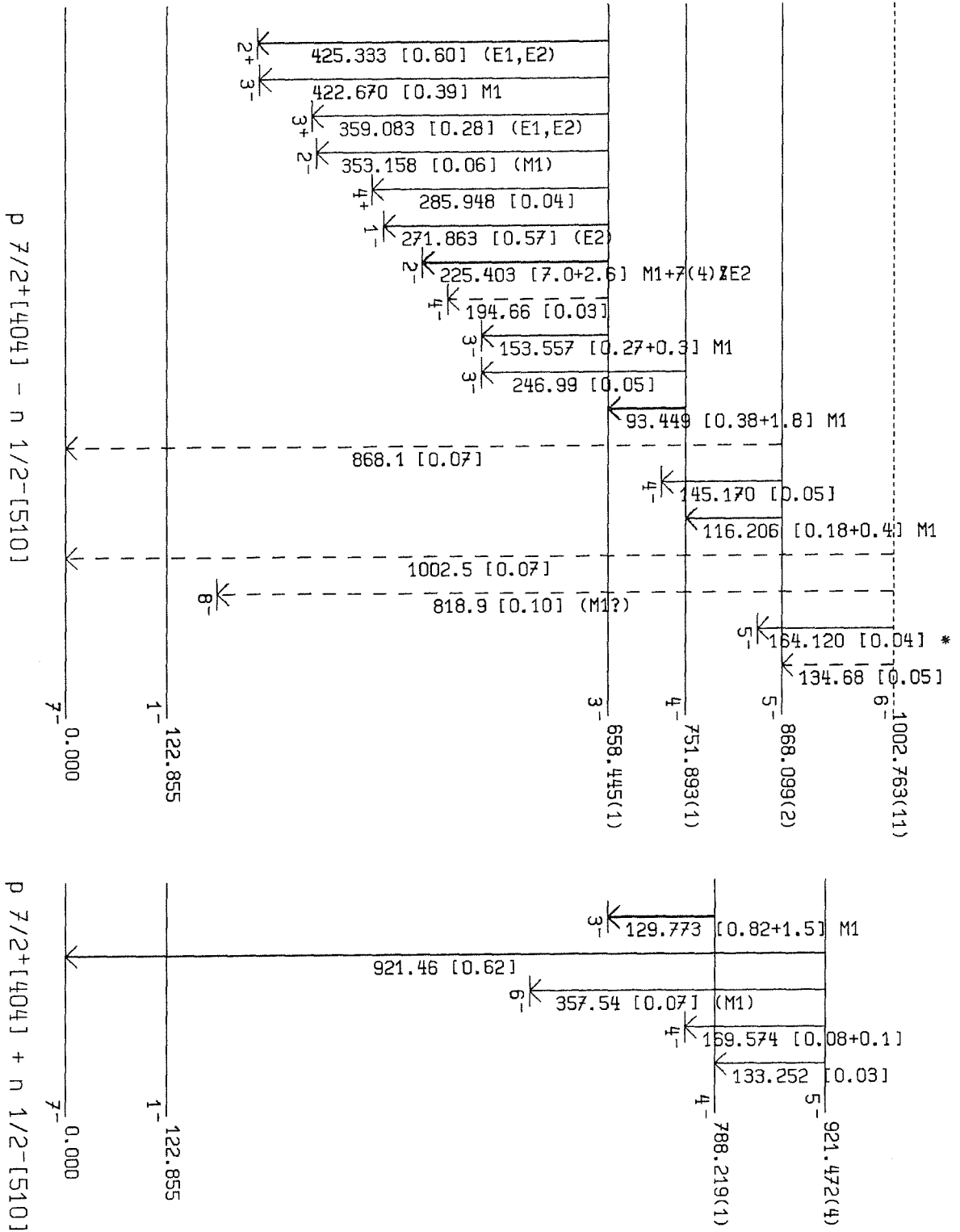


Abbildung N5

Abbildung N6



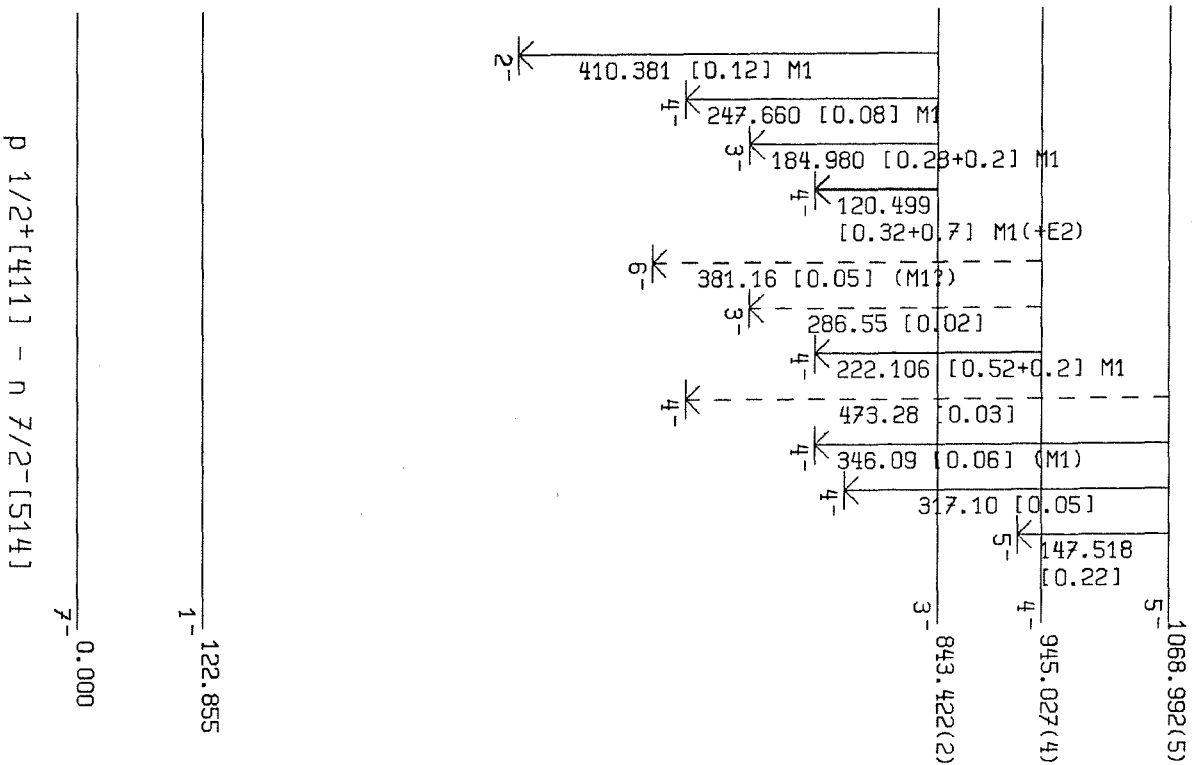
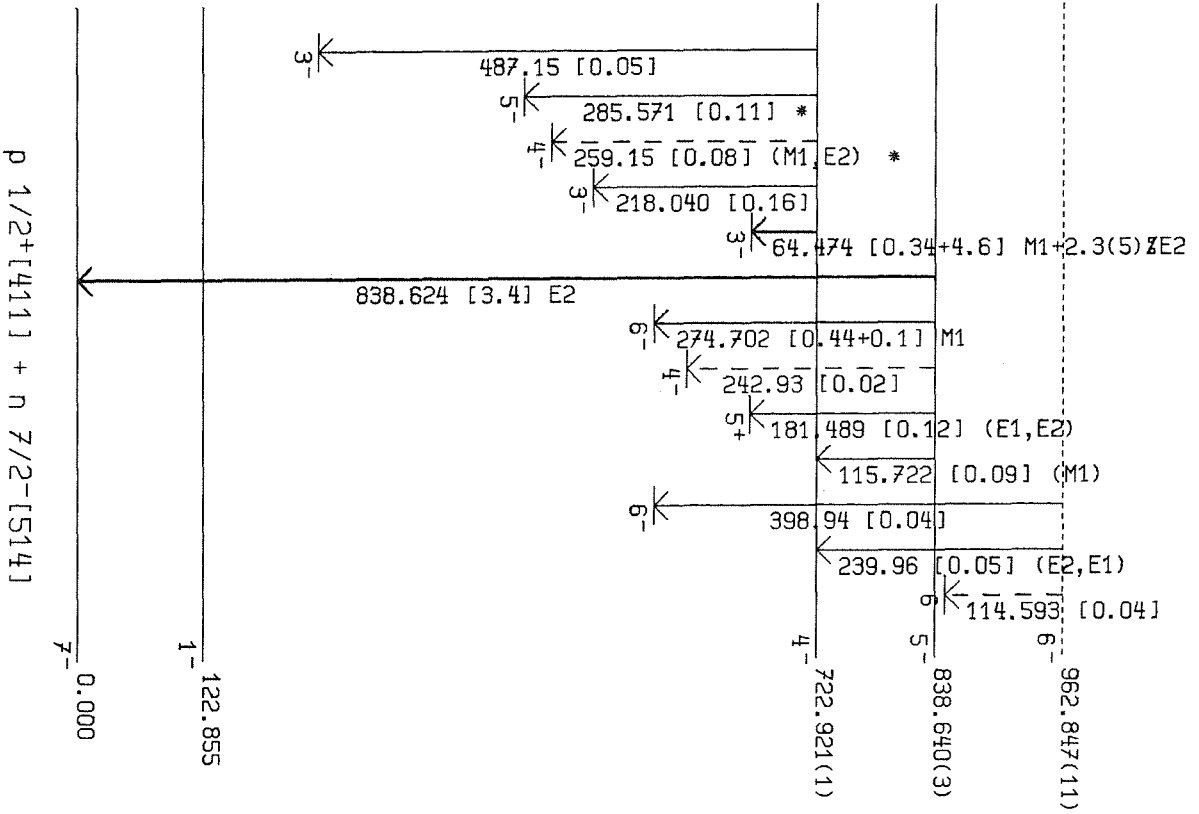


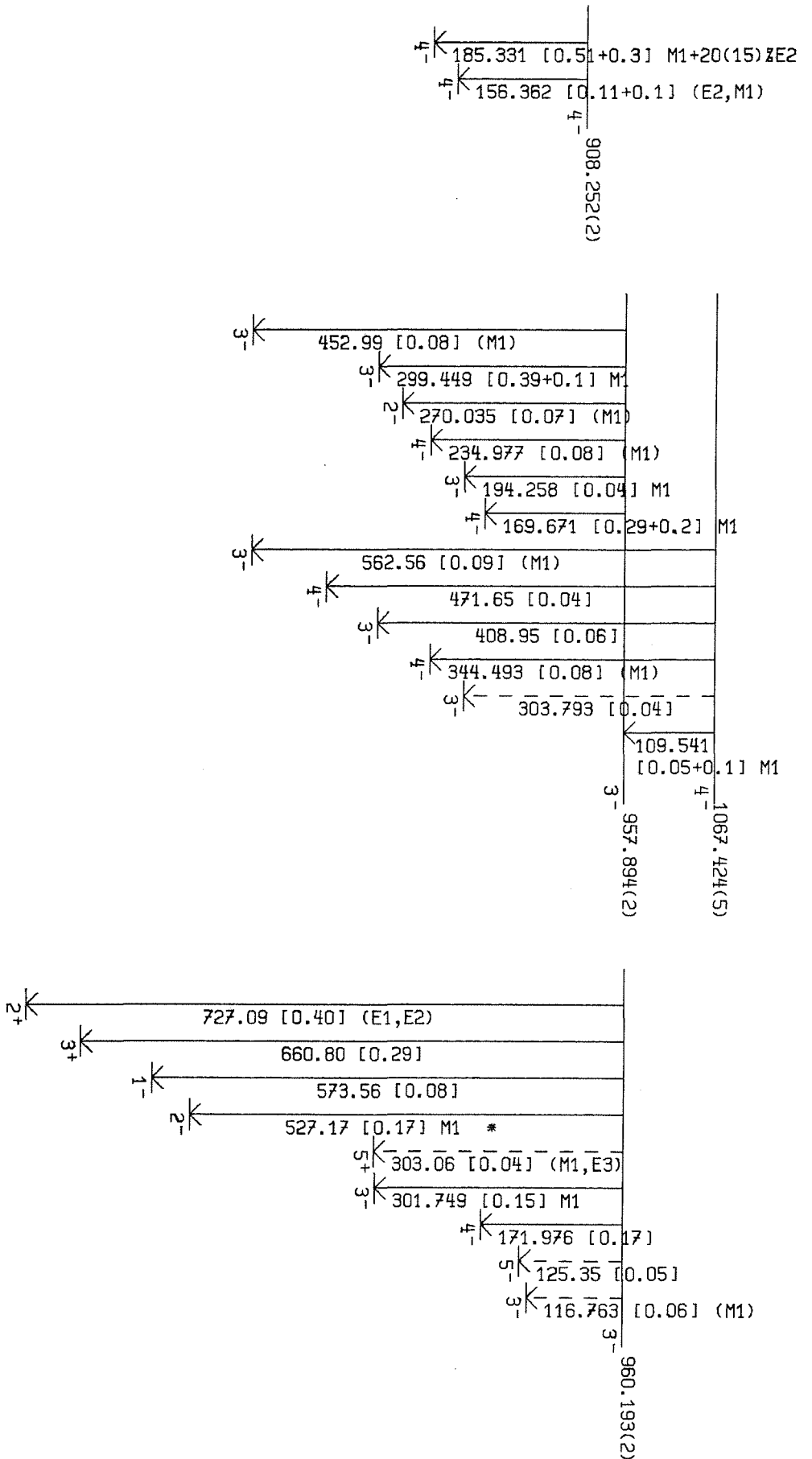
Abbildung NZ

Abbildung N8

1- 122.855  
 p 7/2+ [404]  
 + n 1/2- [521]

1- 122.855  
 p 7/2+ [404] - n 1/2- [521]

1- 122.855



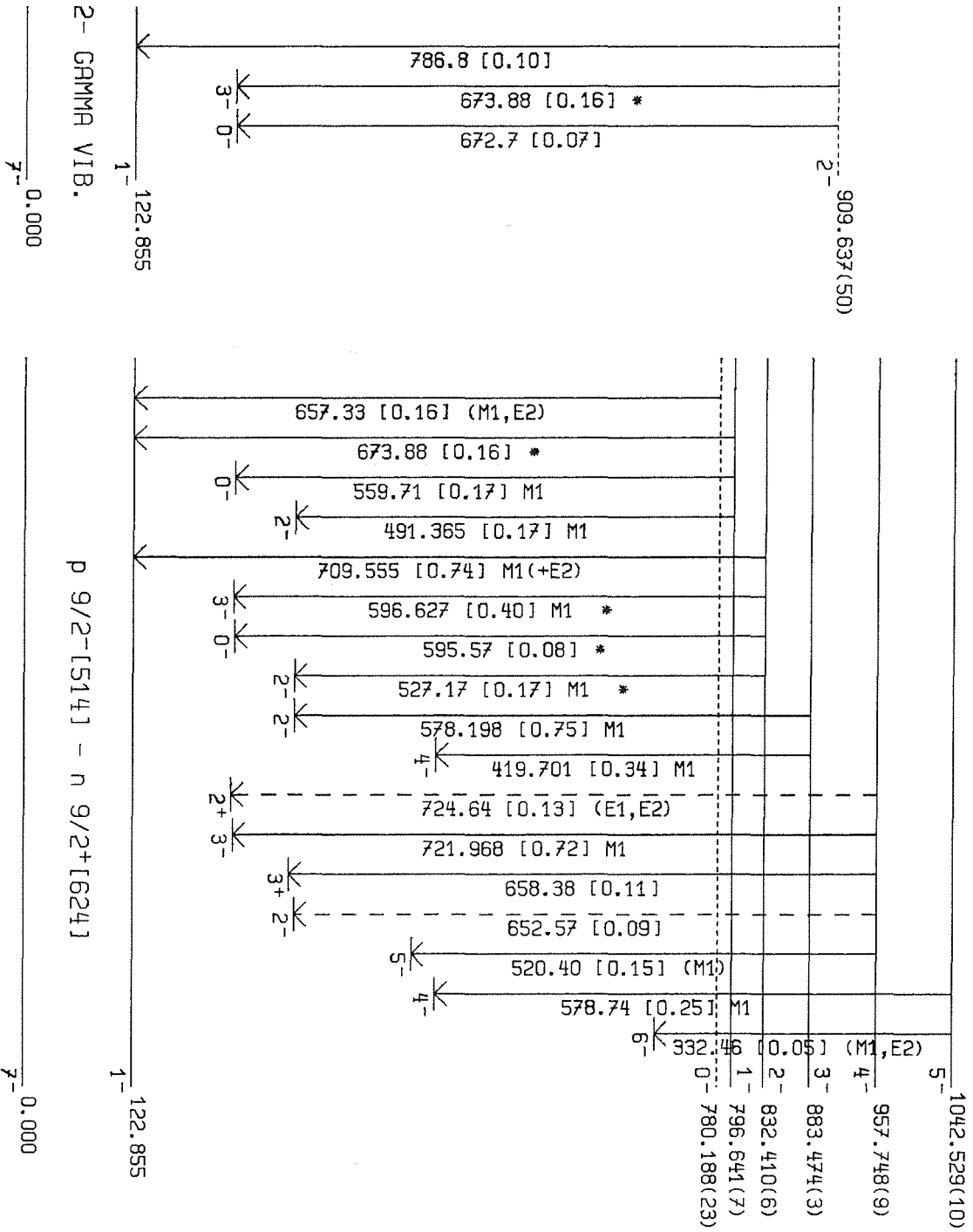
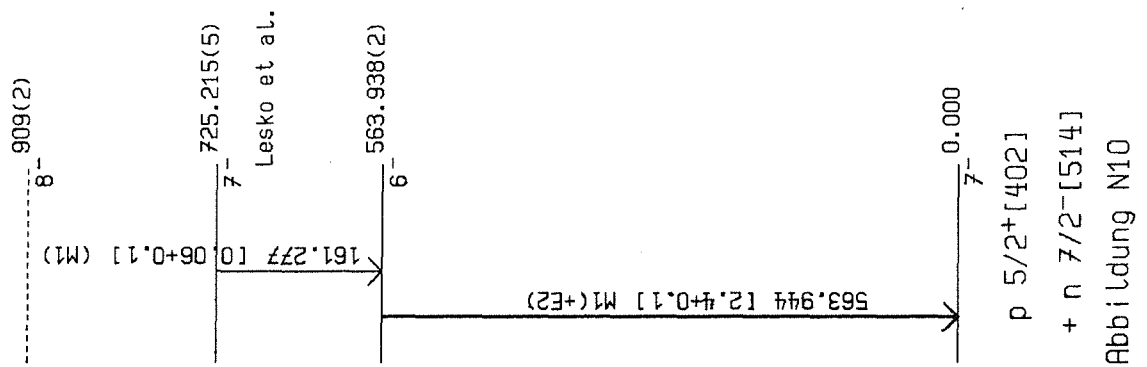
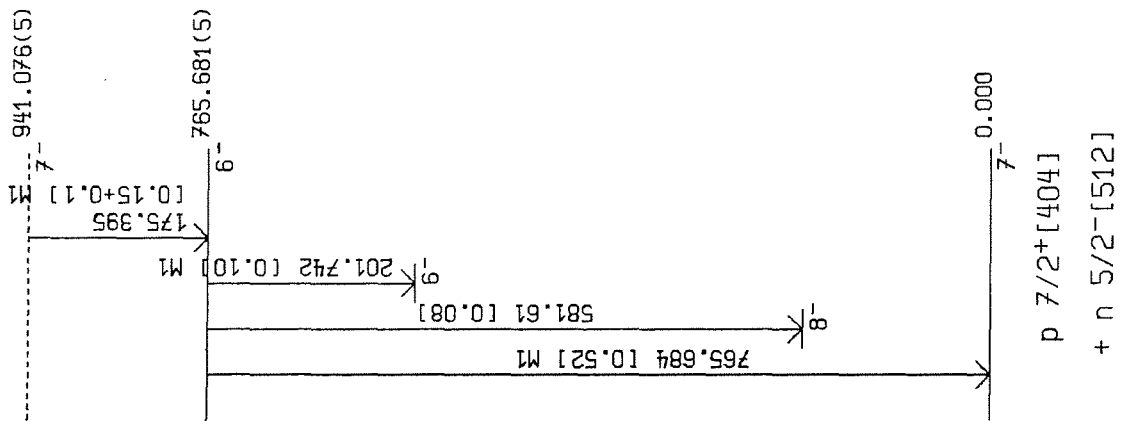
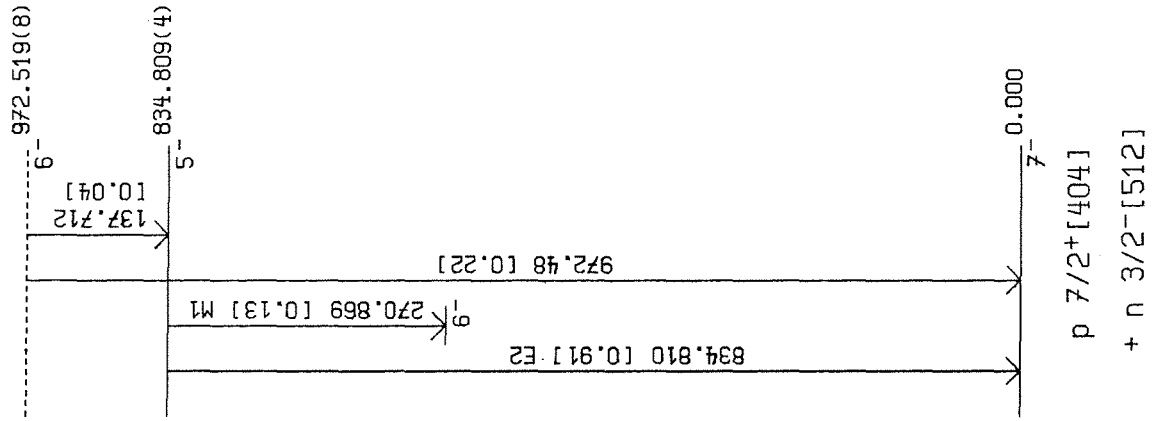
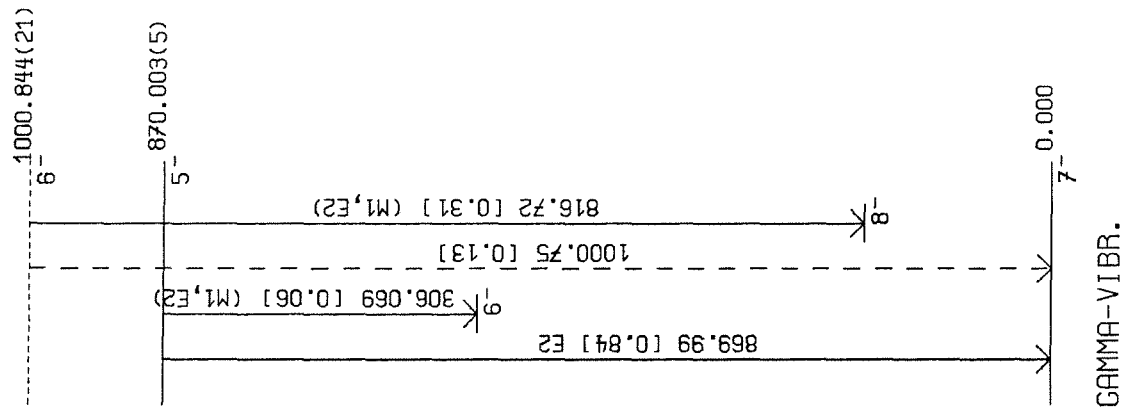


Abbildung N9



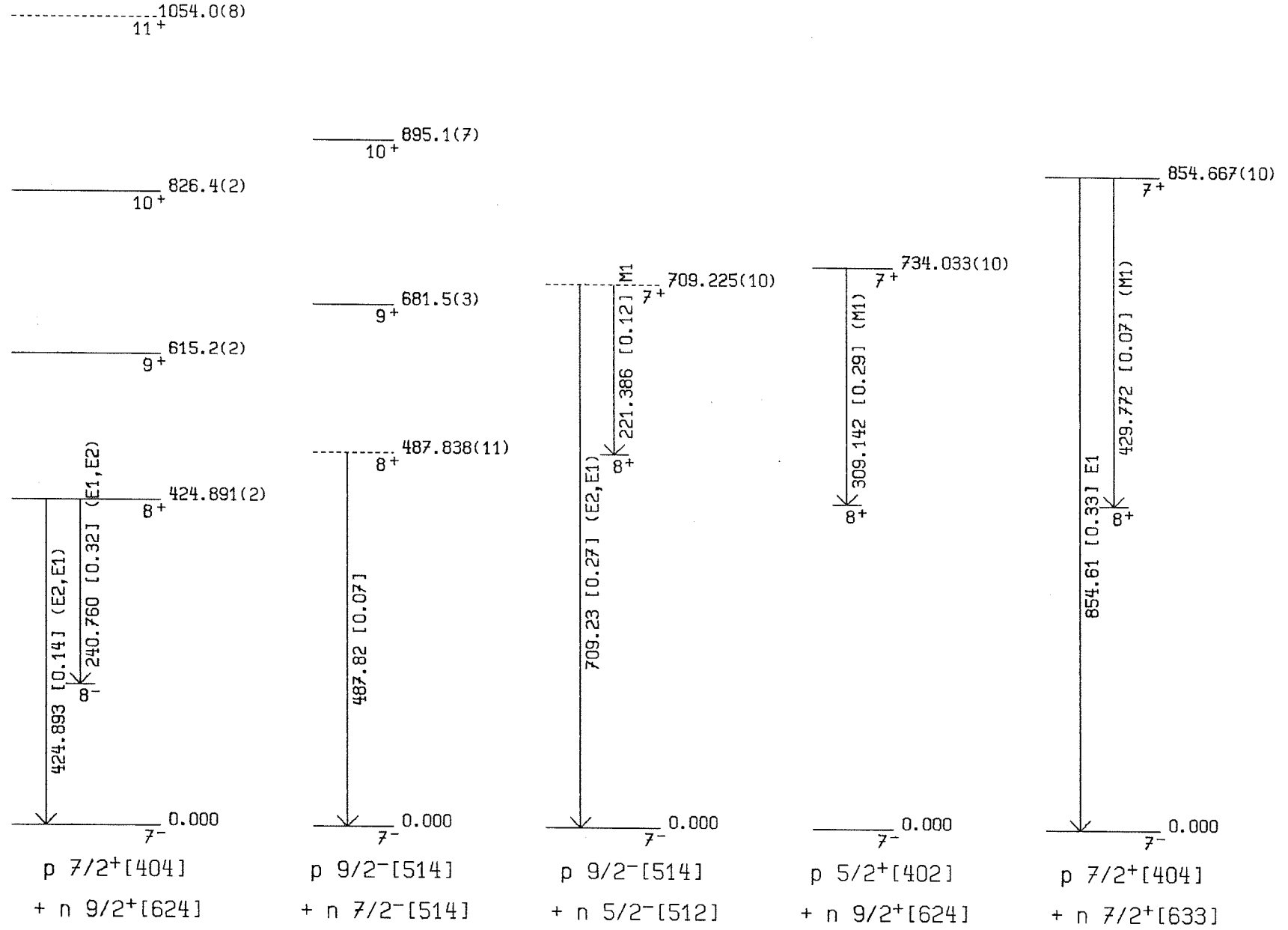
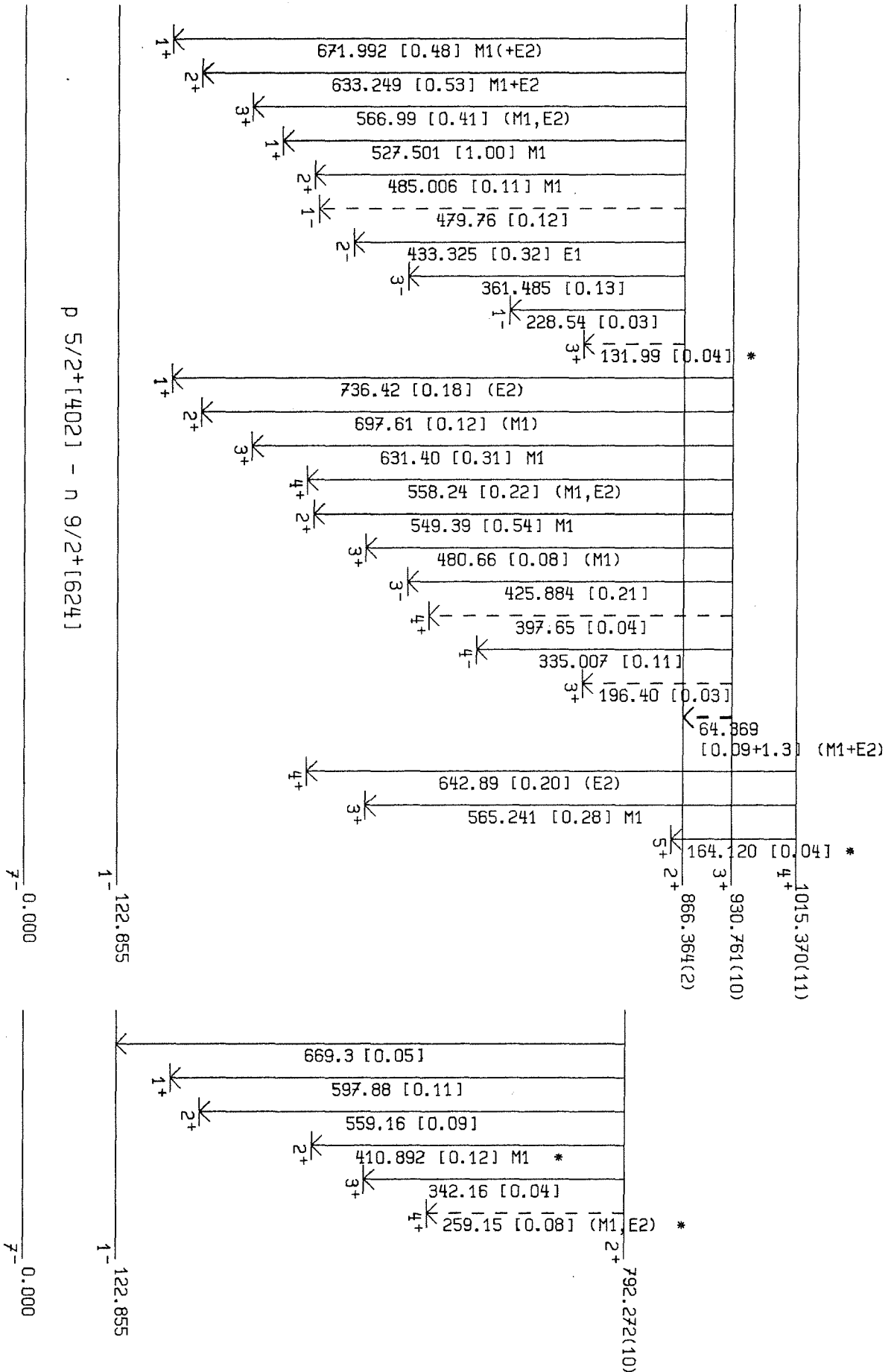


Abbildung N11



Abbildung N12



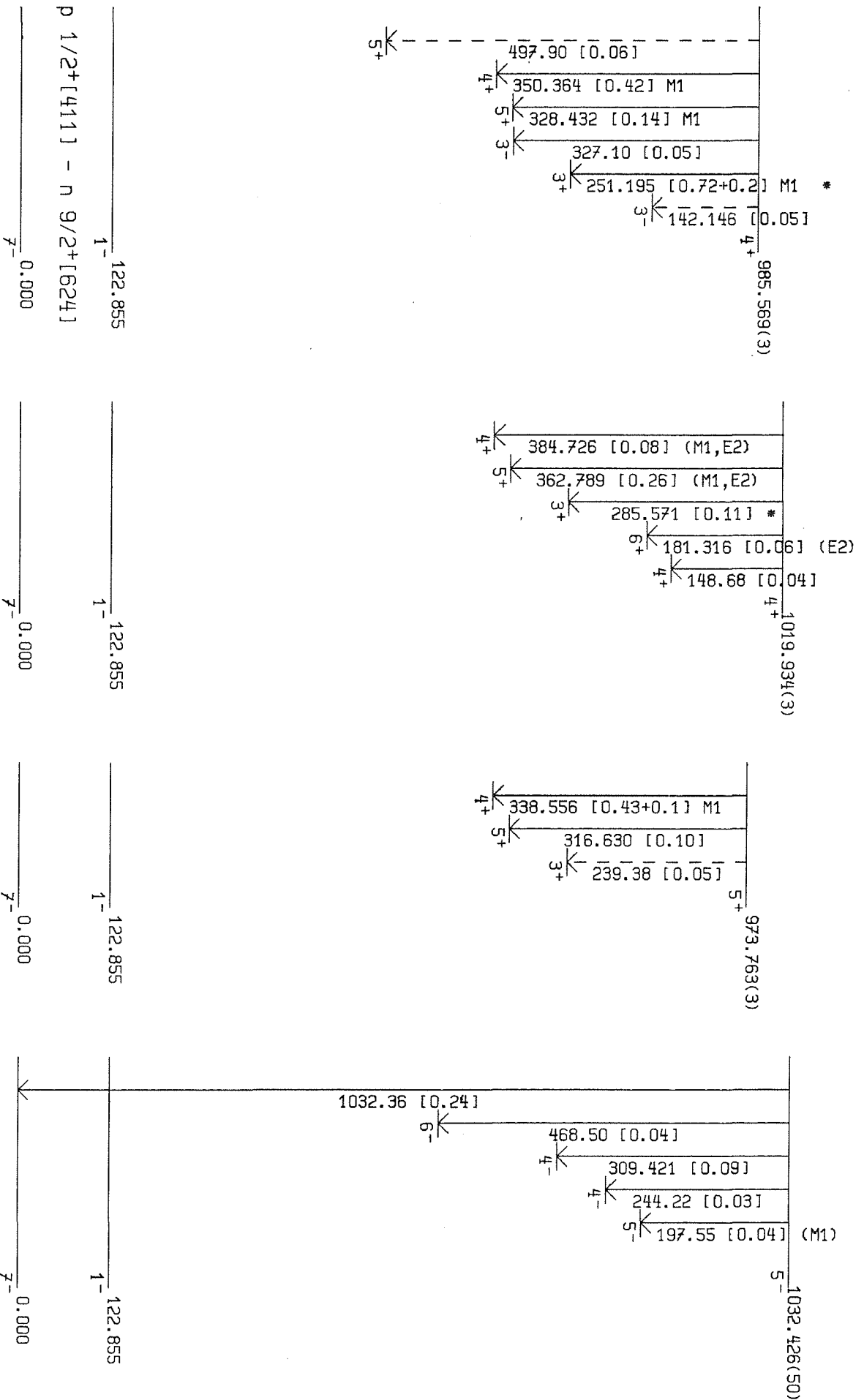


Abbildung N13

## Danksagung

Diese Arbeit entstand am Institut für Kernphysik III des Kernforschungszentrums Karlsruhe im Rahmen einer vorbildlichen Kooperation mit dem Institut Laue-Langevin in Grenoble und der Technischen Universität München. Allen Beteiligten möchte ich an dieser Stelle meinen Dank aussprechen. Besonders hervorheben möchte ich die Förderung dieser Arbeit durch folgende Personen:

Herrn Prof. Dr. G. Schatz danke ich für die Möglichkeit, diese Arbeit unter optimalen Bedingungen durchführen zu können. Er zeigte nicht nur großes Interesse an den vielfältigen Problemstellungen, sondern war auch der Initiator der erfreulichen Zusammenarbeit mit der TU München.

Herr Dr. F. Käppeler stand mir stets in vielen Diskussionen hilfreich zur Seite. Zusammen mit Dr. H. Beer war er auch aktiv an der Auswertearbeit in Grenoble beteiligt; hierfür möchte ich beiden ganz besonders herzlich danken.

Herrn Dr. H. Börner danke ich für die hervorragenden Meßbedingungen am Spektrometer "GAMS" und sein großes Interesse an der kernphysikalischen Interpretation, das sich in vielen Anregungen und Hilfestellungen niederschlug.

Der Erfolg der Grenobler Messungen ist zudem ein Verdienst von Dr. S. Robinson, Dr. F. Hoyler, Dr. B. Krusche und Dr. K. Schreckenbach.

Herrn Dr. U. Mayerhofer, Prof. Dr. T. v. Egidy und Dr. G. Hlawatsch danke ich für die Überlassung ihrer Meßergebnisse, die bei der Interpretation dieser Arbeit eine zentrale Rolle spielten.

Herrn Dr. P. Petkov und Prof. Dr. Andrejtscheff danke ich für die freundliche Zusammenarbeit bei den Koinzidenzmessungen und die mir zur Verfügung gestellten Ergebnisse.

Bei der Auswertung der Koinzidenzmessung am ILL Grenoble wurde ich von Dr. J. Copnell in besonders hilfsbereiter Weise unterstützt.

Schließlich möchte ich J. Oehlschläger, C. Föbel und H.U. Hohn für die Mithilfe bei vielen EDV-Problemen und ganz besonders für das Erstellen der Plotprogramme danken.

Die Targetpräparation für die Konversionselektronenmessung wurde freundlicherweise von Herrn R. Smithey am Institut für nukleare Festkörperphysik des KfK durchgeführt.

Die termingerechte Fertigstellung der Arbeit war nur durch die unbürokratische Auftragsannahme und den besonderen Einsatz von Mitarbeitern der Reprografie des KfK möglich.

Zum Schluß möchte ich allen Mitarbeitern der Gruppe von Dr. Käppeler für das hervorragende Arbeitsklima und die kollegiale Zusammenarbeit danken. In diesem Zusammenhang kann auch die große Hilfsbereitschaft von Herrn G. Rupp, der imstande ist, jedes technische Problem zu meistern, nicht stark genug betont werden.