

# Untersuchung des Neutroneneinfang-Mechanismus in der Reaktion $^{80}\text{Se}(\text{n},\gamma)^{81}\text{Se}$ und der Kernstruktur von $^{77}\text{Se}$ , $^{78}\text{Se}$ und $^{81}\text{Se}$ mit Hilfe von ( $\text{n},\gamma$ )-Reaktionen\*

D. RABENSTEIN und H. VONACH

Physik-Department der Technischen Universität München

(Z. Naturforsch. 26 a, 458—488 [1971]; eingegangen am 12. Dezember 1970)

*Herrn Prof. H. Maier-Leibnitz zum 60. Geburtstag gewidmet*

*Neutron Capture Mechanism in the Reaction  $^{80}\text{Se}(\text{n},\gamma)^{81}\text{Se}$  and Nuclear Structure of  $^{77}\text{Se}$ ,  $^{78}\text{Se}$  and  $^{81}\text{Se}$ , Studied in the ( $\text{n},\gamma$ )-Reaction*

Gamma radiation from the capture of neutrons in natural Se and in enriched  $^{76}\text{Se}$  and  $^{80}\text{Se}$  has been studied with different Ge(Li)-detectors, with a Ge(Li)-NaJ pair spectrometer and with a Ge(Li)-Ge (Li) two-parameter  $\gamma$ - $\gamma$  coincidence system. These measurements resulted in a considerable improvement of the level schemes of  $^{77}\text{Se}$ ,  $^{78}\text{Se}$  and  $^{81}\text{Se}$ . The  $^{81}\text{Se}$  and the  $^{107}\text{Ag}$  level schemes are compared, and the applicability of phonon-particle coupling to low-lying states of  $^{81}\text{Se}$  is discussed. In the case of  $^{77}\text{Se}$ , some properties may be possibly better described by the Nilsson model. It is rather clear, however, that both models can only be regarded as limited approximations and that more refined models are required for Se nuclei.

The well-known, unusually small isomeric cross section ratio of  $^{81}\text{Se}$ , and the weak population of p-single-quasiparticle states by primary transitions from the capture state  $^{80}\text{Se} + \text{n}$ , which shows up in our measurements, may be understood by assuming a capture state containing a doorway state with a simple collective excitation.

## 1. Einleitung

Kernstrukturuntersuchungen an Selenisotopen mit Hilfe von Neutroneneinfang sind vor allem aus folgenden zwei Gründen interessant:

1. In den meisten bekannten gu-Selenisotopen treten außer den  $g_{9/2}$ -Einteilchen-Zuständen weitere tiefliegende Niveaus positiver Parität auf, die als Zustände höherer Seniorität betrachtet werden, deren Lage und Eigenschaften bisher jedoch mit keinem Modell befriedigend erklärt werden konnte. Diese Zustände wurden im radioaktiven Zerfall von Nachbarkernen wiederholt untersucht, durch die ( $\text{n}, \gamma$ )-Reaktion werden sie in den Selenkernen aber erheblich stärker angeregt.

2. Wie eine Systematik der isomeren Wirkungsquerschnittsverhältnisse im Bereich der  $2p_{1/2}$ - und  $1g_{9/2}$ -Schalenmodellzustände von MANNHART und VONACH<sup>1</sup> zeigt, liegt das Isomerenverhältnis, das sich in  $^{81}\text{Se}$  nach dem Einfang thermischer Neutronen in  $^{80}\text{Se}$  ergibt, so ungewöhnlich niedrig, daß eine Anomalie im Einfangmechanismus nicht ausgeschlossen ist.

Sonderdruckanforderungen an: Dr. H. VONACH, Physik-Department E14 der Techn. Hochschule München, D-8000 München 2, Arcisstraße 21.

\* Auszug aus der von der Fakultät für Allgemeine Wissenschaften der Technischen Universität München genehmigten Dissertation über „Untersuchung des Neutronenein-

In der vorliegenden Arbeit wurde daher die Gammastrahlung, die nach dem Einfang thermischer Neutronen in angereichertem  $^{80}\text{Se}$  bzw.  $^{77}\text{Se}$  emittiert wird, untersucht. Durch Vergleich mit Resultaten vom Neutroneneinfang in natürlichem Selen ergab sich zusätzlich eine erhebliche Erweiterung des Niveauschemas von  $^{78}\text{Se}$ .

## 2. Experimentelle Anordnungen und Verfahren

### Targetzusammensetzung und Meßanordnung

Die Masse und Zusammensetzung der verwendeten Targets geht aus Tab. 1 hervor. Pulverförmiges oder gekörntes metallisches Selen wurde, in sehr dünnen Hostaphanbeuteln eingeschlossen, im Neutronenstrahl aufgehängt.

Zur Bestrahlung wurde ein Neutronenstrahl mit einem Fluß von  $2 \cdot 10^6 \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$  verwendet. Dieser Strahl wird mit Hilfe eines Glas-Neutronenleiters<sup>2</sup> ca. 50 m vom Reaktorkern des FRM weggeführt. Etwa ein Drittel der Messungen wurde bei besonders niedrigem Gammauntergrund in einem abge-

fang-Mechanismus in der Reaktion  $^{80}\text{Se}(\text{n}, \gamma)^{81}\text{Se}$  und der Kernstruktur von  $^{77}\text{Se}$ ,  $^{78}\text{Se}$  und  $^{81}\text{Se}$  mit Hilfe von ( $\text{n}, \gamma$ )-Reaktionen\*.

<sup>1</sup> W. MANNHART u. H. K. VONACH, Z. Physik **210**, 13 [1968].

<sup>2</sup> H. MAIER-LEIBNITZ, in Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy, IAEA Wien 1969, S. 93.



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

Tab. 1. Zusammensetzung der verwendeten Selen-Targets und Einfangquerschnitte. <sup>a</sup> Ref. <sup>6</sup>. <sup>b</sup> Eigener Wert. <sup>c</sup> Angabe des Herstellers, Isotopes Development Center, Oak Ridge.

Isotop	Einfang- querschnitt [barn] a)	n-Bindungs- Energie im Produkt- kern $B_n$	natürliches Selen Häufig- keit % a)	Einfang- anteil % a)	$^{76}\text{Se}$ angereichert Häufig- keit % c)	Einfang- anteil %	$^{80}\text{Se}$ angereichert Häufig- keit % c)	Einfang- anteil %
74	30	8026 a)	0,87	2,3	0,5 (2)	0,39	0,15 (8)	2,2
76	85	7418 b)	9,02	66,6	41,5 (10)	91,5	0,94 (8)	38,6
77	42	10497 b)	7,58	27,7	6,8 (5)	7,43	1,55 (8)	31,4
78	0,41	6971 a)	23,52	0,8	16,1 (8)	0,17	2,69(10)	0,5
80	0,61	6701 b)	49,82	2,6	30,2 (10)	0,47	93,65(15)	27,0
82	0,05	5970 a)	9,19	0,04	5,0 (5)	0,07	1,05 (5)	0,025
Targetmasse			ca. 5 g		200 mg		2 g	
Einfangquerschnitt			ca. 750 mb · mol (nat.Se)		75 mb · mol ( $^{76}\text{Se}$ )		14 mb · mol ( $^{80}\text{Se}$ )	

schirmten Raum, zu dem der Neutronenleiter führte, vorgenommen. Diese Neutronen-Einfanganordnung wurde anderswo <sup>3,4</sup> bereits ausführlich beschrieben.

Folgende Ge(Li)-Detektoren wurden für die Gamma-Messungen verwendet:

1. Ein 1,5 cm<sup>3</sup>-Planardetektor mit einer Auflösung von 1,05 keV bei 122 keV. Das Maximum seiner Nachweiswahrscheinlichkeit lag bei 75 keV.

2. Ein fünfseitig gedrifteter Detektor mit trapezförmigem Querschnitt und 26 cm<sup>3</sup> aktivem Volumen. Mit ihm war bei 1,33 MeV eine Halbwertsbreite  $W = 2,4$  keV bei einem Verhältnis von Peakhöhe zu Compton-Kante  $V = 18$  erreichbar.

3. Ein Koaxialdetektor mit 30 mm Durchmesser und 31 cm<sup>3</sup> aktivem Volumen. Mit  $W = 2,45$  keV und  $V = 19$  sind seine Meßeigenschaften sehr ähnlich denen des zweiten Detektors. Ein weiterer Koaxialdetektor etwa gleichen Volumens aber weniger guter Auflösung (4 keV bei 1,3 MeV) wurde bei den ersten Messungen verwendet. Ein Teil der im folgenden aufgeführten hochenergetischen Gammalinen wurde noch mit diesem Detektor gemessen.

Der Koaxialdetektor mit 30 mm Durchmesser bildet den zentralen Gamma-Detektor eines Dreikristall-Spektrometers. Diese Anordnung lässt sich als Paarspektrometer und als Anti-Compton-Spektrometer betreiben. Die im Anti-Compton-Modus erreichte Untergrundreduktion wiegt allerdings in der externen Targetanordnung den Verlust an Nachweiswahrscheinlichkeit, der aus dem notwendigen größeren Abstand resultiert, selten auf. Das Dreikristall-Spektrometer wurde daher nur als Paarspektrometer zur Messung hochenergetischer Über-

gänge eingesetzt; die niederenergetischen Spektren (0 bis 2,5 MeV) wurden mit Einzeldetektoren gemessen.

Die beiden NaJ(Tl)-Kristalle zum Nachweis der bei der Positron-Elektron-Zerstrahlung gebildeten 511 keV-Quanten besitzen eine Höhe von 7,6 cm und 15,2 cm Durchmesser. Das Loch für den zentralen Detektor hat einen Durchmesser von 5,2 cm, ist senkrecht zur Achse der NaJ-Kristalle gebohrt und zur Vermeidung direkter Bestrahlung von der Mitte ab leicht konisch erweitert. Die Auflösung der NaJ-Kristalle für 511 keV-Quanten liegt bei 10%. Das Paarspektrometer ergab in der normalen Meßposition für das Gamma-Dublett in Eisen (7,64 MeV) eine Halbwertsbreite  $W = 6,1$  keV. Die Nachweiswahrscheinlichkeit der double-escape-Linien wird im Paarspektrometerbetrieb gegenüber der Nachweiswahrscheinlichkeit des Einzeldetektors bei sonst gleichen Bedingungen um einen Faktor 6,0 reduziert. Durch die Verwendung einer Schwermetallabschirmung (Hauptbestandteil: Wolfram), durch die die NaJ-Kristalle gegen die Quelle abgeschirmt werden sollen, ließ sich ein geringer Abstand zwischen Quelle und Detektor erreichen. Die Distanz zwischen Quelle und Ge(Li)-Detektoroberfläche, einschließlich eines 6 mm dicken  $^6\text{Li}$  F-Neutronenabsorbers zwischen Target und Schwermetallabschirmung, beträgt minimal 11 cm. Die absolute Nachweiswahrscheinlichkeit im double-escape-peak für ein von der Quelle ausgesandtes  $\gamma$ -Quant beträgt im Maximum der Nachweiswahrscheinlichkeit, bei etwa 5 MeV,  $1,6 \cdot 10^{-5}$ . Sie ist bei 9 MeV und bei 2,6 MeV auf den halben Wert abgefallen.

<sup>3</sup> T. v. EGIDY, K. BÖNING, A. HEIDEMANN, L. KOESTER u. D. RABENSTEIN, in "Research Reactor Utilisation", IAEA-124 I, 225 [1970].

<sup>4</sup> D. RABENSTEIN, Dissertation, TH München 1970.

Die  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessungen wurden mit den Detektoren 2 und 3 durchgeführt. Um hohe Koinzidenzzählraten zu erreichen, wurden die beiden Detektoren im Winkel  $180^\circ$  zueinander aufgestellt. Das Target befand sich in einem  $^6\text{Li}$  F-Absorber auf der gemeinsamen Achse der beiden Detektoren. Der Abstand zwischen den beiden Stirnflächen der Detektoren betrug nur 4 cm. Entsprechend lag die gesamte Koinzidenzzählrate bei etwa einem Zehntel der Zählraten in den Einzeldetektoren, bei den Messungen an natürlichem Selen zwischen 1500 und 2500 Koinzidenzen pro Sekunde. Das Koinzidenzspektrum von natürlichem Selen im Bereich von 60 bis 1450 keV in beiden Detektoren wurde als zweidimensionales Datenfeld von 512 mal 512 Kanälen mit Hilfe eines PDP-8-Kleinrechners auf der zugehörigen Speicherplatte aufgezeichnet. Die zu einzelnen Linien koinzidenten Spektren konnten nach der Messung als Schnitte oder, nach der Doppelfenstermethode reduziert, als Differenzen von Schnitten mit der PDP-8 dem Plattspeicher entnommen und gezeichnet werden. Dieses Verfahren zur zweidimensionalen Koinzidenzaufzeichnung und zur Auswertung wird in Ref.<sup>5</sup> beschrieben. Im Falle von  $^{81}\text{Se}$  wurden Koinzidenzspektren, die nur jeweils mit einer durch einen Einkanalanalysator ausgeblendeten Linie koinzident waren, in 4096 Kanälen in einem Energiebereich von 60 keV bis 3 MeV gemessen.

Die beim Paarspektrometer und bei den Koinzidenzmessungen verwendete Elektronik ist konventionell. Vorverstärker, Hauptverstärker und base-line restorer stammen von der Firma Canberra Industries, die logischen Elektronikeinheiten zum Teil von der Firma ORTEC, zum Teil wurden sie wie die zum Setzen der Zeitmarken verwendeten Constant-fraction-trigger im eigenen Institut gebaut. Die schnelle Koinzidenz wurde mit einer Auflösungszeit  $\tau = 40$  ns betrieben. Ein ND-2200 Vielkanalanalysator mit 4K-Gedächtnis, sowie die beschriebene Koinzidenzspeicheranlage standen zur Datensammlung zur Verfügung. Schwankungen von „base-line“ und Verstärkung wurden bei längeren Messungen durch den Einsatz von zwei digitalen Stabilisatoren (HVL, Brüssel) unterbunden.

- <sup>5</sup> D. HARRACH, J. GLATZ u. K. E. G. LÖBNER, wird veröffentlicht.
- <sup>6</sup> D. H. WHITE, D. I. GROVES u. R. E. BIRKETT, Nucl. Instr. Meth. **66**, 70 [1968].
- <sup>7</sup> H. A. NEUMANN, Z. Naturforsch. **21a**, 1328 [1966].
- <sup>8</sup> W. SUDER u. H. VONACH, BMwF-FB K68-38, Jahresbericht 1966, Teilstinstitut E14 im Physikdepartment der TH München.

### Eichung und Auswertung der Meßergebnisse

Die Nachweiswahrscheinlichkeit der verwendeten Ge(Li)-Detektoren wurde für Energien unter 2 MeV mit einem Eichquellsatz der I.A.E.A., Wien, bestimmt. Zusätzlich wurden zur Kontrolle in verschiedenen Messungen  $^{75}\text{Se}$ ,  $^{110m}\text{Ag}$ - und  $^{192}\text{Ir}$ -Quellen verwendet. Die Intensitätsverhältnisse vieler von diesen Quellen ausgesandter Linien sind sehr genau bekannt<sup>4</sup>. Bei der Bestimmung der relativen Nachweiswahrscheinlichkeit zwischen 1 und 10 MeV wurde von der bekannten Intensität der starken  $\gamma$ -Linien im  $(n, \gamma)$ -Spektrum von  $^{54}\text{Cr}$ <sup>6</sup> Gebrauch gemacht.

Mit dem Verfahren der „gemischten Targets“<sup>7</sup> erhielten wir absolute Intensitätswerte pro Neutroneneinfang für die in den  $(n, \gamma)$ -Spektren auftretenden  $\gamma$ -Übergänge. Bei dieser Methode wird eine Eichsubstanz, in deren  $(n, \gamma)$ -Spektrum eine Linie mit genau bekannter Intensität pro Neutroneneinfang auftritt, mit einer bekannten Menge der interessierenden Targetsubstanz gut vermischt. Die relativen Größen, mit denen im  $(n, \gamma)$ -Spektrum dieser Mischung die Intensitätslinie und die Linien des zu eichenden Spektrums auftreten, ergeben bei bekannten Einfanganteilen direkt die gesuchten Absolutintensitäten. Wir verwendeten eine Mischung von  $\text{B}_2\text{O}_3$  und natürlichem Selen zur Absoluteichung des niederenergetischen Bereichs und eine Mischung von  $\text{PbCO}_3$  und natürlichem Selen im hochenergetischen Bereich. Genaue Angaben über die benutzte 479 keV-Linie im  $\text{B}(n, \gamma)$ -Spektrum finden sich in Ref.<sup>8</sup>. Für die absolute Intensität der 7367,7 keV-Linie im  $(n, \gamma)$ -Spektrum von natürlichem Blei wurde aus den in Ref.<sup>9</sup> vorliegende Daten eine Intensität von  $(87 \pm 4)\%$  ermittelt. Dabei wurde angenommen, daß der Einfangzustand von  $^{207}\text{Pb}$  mit  $(95 \pm 4)\%$  Wahrscheinlichkeit zum Grundzustand von  $^{208}\text{Pb}$  zerfällt. Als Einfangquerschnitt in natürlichem Blei wurde  $(0,171 \pm 0,002)$  barn ebenfalls aus Ref.<sup>9</sup> verwendet. In den  $\gamma$ -Linientabellen im folgenden sind die relativen Intensitätsfehler angegeben. Die zusätzlichen Fehler für Absolutintensitäten betragen bis 2 MeV etwa 10%, darüber etwa 15%.

Die Nichtlinearität des Meßsystems wurde bei Messungen, aus denen Energiewerte bestimmt werden sollten, nach dem in Ref.<sup>10</sup> angegebenen Verfahren mit Hilfe eines sehr linearen Hg-Präzisionsimpulsgebers (John Fluke Precision Decade Potentiometer 60A/C in einem Franklin Precision Pulse Generator, Modell 370) korrigiert. Um in der Nichtlinearitätsmessung auch Zählraten-abhängige Nichtlinearitätsänderungen zu vermeiden, wurde nach Mischung der Pulserpulse mit den normalen Detektorimpulsen nur die Speicherung,

<sup>9</sup> G. A. BARTOLOMEW, A. DOVEIKA, K. M. EASTWOOD, S. MONARO, L. V. GROSHEV, A. M. DEMIDOV, V. I. PELEKHOV u. L. L. SOKOLOVSKII, Nuclear Data A **3**, 367 [1967].

<sup>10</sup> D. F. CROUCH u. R. L. HEATH, U.S.AEC Report IDO-16923 [1963].

nicht aber die Analog-Digital-Konvertierung der normalen Detektorimpulse verhindert.

Die Energieeichung wurde in zwei Schritten vorgenommen: Zunächst wurden Eichlinien ( $^{57}\text{Co}$ ,  $^{75}\text{Se}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{88}\text{Y}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ) zusammen mit den  $(n, \gamma)$ -Linien in einer separaten Messung registriert. Aus diesem Spektrum ergaben sich die Energien von starken, dicht bei Eichlinien liegenden Linien aus dem  $(n, \gamma)$ -Spektrum mit guter Genauigkeit. Mit den Energien dieser Selenlinien wurde sodann die Energieeichung der verschiedenen  $(n, \gamma)$ -Spektren von Selen vorgenommen. Die  $\gamma$ -Linie vom Einfang in H ( $2223,29 \pm 0,07$  keV) war in hochenergetischen wie in niederenergetischen Spektren vorhanden und wurde ebenfalls zur Energieeichung herangezogen. Am hochenergetischen Ende diente als Energiebezugspunkt die in Ref.<sup>11</sup> als sekundärer Energiestandard verwendete Linie vom Neutroneneinfang in Pb ( $7367,73 \pm 0,5$  keV). Durch Vergleich mit dieser Linie erhielten wir für die Energie des Überganges vom Einfang zum Grundzustand in  $^{77}\text{Se}$ :  $7418,01 \pm 0,8$  keV.

Die Auswertung der Liniensposition und Liniensintensitäten, die Umrechnung in Energie- und Intensitätswerte unter Berücksichtigung der eben beschriebenen Eich- und Korrekturmessungen und die Anpassung der Energienverteilung an alle sicher ins Niveauschema eingeordneten  $\gamma$ -Übergänge erfolgte mit bereits beschriebenen ALGOL-Rechenprogrammen<sup>4, 12</sup> an der TR4-Rechenanlage des Leibniz-Rechenzentrums der Bayr. Akademie der Wissenschaften.

### 3. Meßergebnisse und ihre Interpretation

Wie Tab. 1 zeigt, standen nur geringe Mengen angereicherter Selenisotope zur Verfügung. Andererseits betrug der Einfanganteil von  $^{80}\text{Se}$  auch im angereicherten Zustand nur 27 Prozent vom gesamten Neutroneneinfang. Messungen mit natürlichem Selen als Targetsustanz spielen daher bei der Zuordnung von Linien zu den einzelnen Selenisotopen eine wichtige Rolle. Das als Target verwendete granulierte natürliche Selen (etwa 5 g) war auf 10 ppm rein (Verunreinigungen: As, Cu, Te, jeweils kleiner als 1 ppm; Halogene und Schwefel weniger als 5 ppm).

Abbildung 1 zeigt aus einem mit dem Paarspektrometer gemessenen  $\gamma$ -Spektrum vom Neutroneneinfang in natürlichem Selen den Bereich 4 bis 10,6 MeV. Die Energien der stärksten Linien und ihre Zuordnung zu den beteiligten Isotopen sind in der Abbildung angegeben. Wie die eingezzeichneten Neu-

tronenbindungsenergien der verschiedenen beim Einfang in Selen erzeugten Produktkerne zeigen, können alle Gamma-Linien über 8,03 MeV, der Neutronenbindungsenergie von  $^{75}\text{Se}$ , als sichere Primärübergänge in  $^{78}\text{Se}$  betrachtet werden.

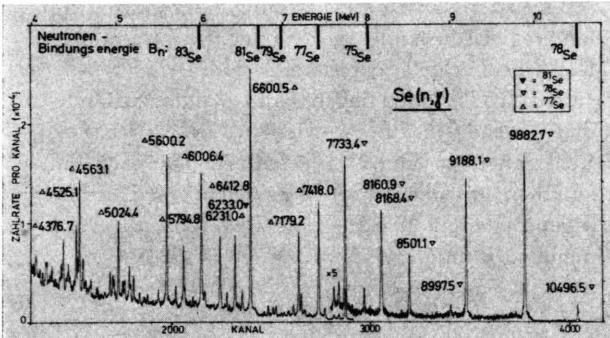


Abb. 1. Ausschnitt aus dem hochenergetischen  $(n, \gamma)$ -Spektrum vom Einfang thermischer Neutronen in natürlichem Selen. Die verschiedenen Selenisotope tragen zum Spektrum nur bis zu den eingezzeichneten Neutronenbindungsenergien bei.

Bei den zweidimensional gespeicherten Koinzidenzmessungen wurde natürliches Selen als Targetsustanz benutzt, u. a. deswegen, weil sich auf diese Weise aus einer einzigen Koinzidenzmessung brauchbare Koinzidenzspektren zu  $^{76}\text{Se}$  wie zu  $^{77}\text{Se}$ , deren Einfanganteile in natürlichem Selen 66,6% bzw. 27,7% betragen, gewinnen ließen. Die im folgenden bei den Kernen  $^{77}\text{Se}$  und  $^{78}\text{Se}$  diskutierten Koinzidenzbeziehungen wurden also aus der gleichen Messung gewonnen.

Die bereits zur Verfügung stehenden Informationen über die Kernstruktur der Selen-Isotope stammen zum größten Teil von sehr gründlichen  $(d, p)$ -,  $(d, t)$ - und  $(d, d')$ -Messungen von LIN<sup>13, 14</sup> und von verschiedenen, später im einzelnen zitierten Messungen des Zerfalls von As- und Br-Isotopen.  $(n, \gamma)$ -Messungen mit Ge(Li)-Detektoren sind mit Ausnahme von einigen hochenergetischen Linien in  $^{79}\text{Se}$  und  $^{81}\text{Se}$ <sup>15</sup> und von Messungen an natürlichem Selen<sup>10</sup> nicht veröffentlicht worden.  $(n, \gamma)$ -Messungen mit verschiedenen Szintillatoranordnungen, zusammengestellt in Ref.<sup>16</sup>, sind wegen der geringen Auflösung wenig zuverlässig.

<sup>11</sup> N. C. RASMUSSEN, Y. HUKAI, T. INOUYE u. V. I. ORPHAN, MIT NE-85 [1969].

<sup>12</sup> D. RABENSTEIN, PT HM-FRM-107, Juli 1970.

<sup>13</sup> E. K. LIN, Phys. Rev. **139**, B 340 [1965].

<sup>14</sup> E. K. LIN, Nucl. Phys. **73**, 613 [1965].

<sup>15</sup> I. F. BARCHUK, D. A. BAZOV, G. V. BELYKH, V. I. GOLOSHKIN, A. F. OGORODNIK u. A. V. MURZIN, Programm der 20. Konferenz über Kernspektroskopie und Struktur des Atomkerns, Akad. Wiss. UdSSR, Leningrad 1970, S. 48.

<sup>16</sup> A. ARTNA, Nucl. Data B1-4-1 bis B1-4-85, Vol. 1 [1966].

### I. $^{80}\text{Se}(\text{n},\gamma)^{81}\text{Se}$

Der vom  $^{81}\text{Se}$ -Niveauschema bereits bekannte Teil entstammt den ( $d, p$ )-Messungen von LIN<sup>13</sup>.  $^{81}\text{As}$ , das durch ( $\gamma, p$ )-Reaktion von MORINAGA et al.<sup>17</sup> erzeugt wurde, besitzt zwar eine Zerfallsenergie von 3,8 MeV, so daß die Bevölkerung einer ganzen Reihe angeregter Zustände in  $^{81}\text{Se}$  möglich wäre, MORINAGA beobachtete jedoch keine  $\gamma$ -Linie in  $^{81}\text{Se}$ , deren Intensität 1% überstiegen hätte. Analogzustände zu den Niveaus in  $^{81}\text{Se}$  wurden in  $^{81}\text{Br}$  durch ( $p, n$ )-Reaktionen in Ref.<sup>18, 19</sup> studiert. Die Ergebnisse stimmen mit den ( $d, p$ )-Messungen von Lin befriedigend überein bis auf eine Differenz, die im folgenden diskutiert wird.

#### A) Meßergebnisse

Im verwendeten 2g-Target war  $^{80}\text{Se}$  auf 93,7% angereichert. Mit dem Einfangquerschnitt von  $^{80}\text{Se}$  von  $0,61 \text{ b}^{16}$  entspricht diese Substanzmenge einem makroskopischen Einfangquerschnitt von  $50 \text{ mb} \cdot \text{mol}$ . Da nur 27% der eingefangenen Neutronen zum  $^{81}\text{Se}$ -Compoundkern führen, betrug der Querschnitt zur Bildung von  $^{81}\text{Se}$  nur  $14 \text{ mb} \cdot \text{mol}$  ( $0,85 \text{ mm}^2$ ). Diese Werte liegen nahe an der unteren Grenze, bis zu der beim gegenwärtig zur Verfügung stehenden Neutronenfluß Messungen mit unserem Paarspektrometer in vernünftiger Meßzeit noch sinnvoll sind.

Abbildung 2 zeigt ein mit dem Paarspektrometer in 120 Std. Meßzeit gewonnenes hochenergetisches Spektrum vom n-Einfang in angereichertem  $^{80}\text{Se}$ .

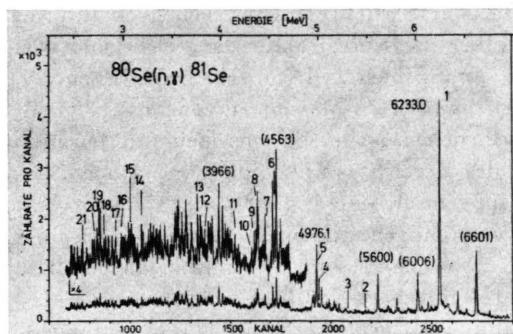


Abb. 2. Hochenergetisches  $\gamma$ -Spektrum vom n-Einfang in angereichertem  $^{80}\text{Se}$ . Zu  $^{81}\text{Se}$  gehörende Linien sind wie in Tab. 2 numeriert. Energien einiger großer  $\gamma$ -Linien vom Einfang in  $^{76}\text{Se}$  sind in Klammern angegeben.

Nur 2 starke, zu  $^{81}\text{Se}$  gehörende Linien, 6,2330 und 4,9761 MeV, finden sich in diesem Spektrum.

Die übrigen, dem  $^{81}\text{Se}$  zugeschriebenen Übergänge, die in Tab. 2 zusammengestellt sind, wurden durch sehr genauen Vergleich mit dem Spektrum von natürlichem Selen (vgl. Abb. 1) und dem Untergrundspektrum identifiziert. Einige starke, im Spektrum ebenfalls vorhandene Linien von  $^{77}\text{Se}$  wurden zur Orientierung in Klammern angegeben.

Die entsprechende Messung im niederenergetischen Bereich (bis 2 MeV), die wegen der größeren Nachweiswahrscheinlichkeit in diesem Bereich erheblich weniger Meßzeit benötigte, wird in Abb. 3 einer Messung an natürlichem Selen gegenübergestellt. Die meisten der von uns gefundenen niederenergetischen Linien in  $^{81}\text{Se}$  (Tab. 3) sind in Abb. 3 gekennzeichnet; mit Ausnahme der sehr starken 468 keV-Linie und der Peaks bei 491 und 1725 keV sind fast alle  $^{81}\text{Se}$ -Peaks recht klein. Es ist daher nicht ausgeschlossen, daß einige wichtige  $\gamma$ -Übergänge in  $^{81}\text{Se}$  von stärkeren Peaks, die vom Einfang in  $^{76}\text{Se}$  oder  $^{77}\text{Se}$  herrühren, nicht getrennt werden konnten.

Vom Einfang im angereicherten  $^{81}\text{Se}$ -Target wurden bisher nur in 2 Einzelmessungen die mit 468 und mit 491 keV koinzidenten  $\gamma$ -Übergänge bestimmt (eine spätere zweidimensionale Koinzidenzmessung ist vorgesehen). Die gefundenen Koinzidenzen sind am Ende der Tab. 3 angegeben.

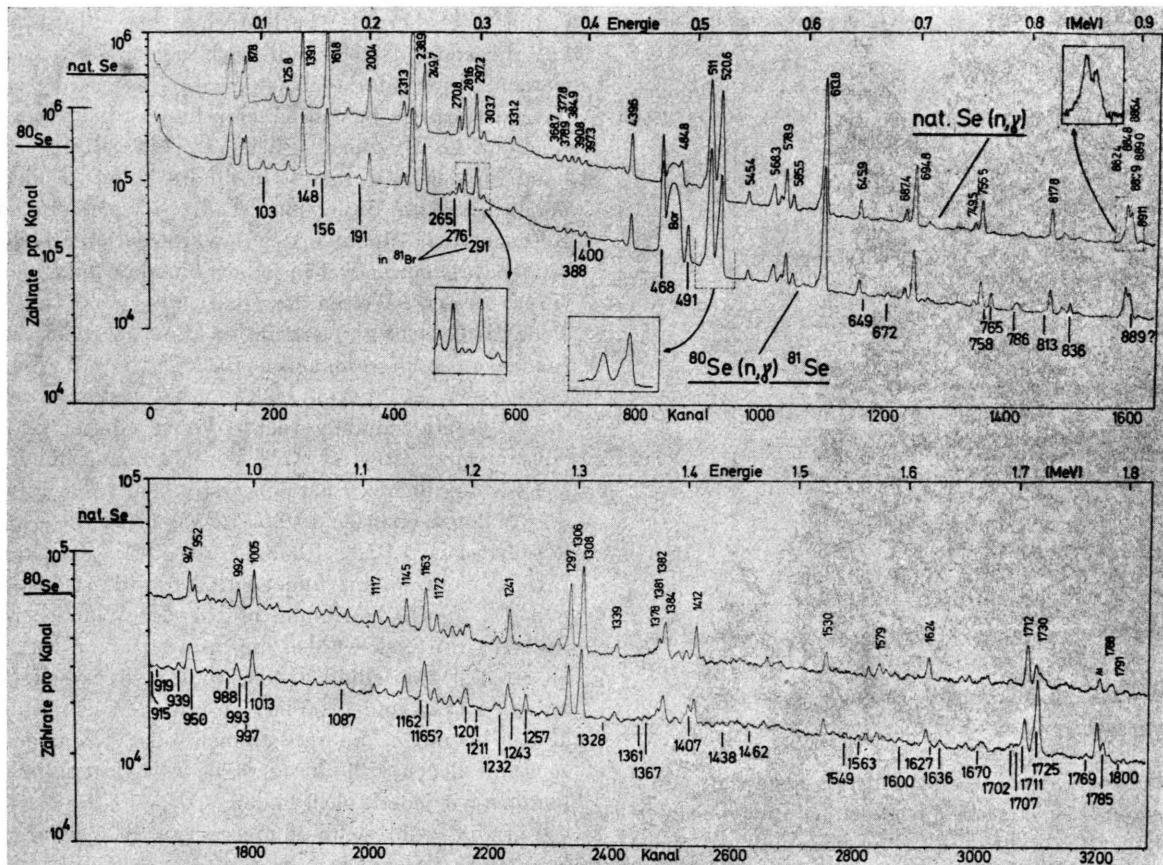
#### B) Konstruktion des Niveauschemas

Abbildung 4 zeigt das von uns vorgeschlagene Zerfallschema des Einfangzustandes  $^{80}\text{Se} + n$ . Die vier tiefsten Zustände entsprechen den durch ( $d, p$ )-Reaktionen von Lin gefundenen vier tiefsten Niveaus. Die energetische Übereinstimmung dieser und einer Reihe höher liegender Zustände mit den in Lin's Arbeit zitierten, nicht publizierten ( $d, p$ )-Energien von C. F. Carter, Jr. (MIT) ist so ausgezeichnet, daß diese Energiewerte beim Vergleich mit den ( $d, p$ )-Messungen hier anstelle von Lin's etwas ungenauerer Energien verwendet werden. Das Energieniveau bei 491 keV wurde in den ( $d, p$ )-Messungen nicht beobachtet. Vermutlich konnte es vom 24 keV tiefer liegenden 468 keV-Niveau nicht getrennt werden. Auf Grund von einigen Koinzidenzbeziehungen (siehe Niveauschema und Tab. 3) und

<sup>17</sup> H. MORINAGA, T. KUROYANAGI, H. MITSUI u. K. SHODA, J. Phys. Soc. Japan **15**, 213 [1960].

<sup>18</sup> D. P. BALAMUTH, G. P. COUCHELL u. G. E. MITCHELL, Phys. Rev. **170**, 995 [1968].

<sup>19</sup> I. ZIONI, A. A. JAFFE, CH. DRORY u. M. HARCHOL, Nucl. Phys. **A 109**, 401 [1968].



Tab. 2. Hochenergetische Gammaübergänge in  $^{81}\text{Se}$ .

	Gamma-Energie [keV]	Gamma-Intensität pro 100 Ein-fänge in $^{80}\text{Se}$	Einordnung des Übergangs
1	6233,0 (15)	33,1 (55)	E — 468
2	5469,7 (12)	0,45 (15)	E — 1233
3	5295,3 (17)	0,22 (10)	E — 1407
4	4997,5 (17)	0,43 (14)	E — 1703
5	4976,1 (10)	8,65 (230)	E — 1725
6	4540,4 (24) Z	0,50 (20)	
7	4447,5 (10)	1,86 (25)	E — 2252
8	4366,2 (10)	1,96 (36)	E — 2333
9	4336,6 (20)	0,70 (30)	
10	4310,6 (14) Z	0,50 (20)	
11	4133,7 (12)	0,83 (15)	E — 2569
12	3820,4 (18) Z	0,55 (15)	
13	3748,3 (10)	1,68 (40)	E — 2953
14	3175,4 (10)	1,16 (20)	E — 3526
15	3056,5 (15)	1,00 (15)	
16	2966,0 (13)	1,08 (20)	
17	2910,1 (12)	1,35 (20)	
18	2792,1 (20)	0,68 (22)	
19	2731,3 (13)	1,07 (20)	
20	2694,0 (10)	1,32 (20)	
21	2570,0 (15)	1,37 (20)	2569 — 0
22	2485,6 (20)	0,65 (20)	2953 — 468

E = Einfangzustand; Z = Existenz zweifelhaft

vollständig. Unter 2 MeV dürften aber viele von den meßbar bevölkerten Zuständen gefunden sein, was gestützt wird durch die Tatsache, daß die meisten Linien unter 2 MeV, die sicher zu  $^{81}\text{Se}$  gehören, ins Niveauschema eingeordnet werden konnten.

Ein möglicherweise vorhandenes, bei etwa 1150 keV liegendes Niveau soll noch eigens diskutiert werden. Eine starke Analogresonanz zu diesem Niveau wurde in beiden Untersuchungen der (p, n)-Reaktion an  $^{80}\text{Se}$  beobachtet<sup>18, 19</sup>. Eine Einschränkung für den Spin dieses Zustandes ist leider nicht möglich, obwohl BALAMUTH et al.<sup>18</sup> l-Werte einiger Resonanzen bestimmten. Die l-Werte der interessierenden Resonanzen stehen jedoch offenbar im Widerspruch zu den l-Werten der (d, p)-Messungen<sup>13</sup>.

BALAMUTH et al. verknüpfen die von ihnen gefundenen Analogresonanzen 1,02, 1,15, 1,23 MeV mit den Niveaus 1,053, 1,233, 1,304 MeV und finden Übereinstimmung der l-Werte dieser drei Niveaupaaare. ZIONI et al.<sup>19</sup>, deren Untersuchungen sich bis zu höheren Energien erstrecken, verknüpfen die Analogresonanzen 1,026, 1,233, 1,390 MeV mit den Niveaus 1,053, 1,233, 1,407 MeV. Zu ihrer 1,155 MeV-Resonanz findet sich kein (d, p)-Analogon. Da die 2. Zuordnung mit großer Wahrscheinlichkeit richtig ist, werden die Spinwerte von BALAMUTH et al. zweifelhaft. Das vermutete Niveau dürfte zwischen 1125 und 1165 keV zu erwarten sein. Stärkere Übergänge, Energiesummen oder Koinzidenzen, mit denen sich dieses Niveau festlegen ließe, konnten wir jedoch nicht finden.

Für die Neutronenbindungsenergie in  $^{81}\text{Se}$  ergaben unsere Messungen

$$B_n = (6701,2 \pm 1,2) \text{ keV}.$$

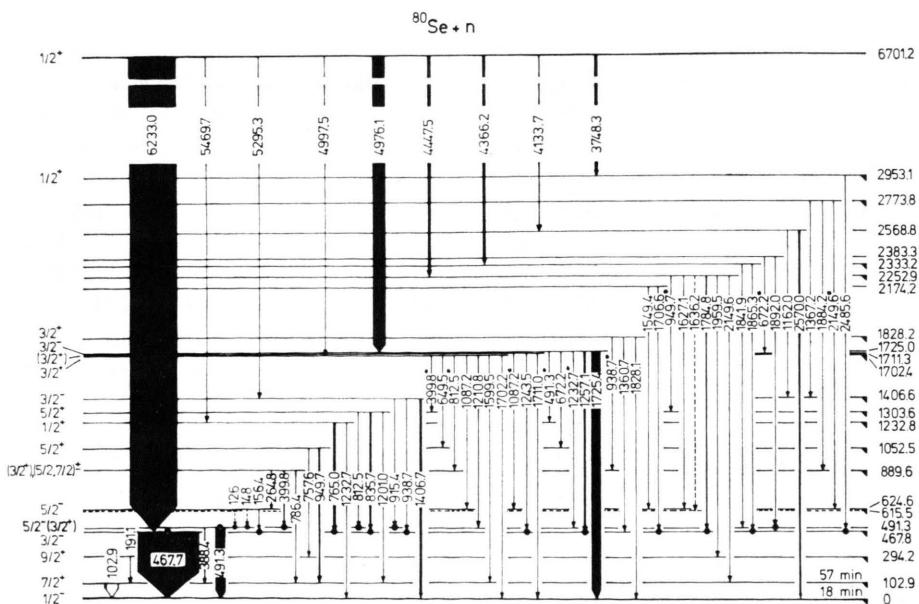


Abb. 4. Zerfallschema des Einfangzustandes  $^{80}\text{Se} + n$ . Die Breite der Linien ist proportional zu ihrer Intensität. Mehrfach eingeordnete Linien sind mit einem Stern gekennzeichnet, zweifelhafte Linien sind gestrichelt. Dreieck bedeutet „durch (d, p) bevölkert“.

Tab. 3. Niederenergetische Linien in  $^{81}\text{Se}$ .

	Gamma-Energie [keV]	Gamma-Intensität pro 100 Ein-fänge in $^{88}\text{Se}$	Einordnung des Übergangs
1	102,89 (10)	1,11 (8)	103 — 0
2	126 (1) Z	<0,1	616 — 491
3	148 (1) Z	<0,1	616 — 468
4	156,4 (3)	0,24 (4)	624 — 468
5	191,05 (20)	0,66 (6)	294 — 103
6	264,8 (3)	0,16 (4)	889 — 624
7	388,4 (3)	0,67 (5)	491 — 103
8	399,8 (6)	0,14 (4)	889 — 491
9	467,74 (15)	43,9 (45)	468 — 0
10	491,33 (15)	6,2 (5)	491 — 0
11	649,5 (5)	0,17 (4)	1703 — 1052
12	672,19 (25)	0,51 (5)	1725 — 1052
13	721,3 (6) Z	0,8 (3)	
14	757,6 (3)	0,47 (10)	1053 — 294
15	765,04 (20)	1,54 (13)	1233 — 468
16	786,4 (4)	0,56 (15)	889 — 103
17	788,5 (5)	<0,6	
18	799,6 (7) Z	0,06 (3)	
19	805,1 (7) Z	0,08 (4)	
20	812,5 (6)	0,28 (4)	1303 — 491
21	835,74 (20)	1,10 (12)	1303 — 468
22	889 (1) Z	0,7	889 — 0
23	915,4 (6)	0,10 (4)	1407 — 491
24	918,8 (5)	0,15 (5)	
25	938,73 (30)	0,36 (4)	1407 — 468
26	949,65 (25)	1,25 (15)	1053 — 103
27	987,7 (8) Z	0,09 (4)	
28	993,0 (8) Z	0,29 (11)	
29	997,3 (7)	0,20 (9)	
30	1012,7 (5) Z	0,25 (5)	
31	1087,2 (4)	0,24 (6)	1711 — 624
32	1162,0 (10)	0,7 (3)	2569 — 1407
33	1164,5 (4)	<0,8	
34	1201,0 (10)	0,4 (3)	1303 — 103
35	1210,8 (10)	0,7 (4)	1703 — 491
36	1232,7 (4)	0,33 (6)	1233 — 0
37	1243,54 (25)	0,66 (6)	1711 — 468
38	1257,14 (20)	1,11 (9)	1725 — 468
39	1327,7 (8)	0,15 (5)	
40	1360,7 (10)	0,24 (5)	1828 — 468
41	1367,2 (10)	0,33 (5)	2774 — 1407

Tabelle 3 (Fortsetzung)

	Gamma-Energie [keV]	Gamma-Intensität pro 100 Ein-fänge in $^{88}\text{Se}$	Einordnung des Übergangs
42	1406,7 (4)	1,3 (2)	1407 — 0
43	1438,2 (7) Z	0,22 (6)	
44	1462,3 (3) Z	0,21 (6)	
45	1549,4 (7)	0,30 (5)	2174 — 624
46	1562,5 (5)	0,24 (4)	
47	1599,5 (5)	0,35 (4)	1702 — 103
48	1627,1 (10)	0,28 (5)	2253 — 624
49	1636,2 (8) Z	0,38 (7)	2253 — 616
50	1670,0 (6) Z	0,33 (5)	
51	1702,2 (10)	0,33 (11)	1702 — 0
52	1706,6 (7)	0,52 (6)	2174 — 468
53	1711,0 (6)	0,55 (8)	1711 — 0
54	1725,4 (3)	5,9 (5)	1725 — 0
55	1769,3 (6)	0,33 (5)	
56	1784,8 (8)	0,90 (24)	2253 — 468
57	1799,5 (6) Z	0,24 (6)	
58	1828,1 (4)	0,39 (5)	1828 — 0
59	1841,9 (5)	0,26 (5)	2333 — 491
60	1858,5 (10) Z	0,13 (4)	
61	1865,3 (3)	0,57 (7)	2333 — 468
62	1884,2 (5)	0,50 (6)	2774 — 889
63	1892,0 (8)	0,24 (5)	2383 — 491
64	1896,3 (8)	0,38 (6)	
65	1951,3 (4)	0,60 (7)	
66	1959,5 (5)	0,42 (7)	2253 — 294
67	2032,2 (6)	0,40 (2)	
68	2041,1 (5)	0,40 (1)	
69	2051,0 (8) Z	0,21 (8)	
70	2149,6 (8)	0,32 (8)	2253 — 103
71	2151,3 (6)	0,8 (2)	
72	2162,3 (7)	1,10 (3)	
73	2207,1 (6)	0,38 (11)	
74	2218,6 (10) Z	0,7 (3)	
75	2273,2 (6)	0,48 (20)	

Z = Existenz zweifelhaft

mit Übergang Koinzidente Linien (Nr.):

467,7 keV: 3 ?, 4, 8 ?, 15, 21, 25, 37, 38, 44, 45, 52, 56,

491,3 keV: 57, 61

491,3 keV: 2 ?, 8 ?, 20, 23, ,26 ?, 49 ?, 63

Dieser Wert liegt merklich unter allen veröffentlichten  $B_n$ -Werten. Bei MATTUAUCH findet sich  $B_n = (6715 \pm 6) \text{ keV}$ <sup>20</sup>, in Ref.<sup>16</sup>  $B_n = (6714,4 \pm 7,5) \text{ keV}$ .

### C) Spins und Paritäten, Verzweigungsverhältnisse und die Struktur der Energiezustände

Die Verzweigungsverhältnisse beim Zerfall der Energiezustände, die durch die  $(n, \gamma)$ -Reaktion bevölkert werden, lassen sich verwenden, um Spins und Paritäten verschiedener Zustände, insbesondere

<sup>20</sup> I. E. H. MATTUAUCH, Nucl. Phys. **67**, 32 [1965].

der neu gefundenen, einzuschränken oder festzulegen. Die Richtigkeit der  $J^\pi$ -Zuordnungen für die Niveaus 624, 1052, 1233 und 1304 keV durch Lim's (d, p)-Arbeit<sup>13</sup> wurde hierbei vorausgesetzt. Bei diesen Überlegungen wurde auch die Niveaustuktur der benachbarten Se-Kerne und die der ug-Ag-Isootope, deren Protonenzahl ebenso groß ist wie die Neutronenzahl von  $^{81}\text{Se}$ , zum Vergleich herangezogen.

Zustände, zu denen E1-Übergänge vom Einfangzustand ( $1/2^+$ ) aus erfolgen, besitzen negative Parität und Spin  $1/2$  oder  $3/2$ . An Hand einer Zusam-

menstellung reduzierter Gamma-Übergangsbreiten<sup>21</sup> läßt sich abschätzen, welche Primärübergänge so intensiv sind, daß sie kaum M1-Charakter besitzen können.

Zu diesem Zweck wird die Strahlungsstärke

$$k_{M1} = J\gamma \cdot I\gamma / (E\gamma^3 D)$$

für M1-Übergänge berechnet und mit dem für M1-Strahlung maximal auftretenden  $(k_{M1})_{\max} \approx 4 \cdot 10^{-8}$  MeV<sup>-3</sup> verglichen.  $E\gamma$  und  $J\gamma$  sind dabei Energie bzw. absolute Intensität des untersuchten Primärübergangs. Der Wert für die totale Strahlungsbreite,  $I\gamma = 320$  meV, wurde Ref. <sup>22</sup>, der für den mittleren Niveaustand für  $1/2^+$ -Zustände in <sup>81</sup>Se bei der n-Bindungsenergie,  $D = (4,3 \pm 1,0)$  keV, Ref. <sup>23</sup> entnommen. Die  $k_{M1}$ -Werte für den 6,233 MeV und den 4,976 MeV-Übergang,  $10,4 \cdot 10^{-8}$  bzw.  $5,3 \cdot 10^{-8}$  MeV<sup>-3</sup>, liegen höher als  $(k_{M1})_{\max}$ . Diese beiden Primärübergänge dürften also E1-Charakter besitzen.

#### Grundzustand:

Der Spin des Grundzustandes von <sup>81</sup>Se wurde nicht auf direkte Weise gemessen, da <sup>81</sup>Se mit einer Halbwertszeit von 18,6 min nach <sup>81</sup>Br zerfällt. Die (d, p)-Messungen<sup>13</sup> ergaben  $l_n = 1$  für den Grundzustand von <sup>81</sup>Se, seine Parität ist also negativ. Die Möglichkeit  $J^\pi = 3/2^-$  scheidet aus, da zum  $5/2^-$ -Niveau bei 277 keV in <sup>81</sup>Br kein  $\beta$ -Übergang beobachtet wurde<sup>24</sup>. Der Charakter des Grundzustandes, für den damit nur  $J^\pi = 1/2^-$  verbleibt, wird durch das Fehlen von Übergängen zwischen den  $5/2^+$ -Zuständen und dem Grundzustand in unseren Messungen gestützt und fügt sich überdies als  $p_{1/2}$ -Quasiteilchen-Zustand gut in die Systematik der anderen guselenisotope ein. Bemerkenswert ist die Tatsache, daß vom  $1/2^+$ -Einfangzustand zum Grundzustand kein primärer Übergang meßbarer Intensität gefunden wurde. Dieser Übergang muß, obwohl E1-Strahlung möglich wäre, schwächer sein als 0,2%.

*102,9 keV (57,3 min) und 294,2 keV:* Der isomere 103 keV-Übergang tritt, obwohl stark konvertiert, im Spektrum (Abb. 3) deutlich auf. Der Spin des 103 keV-Zustandes spielt bei der Diskussion des Isomerenverhältnisses eine entscheidende Rolle.

<sup>21</sup> G. A. BARTHOLOMEW, Ann. Rev. Nucl. Sci. **11**, 259 [1961].  
<sup>22</sup> BNL 325, 2nd ed. (1966), Neutron Cross Sections.

<sup>23</sup> J. E. LYNN, The Theory of Neutron Resonance Reactions, Clarendon Press, Oxford 1968.

$l_n = 4$  bedeutet  $J^\pi = 7/2^+$  oder  $9/2^+$ . Für  $7/2^+$  sprechen folgende Fakten: Dem nächsthöheren Zustand, der ebenfalls  $l_n = 4$  besitzt, dürfte der Charakter  $9/2^+$  zukommen. Der spektroskopische Faktor für diesen Zustand ist so hoch, daß es sich bei ihm um den bei dieser Energie zu erwartenden  $g_{9/2}$ -Neutronenzustand handeln muß. Er wird fast 20-mal geringer bevölkert als das 103 keV-Niveau. Ein zweiter  $g_{9/2}$ -Zustand wurde in keinem anderen Se-Kern beobachtet. Ein kürzlich bestimmter Wert für das Konversionsverhältnis des 103 keV-Übergangs  $\alpha_K = 8,4 \pm 0,4$  entspricht einem E3-Übergang, dem  $(4,5 \pm 0,6)\%$  M4 beigemischt ist<sup>25</sup>.

*K/L*-Verhältnis und Halbwertszeit sprechen ebenfalls für E3. Eine zusätzliche Untermauerung des Spins  $7/2$  aus dem Zerfall von <sup>(80)Se + n</sup> läßt sich auf Grund der vorliegenden Messungen nicht geben, vor allem weil die Existenz eines  $\gamma$ -Übergangs vom 624 keV- $5/2^-$ -Zustand nach 103 keV ungewiß ist.

Der 294,2 keV-Zustand ( $9/2^+$ ) wird nur vom 1052,5 keV-Niveau ( $5/2^+$ ) und vom 2253 keV-Niveau bevölkert. Er kann nur zum isomeren Zustand zerfallen.

*467,8 keV:* Zu diesem Niveau ( $l_n = 1$ ) führt ein sehr starker Übergang vom Einfangzustand, der nach unserer Messung mit einer Häufigkeit von  $(33,1 \pm 5,5)\%$  pro n-Einfang auftritt. BARCHUK et al.<sup>15</sup> fanden in <sup>81</sup>Se nur diesen Primärübergang (ihre Energie: 6229 keV) und schrieben ihm eine Intensität von 46,5% zu. Wegen eines starken Übergangs vom 1304 keV-Zustand ( $5/2^+$ ) aus muß für das 468 keV-Niveau  $J^\pi = 3/2^-$  und nicht  $1/2^-$  gewählt werden.

*491,3 keV:* Der Zerfall des 491 keV-Niveaus zum Grundzustand und, schwächer, zum isomeren Zustand schränkt seine Spinwerte auf  $J^\pi = 3/2^+$  oder  $5/2^-$  ein. Da kein Übergang vom 1233 keV-Zustand ( $1/2^+$ ) gefunden wurde, bevorzugen wir  $5/2^-$ , obwohl  $3/2^+$  nicht ausgeschlossen werden kann. Ein  $5/2^-$ -Zustand im gleichen Energiebereich und mit ähnlichen Eigenschaften wird auch bei Ag-Isotopen<sup>26</sup> (Abb. 5) beobachtet. Zusammen mit dem (468 keV,  $3/2^-$ )-Zustand dürfte dieses  $5/2^-$ -Niveau durch schwache Kopplung eines  $p_{1/2}$ -Neutrons an den ersten core-Anregungszustand zustande kommen

<sup>24</sup> W. H. ZOLLER u. W. B. WALTERS, Phys. Rev. **185**, 1541 [1969].

<sup>25</sup> P. V. RAO u. R. W. FINK, Phys. Lett. **26 B**, 618 [1968].

<sup>26</sup> G. BERZIN, M. E. BUNKER u. J. W. STARNER, Nucl. Phys. **A 126**, 273 [1969].

(de-Shalit, Ref.<sup>27)</sup>. Diese Interpretation könnte durch eine Untersuchung der noch unbekannten Lebensdauer des „core-Multipletts“, sowie der Multipolarität der Übergänge zum Grundzustand geprüft werden. Infolge der ungewöhnlich geringen Aufspaltung des vermutlichen Multipletts ist der M1-Übergang zwischen den beiden Zuständen, der nur eine Umorientierung von core- und Teilchenspins erfordert, neben dem E2-Übergang zum Grundzustand (491 keV) kaum zu beobachten.

**624,6 keV:** Dieser Zustand ( $5/2^-$ ) kann als  $f_{5/2}$ -Quasilochzustand betrachtet werden. Die geringe Anregung durch die (d, p)-Reaktion wird so verständlich; denn die  $f_{5/2}$ -Unterschale ist in  $^{81}\text{Se}$  ziemlich voll besetzt. Allerdings ist der (d, t)-Querschnitt<sup>14</sup> für diesen Zustand kleiner als man es dieser Erklärung zufolge erwarten würde.

**889,6 keV:** Lin's Vermutung  $l_n=0$  und damit  $J^\pi=1/2^+$  für diesen Zustand läßt sich mit dem Zerfall, der nur nach  $5/2^-$  und  $7/2^+$ -Zuständen erfolgt, nicht vereinbaren. Ob auch ein Übergang zum Grundzustand vorhanden ist, der  $5/2^+$  und höhere Spins für diesen Zustand ausschließen würde, läßt sich aus der komplizierten Liniengruppe bei 885 keV im Gammaspektrum nicht ersehen.

**1052,5 keV und 1303,6 keV:** Für beide Zustände wurde  $l_n=2$  gefunden. Ihre Anregung in der (d, p)-Reaktion ist relativ stark, in der (d, t)-Reaktion schwach. Beide Zustände dürften also große  $d_{5/2}$ -Quasiteilchen-Anteile besitzen;  $d_{3/2}$ -Zustände werden erst bei höheren Energien erwartet. Die beiden Zustände unterscheiden sich stark in der Art, wie sie zerfallen. Bei 1052 keV erfolgt dies offenbar ausschließlich zum  $9/2^+$ -Zustand und (für einen M1-Übergang relativ schwach) zum anomal koppelnden  $7/2^+$ -Zustand. Ein recht schwacher Übergang zum 468 keV-Niveau ist nicht ausgeschlossen, konnte in den Koinzidenzmessungen aber nicht nachgewiesen werden. Das 1303 keV-Niveau bevorzugt offensichtlich die beiden kollektiven Anregungszustände 468 und 491 keV. Dieser Unterschied läßt sich verstehen, wenn man annimmt, daß dem Zustand bei 1052 keV die Konfiguration  $g_{9/2}$ -Teilchen gekoppelt an eine  $2^+$ -Rumpfschwingung beigemischt ist.

**1232,8 keV:** Dieses Niveau wird stark in der (d, p)-Reaktion angeregt, besitzt  $l_n=0$  und damit  $J^\pi=1/2^+$ . Der Primärübergang vom Einfangzustand zum 1233 keV-Niveau hat also M1-Charakter. Bei

diesem Zustand dürfte die  $3s_{1/2}$ -Schale mit einem Quasiteilchen besetzt sein.  $\gamma$ -Übergänge erfolgen allerdings wesentlich rascher zum kollektiven Anregungszustand bei 468 keV als zum Grundzustand.

**1406,6 keV:** Dieser  $l_n=1$ -Zustand wird durch (d, t) stärker als durch (d, p) angeregt; er besitzt also  $p_{3/2}$ -Loch-Charakter, d. h.  $J^\pi=3/2^-$ . Der Primärübergang zu diesem Niveau in der  $(n, \gamma)$ -Reaktion ist schwach.

**Zustände bei 1700 keV:** Carter gibt als Energie die dem 1702,4 keV-Niveau entsprechende von 1704 keV, Lin allerdings zu einem  $l_n=2$ -Zustand die Energie 1,73 MeV. Da wir bei 1700 keV 3 Niveaus annehmen, können wir uns hier nur wenig auf die (d, p)-Messungen verlassen. Zum 1702,4 keV-Niveau führt ein schwacher Primärübergang; wir finden Übergänge zu 103 keV ( $7/2^+$ ) und zum Grundzustand ( $1/2^-$ ). Mit einem  $J^\pi=3/2^+$ -Charakter ist dieses Verhalten am besten zu erklären.  $3/2^+$  wird auch von Lin vorgeschlagen, damit ein  $d_{3/2}$ -Quasiteilchenzustand. Das Niveau bei 1711,3 keV zerfällt zum Grundzustand ( $1/2^-$ ), zum ersten  $3/2^-$ -Niveau (468 keV) und zum  $5/2^-$ -Zustand bei 624 keV. Auch für diesen Zustand wird daher  $J^\pi=3/2^+$  vorgeschlagen. Zum Niveau bei 1725 keV, das von der (d, p)-Reaktion zumindest nicht stark besetzt wird, führt der zweitstärkste Primärübergang vom n-Einfang-Zustand, es hat also negative Parität. Auch hier dürfte eine Messung der Multipolarität der Übergänge zum Grundzustand und zum 468 keV-Zustand sehr interessant sein. Durch den Übergang zum  $5/2^+$ -Zustand (1052,5 keV) wird  $J^\pi=1/2^-$  praktisch ausgeschlossen, so daß  $J^\pi=3/2^-$  bleibt.

**1828 keV:** Der Übergang vom 1828,2 keV-Niveau ( $l_n=2$ ) zum Grundzustand spricht für die Wahl von  $J^\pi=3/2^+$ , während von Lin  $J^\pi=5/2^+$  bevorzugt wurde.

Die höherliegenden Zustände sollen nicht diskutiert werden, da das Niveauschema hier unvollständig und die Übereinstimmung mit den (d, p)-Messungen unsicher ist.

#### D) Vergleich mit ähnlichen Kernen und Beschreibung durch Phonon-Quasiteilchen-Kopplung

$^{81}\text{Se}$  besitzt eine gerade Zahl von Protonen und 47 Neutronen, zum Abschluß der Neutronenschale bei  $N=50$  fehlen also drei Neutronen. Als tiefliegende Quasiteilchenzustände können  $(g_{9/2}^{-3})$ - und  $(g_{9/2}^{-2}, p_{1/2})$ -Konfigurationen erwartet werden.

Die analoge Situation in der Besetzung der Pro-

<sup>27</sup> A. DE SHALIT, Phys. Rev. **122**, 1530 [1961].

tonenniveaus findet sich bei den Ag-Isotopen.  $^{107}\text{Ag}$  wurde von de-Shalit in seiner das Teilchen-core-Modell begründenden Arbeit<sup>27</sup> als ein Testkern benutzt. Die Beschreibung der Anregungszustände dieses Kerns durch schwache Phonon-Quasiteilchen-Kopplung wurde seither in mehreren Arbeiten<sup>28-30</sup> eingehend untersucht. Ein Vergleich von  $^{81}\text{Se}$  und  $^{107}\text{Ag}$  und die Suche nach analogen Anregungszuständen in beiden Kernen bietet sich an, da von den Kernen mit Neutronenzahl 47 und gerader Protonenzahl  $^{81}\text{Se}$  jetzt derjenige ist, der das am besten bekannte Termschema besitzt.

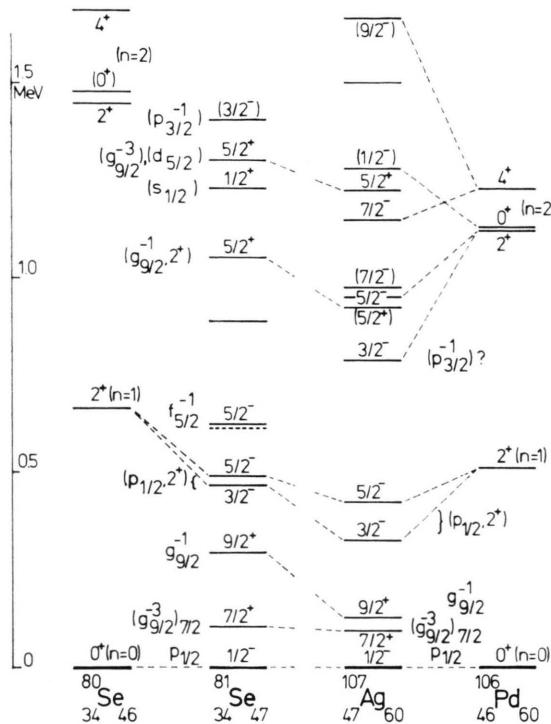


Abb. 5. Vergleich der Niveauschemata von  $^{81}\text{Se}$  und  $^{107}\text{Ag}$  und Klassifizierung der Energiezustände im Modell schwächer Phonon-Quasiteilchen-Kopplung.

Die Gegenüberstellung in Abb. 5 zeigt eine eindeutige Korrespondenz zwischen den beiden Niveauschemata bis zur Energie der beiden kollektiven  $3/2^-$ - und  $5/2^-$ -Zustände. Dieses Dublett ( $1/2^-, 2^+$ ), das durch schwache Kopplung eines  $p_{1/2}$ -Quasiteilchens mit dem kollektiven  $2^+$ -Zustand der be-

nachbarten gg-Kerne entsteht, liegt in beiden Kernen um etwa den gleichen relativen Betrag tiefer als das  $2^+$ -Niveau im zugehörigen gg-Kern. In  $^{107}\text{Ag}$  wurde durch inelastische Protonenstreuung<sup>30</sup> zusätzlich ein vollständiger Satz von Zuständen negativer Parität gefunden, wie man sie von der Kopplung des  $p_{1/2}$ -Protons an das Zwei-Phononentriplett erwartet. Korrespondierende Zustände im  $^{81}\text{Se}$ -Niveauschema fehlen vorläufig, es treten jedoch zwei  $5/2^+$ -Zustände auf, zu denen Gegenstücke im  $^{107}\text{Ag}$ -Niveauschema vorhanden sind. Die Verzweigungsverhältnisse der einander entsprechenden Zustände stimmen, wie Tabelle 4 zeigt, überraschend gut überein, so daß also offenbar auch bei höheren Energien Ähnlichkeiten zwischen beiden Kernen durchaus vorhanden sind. Mögliche Interpretationen der beiden Zustände wurden bereits erwähnt: Zum niedrigliegenden  $5/2^+$ -Zustand von  $^{81}\text{Se}$  dürfte die Konfiguration  $g_{9/2}$ -Proton, gekoppelt an den ersten  $2^+$ -Vibrationszustand, einen bedeutenden Beitrag liefern. Der höherliegende  $5/2^+$ -Zustand kann als  $(g_{9/2}^{-3})$ -Zustand verstanden werden. Die anderen 4 Zustände des  $(g_{9/2}, 2^+)$ -Multipletts und die  $(g_{9/2}^{-3})$ -Zustände mit höheren Spins als  $9/2$  sind bisher nicht bekannt. Die Suche nach diesen Zuständen positiver Parität, hohen Spins und geringen Einteilchencharakters könnte bessere Kriterien für die Brauchbarkeit der im folgenden kurz wiedergegebenen Versuche der theoretischen Beschreibung der Zustände positiver Parität liefern.

Tiefliegende Zustände mit positiver Parität ergeben sich aus der Kopplung der drei  $g_{9/2}$ -Lochzustände und der Kopplung dieser Zustände, insbesondere des  $9/2^+$ -Einteilchenzustände, an Phononen. Nach KISSLINGER und SORENSEN<sup>31</sup> ist eine korrekte Beschreibung der tiefliegenden  $7/2^+$ -,  $9/2^+$ - und, wenn vorhanden,  $5/2^+$ -Zustände bei Se- bzw. Ag-Kernen im pairing-plus-quadrupole-Modell durch  $g_{9/2}$ -Einteilchen-Phononkopplung nicht zu erwarten. TALMI und UNNA<sup>32</sup> berechneten die Zustände des  $g_{9/2}^{-3}$ -Multipletts für  $^{84}\text{Sr}$ , das ebenfalls  $N=47$  besitzt. Die errechnete Termfolge wird in Abb. 6 mit den Energien der  $^{81}\text{Se}$ -Zustände positiver Parität verglichen. Einer der  $3/2^+$ -Zustände von  $^{81}\text{Se}$  bei 1700 keV könnte, wie der Vergleich zeigt, ein Mit-

<sup>28</sup> N. L. LARK, P. F. A. GOUDSMIT, J. F. W. JANSEN, J. E. J. OBERSKI u. A. H. WAPSTRA, Nucl. Phys. **35**, 582 [1962].

<sup>29</sup> J. L. BLACK u. W. GRUHLE, Nucl. Phys. A **93**, 1 [1967].

<sup>30</sup> J. L. C. FORD, JR., C. Y. WONG, T. TAMURA, R. L. ROBINSON u. P. H. STELSON, Phys. Rev. **158**, 1194 [1967].

<sup>31</sup> L. S. KISSLINGER u. R. A. SORENSEN, Rev. Mod. Phys. **35**, 853 [1963].

<sup>32</sup> I. TALMI u. I. UNNA, Nucl. Phys. **19**, 225 [1960].

Tab. 4. Verzweigungsverhältnisse für die beiden tiefsten  $5/2^+$ -Zustände in  $^{81}\text{Se}$ ,  $^{77}\text{Se}$  und  $^{107}\text{Ag}$ .

	$E_\gamma$ [keV]	%	$E_\gamma$ [keV]	%	$E_\gamma$ [keV]	%
<b>1. <math>5/2^+</math>-Zustand</b>						
$5/2^+ \rightarrow 7/2^+$	$^{107}\text{Ag}$ , 922 keV, $5/2^+$		$^{81}\text{Se}$ , 1052,5 keV, $5/2^+$		$^{77}\text{Se}$ , 301,0 keV, $5/2^+$	
$\rightarrow 9/2^+$	829	68	950	$77 \pm 9$	139	$88 \pm 5$
$\rightarrow 3/2^-$	796	29,6	758	$23 \pm 5$	126	$9,0 \pm 0,7$
$\rightarrow 5/2^-$	597	2,1	(585)	$< 10$	62	$0,2 \pm 0,1$
	499	$< 10$	(562)	$< 10$	51	$2,7 \pm 0,9$
<b>2. <math>5/2^+</math>-Zustand</b>						
$5/2^+ \rightarrow 7/2^+$	$^{107}\text{Ag}$ , 1223 keV, $5/2^+$		$^{81}\text{Se}$ , 1303,6 keV, $5/2^+$		$^{77}\text{Se}$ , 580,8 keV, $5/2^+$	
$\rightarrow 9/2^+$	1130	27	1201	$21 \pm 12$	419	$13 \pm 3$
$\rightarrow 3/2^-$	1098	8,9	(1009)	$< 10$	406	$8 \pm 1,5$
$\rightarrow 5/2^-$	898	52	836	$63 \pm 8$	342	$7 \pm 3,5$
$\rightarrow 3/2^-$	798	$3,5 \pm 2$	812	$16 \pm 2$	331	$58,9 \pm 4$
$\rightarrow 5/2^+$	436	$0,1 \pm 0,04$	(679)	$< 5$	—	—
	299	$9 \pm 3$	(251)	$< 20$	279	$13 \pm 1,5$

glied des Multipletts der Seniorität 3 sein. Durch Einbeziehung höherer Schalenmodellbahnen in pairing-plus-quadrupole-Rechnungen versuchten IKEGAMI und SANO<sup>33</sup>, Lage und Eigenschaften der „anomal koppelnden“ Zustände zu erklären. Die von ihnen vorausgesagten  $5/2^+$ -,  $7/2^+$ -,  $9/2^+$ -Zustände sind ebenfalls in Abb. 6 aufgenommen. Von diesen Rechnungen werden zwar einige ungewöhn-

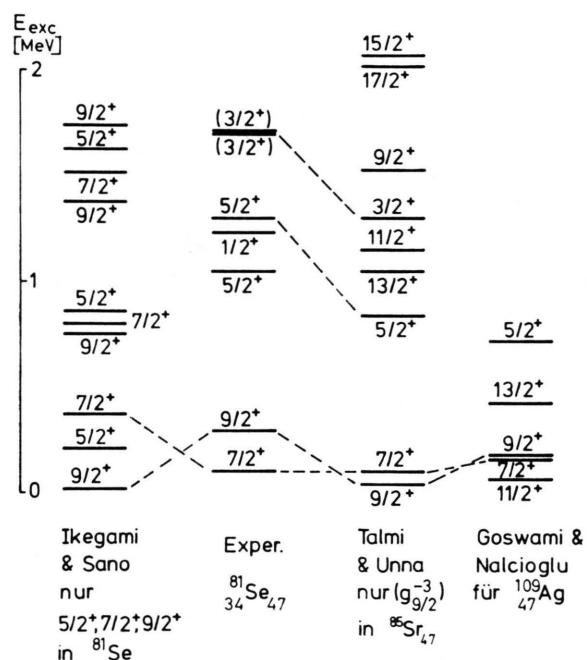


Abb. 6. Zustände positiver Parität in  $^{81}\text{Se}$  und Vergleich mit theoretischen Voraussagen für  $^{81}\text{Se}$  und ähnliche Kerne (s. 32, 33, 35).

lich starke Übergangswahrscheinlichkeiten und große Quadrupolmomente richtig wiedergegeben, in  $^{81}\text{Se}$  und in den Ag-Isotopen entsprechen jedoch schon die drei tiefliegendsten Zustände dem experimentellen Befund schlecht. Insbesondere der niedrigliegende  $5/2^+$ -Zustand würde sicher beobachtet werden, wenn er vorhanden wäre. Bei den Rechnungen von SHERWOOD und GOSWAMI<sup>34</sup> in ihrer „erweiterten Quasiteilchen-Phonon-Theorie“ bzw. in der Arbeit von GOSWAMI und NALCIOGLU<sup>35</sup>, in der zusätzlich noch der Effekt der Kopplung an das Phonon-Quadrupolmoment berücksichtigt wird, ergab sich für  $^{109}\text{Ag}$  zwar die gewünschte Anhebung des  $9/2^+$ -Zustands und wegen des Phonon-Quadrupolmoments ein höherliegender  $5/2^+$ -Zustand, gleichzeitig aber ein recht tiefliegender  $11/2^+$ -Zustand.

Verschiedene Arbeiten<sup>26, 36, 37</sup> deuten darauf hin, daß auch die Annahme einer statischen Deformation bei Ag, Se und ähnlichen Kernen zu brauchbaren Resultaten bei der Beschreibung der bekannten Niveauschemata führt. Es ist daher gut möglich, daß das Nilsson-Modell und/oder das Phonon-Quasiteilchen-Modell nur als erste Näherungen zum Verständnis der Struktur dieser Kerne dienen können und daß befriedigende Übereinstimmung mit dem empirischen Material erst von einer wesentlich verfeinerten Theorie zu erwarten ist.

### E) Isomerenverhältnis und Einfangmechanismus

Die Systematik der isomeren Wirkungsquerschnittsverhältnisse im Bereich der  $2p_{1/2}$ - und  $1g_{9/2}$ -Schalenmodellzustände von MANNHART und VO-

<sup>33</sup> H. IKEGAMI u. M. SANO, Phys. Lett. **21**, 323 [1966].

<sup>34</sup> A. KLEMM u. M. SINGH, Phys. Lett. **12**, 323 [1964].  
 A. I. SHERWOOD u. A. GOSWAMI, Nucl. Phys. **89**, 465 [1966].

<sup>35</sup> A. GOSWAMI u. O. NALCIOGLU, Phys. Lett. **26 B** 353 [1968].

<sup>36</sup> W. ENGELS, Z. Naturforsch. **22 a**, 2004 [1967].

<sup>37</sup> G. ZICHA, K. E. G. LÖBNER, P. MAIER-KOMOR, I. MAUL u. P. KIENLE, Contributions Int. Conf. on Properties of Nuclear States, Montreal 1969, p. 83.

NACH<sup>1</sup> läßt erwarten, daß in etwa 37% aller Einfänge der isomere  $7/2^+$ -Zustand bei 103 keV bevölkert wird. Das gemessene Isomerenverhältnis beträgt aber nur  $0,114 \pm 0,007$ , ist also mehr als dreimal kleiner als erwartet. Die vorliegenden ( $n, \gamma$ )-Messungen ergeben ein mit diesem Wert übereinstimmendes Isomerenverhältnis von  $0,128 \pm 0,025$ . Bei der Berechnung wurde der Konversionskoeffizient von Ref.<sup>25</sup> und das  $K/L$ -Verhältnis von Ref.<sup>16</sup> verwendet. Der Fehler unseres Wertes resultiert im wesentlichen aus dem Absolutfehler der  $\gamma$ -Intensität des 103 keV-Überganges.

Da nun Intensitäten der Primärübergänge vom Einfangzustand vorliegen, kann versucht werden, die verschiedenen Mechanismen, mit denen sich die Bevorzugung kleiner Spins beim Zerfall erklären ließe, einzuschränken. Bei einem solchen Erklärungsversuch sind vor allem die ungewöhnlich starken Übergänge auf die Niveaus 468 und 1725 keV, sowie das Ausbleiben eines meßbaren Überganges zum Grundzustand (Wirkungsquerschnitt für die Bildung dieses Überganges kleiner als 1,2 mb) zu berücksichtigen. Das Fehlen dieses Überganges ist um so erstaunlicher, als dadurch das Isomerenverhältnis gerade zugunsten des  $7/2^+$ -Zustandes verschoben werden sollte. Die vergleichbaren Übergänge in  $^{79}\text{Se}$  und  $^{77}\text{Se}$  besitzen die Intensitäten 23,1%<sup>15</sup> bzw. 6,0%. Die höhere Seniorität des isomeren  $7/2^+$ -Zustandes kommt als Erklärung für das niedrige Isomerenverhältnis wohl kaum, zumindest nicht allein, in Frage; denn die übrigen Ge- und Selenisotope, in denen ein isomeres ( $7/2^+, 1/2^-$ )-Niveau-paar mit einem anomal koppelnden  $7/2^+$ -Zustand existiert, zeigen völlige Übereinstimmung mit der Systematik. Nur der Wert für  $^{77}\text{Se}$  liegt etwas tiefer als erwartet.

Die ungewöhnlichen und unterschiedlichen Übergangsstärken der Primärübergänge vom Einfangzustand aus würden sich andererseits als Folge der geringen Zahl von  $l_n = 1$ -Zuständen unter 2 MeV, durch Porter-Thomas-Fluktuation oder Interferenz zwischen den Strahlungsamplituden verschiedener Compoundkern-Resonanzen erklären lassen. Doch läßt sich durch solche Erklärungen, insbesondere wenn gerade der Grundzustandsübergang fehlt, das niedrige Isomerenverhältnis schwer verstehen. Denn auch wenn der starke 6,3 MeV-Übergang nicht exi-

stieren würde, wäre das Isomerenverhältnis noch um einen Faktor 2 kleiner als erwartet. Der  $9/2^+$ -Zustand bei 294 keV wird sogar rund 17-mal schwächer bevölkert, als die Systematik<sup>1</sup> es erwarten läßt.

Die hohe Intensität des 6233 keV-Überganges (vgl. intensive Primärübergänge im Massenbereich  $40 \leq A \leq 65$ ) legt nahe, zur Erklärung des Verhaltens von  $^{81}\text{Se}$ , das den Voraussagen des statistischen Modells erheblich widerspricht, „direkte“ Einfangmechanismen heranzuziehen. Einfangprozesse, die nicht völlig über einen statistischen Compoundkern-zustand verlaufen, haben in jüngster Zeit wieder besonderes Interesse erregt. Die verschiedenen Mechanismen, die schon „vor der Bildung eines Compoundkerns“ einen erheblichen Zerfall des Einfangzustandes zu tiefliegenden Niveaus hervorrufen können, sind in verschiedenen Arbeiten ausführlich erörtert worden<sup>38-40</sup>. BEER<sup>41</sup> versuchte, die auftretenden Korrelationen zwischen partiellen Strahlungsstärken, reduzierten Neutronenbreiten und ( $d, p$ )-spektroskopischen Faktoren durch einen einzigen einfachen Reaktionsmechanismus zu erklären, der bei Kenntnis der vorhandenen Korrelationen Rückslüsse auf die wesentlichen Beiträge zur Reaktion erlaubt.

Bei  $^{80}\text{Se}$  kommen Channel- und Potential-Einfang zur Erklärung der starken Übergänge nicht in Frage, obwohl der Einfangquerschnitt von  $^{80}\text{Se}$  (0,61 b) so klein ist, daß der Potentialeinfang-Anteil bereits eine merkliche Rolle spielen könnte. Bei den genannten Einfangmechanismen erfolgen jedoch starke Primärübergänge zu den Zuständen, die in der ( $d, p$ )-Reaktion  $l_n = 1$  und Einteilchencharakter, also große spektroskopische Faktoren besitzen. (Bei  $^{44}\text{Ca}$  z. B., wo direkter Einfang vorzuliegen scheint, ist der Korrelationskoeffizient für 12 Niveaus  $\rho = 0,91$ .) Bei  $^{81}\text{Se}$  gibt es nur vier  $l_n = 1$ -Zustände, für die ( $n, \gamma$ )- und ( $d, p$ )-Reaktion verglichen werden können. Für sie ergibt sich eher eine Antikorrelation (Abb. 7): der Grundzustand, zu dem kein Primär- $\gamma$ -Übergang führt, besitzt einen großen spektroskopischen Faktor; auch das 1407 keV-Niveau wird durch ( $d, p$ )-Reaktion noch stärker bevölkert als durch n-Einfang; für den kollektiven 468 keV-Zustand ist der ( $d, p$ )-Wirkungsquerschnitt natürlich klein; der 1725 keV-Zustand wurde in der ( $d, p$ )-Reaktion nicht gefun-

<sup>38</sup> A. M. LANE, in Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy, IAEA Wien 1969, p. 513.

<sup>39</sup> H.-U. GERSCH, ZfK - 136, 1968.

<sup>40</sup> H.-U. GERSCH u. W. RUDOLPH, in Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy, IAEA Wien 1969, p. 527.

<sup>41</sup> M. BEER, Washington APS Meeting, April 1970.

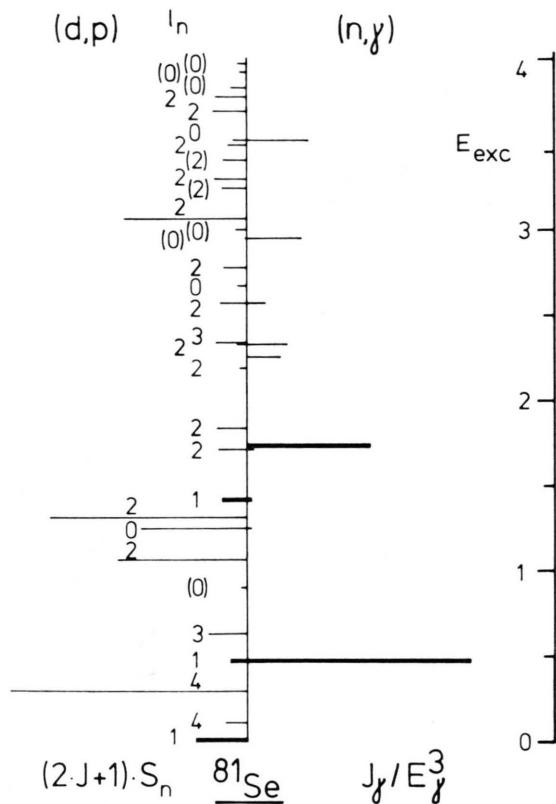


Abb. 7. Zur Korrelation von reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten  $J_\gamma/E_\gamma^3$  in der Reaktion  $^{80}\text{Se}(n,\gamma)$  mit den spektroskopischen Faktoren  $(2J+1)S_n$  der entsprechenden (d, p)-Reaktion<sup>13</sup>.

den, wegen des starken Primärübergangs kann jedoch auch für dieses Niveau  $l_n = 1$  angenommen werden. Der Korrelationskoeffizient zwischen  $(n, \gamma)$  und  $(d, p)$  beträgt

$$\varrho(J_\gamma/E_\gamma^3, (2J+1)S_n) = -0,61,$$

wobei wie üblich definiert ist:

$$\varrho(a, b) = \frac{\sum_i ((a_i - \bar{a}) \cdot (b_i - \bar{b}))}{(\sum_i (a_i - \bar{a})^2 \cdot \sum_i (b_i - \bar{b})^2)^{1/2}}$$

$\bar{a}$  bzw.  $\bar{b} \equiv$  Mittelwerte der  $a_i$  bzw.  $b_i$ .

Diese Zahl sagt für sich allein noch wenig aus, da sie aus nur vier  $l_n = 1$ -Niveaus errechnet wurde. Unter diesen Bedingungen liegt mit einer Wahrscheinlichkeit von fast 50% keine Korrelation vor. Die mögliche Antikorrelation kann jedoch als ein weiterer

Hinweis zur Erklärung der sicher signifikanten Abweichung vom statistischen Modell, die das Isomerenverhältnis anzeigen, dienen.

Da Potentialeinfang und Valenzneutronenübergänge keine merkliche Rolle spielen, muß ein doorway-Mechanismus in Erwägung gezogen werden, der Endzustände mit niedrigen Spins bevorzugt, aber gleichzeitig Einteilchen-Zustände mit einem Quasineutron in einer  $l_h = 1$ -Bahn nur schwach bevölkert.

Es ist eine Reihe von Fällen bekannt, wo der Zerfall eines Kerns nach Neutronen-Einfang in beträchtlichem Maße von doorway-Zuständen aus erfolgt:

Beim p-Wellen-Einfang in  $^{93}\text{Nb}$  werden vorzugsweise doorway-Zustände mit Protonen-Teilchen-Loch-Zuständen erzeugt<sup>42</sup>.

Die ungewöhnlich intensiven Liniengruppen bei 5,5 MeV vom Einfang in Kernen nahe  $Z=82$  wurden von Bartholomew durch Annahme von 3-Quasiteilchen-doorway-Zuständen erklärt<sup>43</sup>.

Aus einer Antikorrelation von reduzierten Übergangsstärken und spektroskopischen Faktoren beim Einfang in  $^{56}\text{Fe}$  schlossen IKEGAMI und EMERY<sup>44</sup> auf  $\gamma$ -Zerfall von doorway-Zuständen. Die auftretende Antikorrelation wird verständlich, wenn man wie Ikegami und Emery annimmt, daß die Wellenfunktion des Einfangzustandes von  $^{57}\text{Fe}$  bevorzugt 2 Teilchen-1 Loch-Komponenten enthält, die zu Endzuständen der Seniorität 3 zerfallen. Solche Zustände werden natürlich in der (d, p)-Reaktion schwach angeregt. Ein ähnliches Verhalten vermuteten Ikegami und Emery auch bei  $^{53}\text{Cr}$ ,  $^{61}\text{Ni}$  und  $^{55}\text{Fe}$ .

Den betrachteten Fällen ist die Nähe eines Neutronenschalen-Abschlusses gemeinsam; die beteiligten Einteilchenzustände sind also noch nicht allzu sehr aufgespalten und vermischt.

$^{81}\text{Se}$ , bei dem 3 Neutronen in der  $N=50$ -Schale fehlen, könnte durch einen ähnlichen Prozeß gebildet werden wie  $^{57}\text{Fe}$ , bei dem sich 3 Neutronen außerhalb der  $N=28$ -Unterschale befinden. Der offensichtlich bevorzugte Zerfall zu kollektiven Zuständen in  $^{81}\text{Se}$ , besonders stark zum tiefsten kollektiven Zustand bei 468 keV, führt zu der Vermutung, daß durch das eingefangene Neutron im  $^{80}\text{Se}$ -Rumpf kollektive Schwingungen angeregt werden, die an relativ einfache Quasiteilchenkonfigurationen gekoppelt sind. Die einfachste Konfiguration, ein  $2d_{3/2}$ -Neutron gekoppelt an eine  $2^+$ -Schwingung des  $^{80}\text{Se}$ -

<sup>42</sup> K. RIMAWI, R. E. CHRIEN, I. B. GARG, M. R. BHAT, D. I. GARBER u. O. A. WASSON, Phys. Rev. Lett. **23**, 1041 [1969].

<sup>43</sup> G. A. BARTHOLOMEW, in Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy, IAEA Wien 1969, p. 553.

<sup>44</sup> H. IKEGAMI u. G. T. EMERY, Phys. Rev. Lett. **13**, 26 [1964].

Rumpfes, kann durch einen 1-Teilchen-Übergang zum ( $p_{1/2}$ ,  $2^+$ )-Zustand bei 468 keV zerfallen. Kompliziertere Konfigurationen,  $p_{1/2}$ -Neutron und Proton- oder Neutron-Teilchen-Loch-Anregung, gekoppelt an einen  $2^+$ -core, könnten ebenfalls bei der Energie des Einfangzustandes auftreten. Denn energiemäßig sind solche Anregungen den in Ref. <sup>42</sup> für  $^{94}\text{Nb}$  beschriebenen ähnlich. Unser Erklärungsversuch ist jedoch noch so spekulativ, daß von einer weiteren Diskussion der Struktur möglicher doorway-Zustände abgesehen werden soll.

Durch die Annahme einer bestimmten kollektiven Anregung im Einfang-doorway-Zustand würde jedenfalls die geringe Bevölkerung des isomeren Zustands, dessen Struktur wahrscheinlich  $g_{9/2}^{-3}$  ist, auf einfache Weise verständlich. Eine interessante Folgerung, die sich aus dieser doorway-Hypothese ergibt, ist, daß auch bei so hohen Anregungsenergien das de-Shalitsche Modell der Kopplung eines Teilchens an einen gg-Rumpf noch gewisse Gültigkeit besitzt.

Zur Überprüfung des vorgeschlagenen Einfangmechanismus kommen wohl am ehesten ( $d, p\gamma$ )-Untersuchungen in Frage.

Entsprechend unserer Hypothesen sollten durch Wahl geeigneter Einschußenergien und Protonenenergien in der Nähe der Neutronenbindungsenergie Einfangzustände  $^{80}\text{Se} - \text{O}^+$ -Rumpf mit  $2d_{3/2}$ -Neutron beobachtet werden. Die Bildung dieser Zustände müßten sich durch intensive Übergänge zum Grundzustand mit Energien von etwa 6,3 MeV erkennen lassen.

## II. $^{76}\text{Se}(n,\gamma)^{77}\text{Se}$

Die Energiezustände von  $^{77}\text{Se}$  unter 1 MeV wurden am eingehendsten im Zerfall von  $^{77}\text{Br}$  <sup>45, 46</sup> studiert, besonders sorgfältig von SARANTITES und ERDAL <sup>47</sup> durch  $\gamma - \gamma$ -Koinzidenzmessungen mit 2 Ge(Li)-Detektoren und durch Messung von Konversionselektronenspektren mit Si(Li)-Detektoren. Die besonders interessierenden „anomal koppelnden“ Zustände mit den Spins  $5/2^+$  und  $7/2^+$  werden allerdings im  $\beta$ -Zerfall des  $3/2^-$ -Grundzustan-

des von  $^{77}\text{Br}$  nur relativ schwach bevölkert, ebenso im Zerfall von  $^{77}\text{As}(3/2^-)$ , bei dem ohnehin nur Zustände unterhalb 686 keV erreichbar sind <sup>48</sup>. Lebensdauer und Spins einiger tiefliegender Niveaus wurden durch Coulomb-Anregung bestimmt <sup>49, 50</sup>. Weitere Spins und eine Reihe höher liegender Niveaus sowie spektroskopische Faktoren sind als Ergebnisse von ( $d, p$ ) - (s. <sup>13, 51</sup>), ( $d, t$ ) - (s. <sup>13</sup>) und ( $d, d'$ ) - Untersuchungen <sup>14</sup> bekannt.

### A) Meßergebnisse

Da bei Verwendung von natürlichem Selen rund zwei Drittel der Neutronen von  $^{76}\text{Se}$  eingefangen werden, gehören die meisten Linien des ( $n, \gamma$ )-Spektrums von natürlichem Selen, vor allem im niederenergetischen Teil, zu  $^{77}\text{Se}$  (Abb. 3). Mit dem größeren Target aus natürlichem Selen ließen sich Energien und Intensitäten i. a. rascher und genauer gewinnen. Einfang in angereichertem  $^{76}\text{Se}$  (200 mg; 41,5%  $^{76}\text{Se}$ ; 75 mb · mol  $^{76}\text{Se}$ ) diente daher in erster Linie dazu, in der Zuordnung der zu  $^{77}\text{Se}$  gehörenden Linien Sicherheit zu gewinnen. Obwohl wesentlich höher angereichertes  $^{76}\text{Se}$  erhältlich wäre, genügte daher der verwendete Anreicherungsgrad, bei dem  $^{78}\text{Se}$ -Linien mit etwa 7% Einfanganteil im Spektrum noch deutlich vorhanden sind. Abb. 8 und 9 zeigen Ausschnitte aus dem niederenergetischen Spektrum bzw. aus dem hochenergetischen, mit dem Paarspektrometer gemessenen ( $n, \gamma$ )-Spektrum vom Einfang in angereichertem  $^{76}\text{Se}$ . Das hochenergetische Spektrum weist trotz des relativ geringen makroskopischen Einfangquerschnitts und nur 15 Stdn. Meßzeit bereits eine große Zahl von Linien auf.

Eine Liste der niederenergetischen Linien in  $^{77}\text{Se}$  gibt Tab. 5 ebenso eine Zusammenstellung der Ergebnisse der Koinzidenzmessung für  $^{77}\text{Se}$ . Da in der Koinzidenzmessung Auflösung und Nachweiswahrscheinlichkeit beider Detektoren ziemlich ähnlich war, wurden häufig Spektren aus beiden Detektoren, koinzident mit jeweils der gleichen Linien im anderen Detektor, ausgewertet.

Abb. 10 – 12 zeigen Beispiele von Koinzidenzspektren, auf die im einzelnen noch eingegangen

<sup>45</sup> S. MONARO, Nuovo Cim. **30**, 1379 [1963].

<sup>46</sup> G. ARDISSON u. C. YTHIER, Physica **34**, 53 [1967].

<sup>47</sup> D. G. SARANTITES u. B. R. ERDAL, Phys. Rev. **177**, 1631 [1969].

<sup>48</sup> C. YTHIER, G. RENNUCI, M. HUGUET, G. ARDISSON, H. GRASSI, H. MARIA u. J. DALMASSO, Physica **32**, 1350 [1966].

<sup>49</sup> G. M. TEMMER u. N. P. HEYDENBURG, Phys. Rev. **104**, 967 [1956].

<sup>50</sup> R. L. ROBINSON, P. H. STELSON, F. K. McGOWAN, J. L. C. FORD, JR. u. W. T. MILNER, Nucl. Phys. **74**, 281 [1965].

<sup>51</sup> B. E. F. MACEFIELD u. R. MIDDLETON, Nucl. Phys. **44**, 309 [1963].

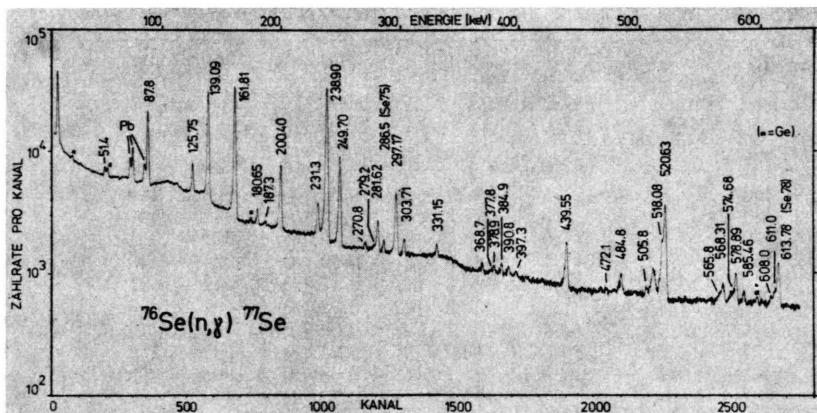


Abb. 8. Teil des niederenergetischen  $\gamma$ -Spektrums vom n-Einfang in angereichertem  $^{76}\text{Se}$ .

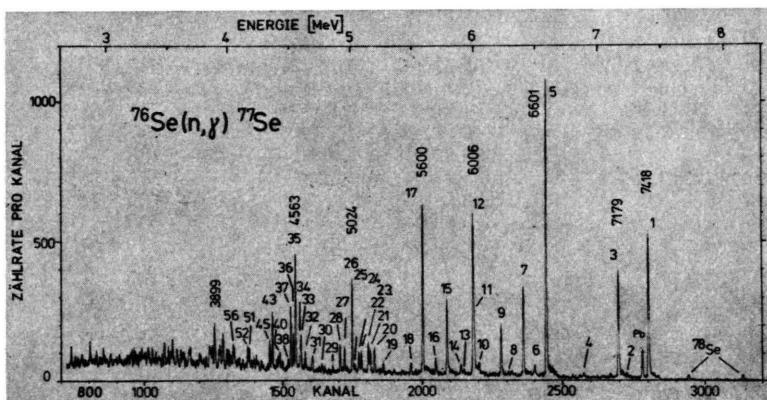


Abb. 9. Paarspektrum vom n-Einfang in angereichertem  $^{76}\text{Se}$ . Die Linien sind wie in Tab. 6 nummeriert.

wird. Die hochenergetischen Übergänge im Bereich von 4 MeV bis zur Einfangenergie finden sich in Tab. 6.

### B) Konstruktion des Niveauschemas von $^{77}\text{Se}$

Die von SARANTITES und ERDAL<sup>47</sup> unterhalb von 1,2 MeV gefundenen 14 Niveaus wurden bis auf 1 Ausnahme durch unsere ( $n, \gamma$ )-Messungen, meist durch mehrere Koinzidenzbeziehungen, bestätigt. Nur das bei der Energie 752 keV angenommene Niveau existiert vermutlich nicht. Dieses Niveau stützt sich allein auf den 231,5 keV-Übergang, der in Ref.<sup>47</sup> in Koinzidenz mit 520,7 keV gefunden wurde. Unsere Koinzidenzmessung (Abb. 10) zeigt, daß dieser Übergang koinzident mit der 518 keV-Linie ist. Er verbindet also die Niveaus 912 und 680 keV. Der 518 keV-Peak konnte von Sarantites und Erdal nicht vom starken 520,7 keV-Peak getrennt werden. Weitere Unterschiede zwischen unserem Niveauschema und dem von Ref.<sup>47</sup> sind: Kein Übergang

zwischen den Niveaus 239 und 162 keV (77 keV); er müßte M2-Charakter haben! Die 5<sup>+</sup>-Niveaus 301, 581, 680 keV sind stärker bevölkert; es finden sich in unseren Messungen also erheblich mehr Übergänge von diesen Zuständen aus. Ein 682,3 keV-Übergang vom 680 keV-Niveau (5<sup>+</sup>) zum Grundzustand (Ref.<sup>47</sup>) erfolgt jedoch nicht. Er müßte ebenfalls M2-Charakter haben.

Direkte Bevölkerung durch Primärübergänge ergibt zahlreiche Niveaus zwischen 1 und 3 MeV. Einige von diesen Zuständen sind schon aus den (d, p)-Messungen bekannt. Aus dem Niveauschema ist ersichtlich, daß bei Zuständen höherer Anregungsenergie Koinzidenzbeziehungen aus Intensitätsgründen wesentlich seltener gefunden wurden als bei den tiefliegenden Niveaus. Da zudem die Energieungenauigkeit mit zunehmender Energie wächst, ist der Zerfall höherliegender Zustände zum Teil unvollständig bekannt und die Verzweigungsverhältnisse sind mit großen Fehlern behaftet.

Tab. 5. Niederenergetische  $\gamma$ -Linien in  $^{77}\text{Se}$ .

	Gamma-Energie [keV]	Gamma-Intensität pro 100 Einfänge in $^{76}\text{Se}$	Einordnung des Übergangs	Ko-inzidente Linien (Nr.)
1	51,4 (2)	0,25 (8)	301 — 250	
2	62,4 (3)	0,02 (1)	301 — 239	
3	81,0 (5)	0,01 (1)	521 — 440	
4	87,8 (2)	3,2 (3)	250 — 162	25, 33 ?, 42 ?, 49, 61 ?, 79
5	99,5 (4)	0,03 (1)	680 — 581	
6	125,75(15)	0,86 (6)	301 — 175	30 ?, 58, 61, 94
7	139,09(10)	8,5 (4)	301 — 162	14, 18 ?, 30, 43 ?, 58, 61, 70 ?, 94, 104, 119 ?, 172 ?, 150
8	159,2 (5)	0,05 (3)	680 — 521	15 ?, 46 ?
9	161,81(10)	12,6 (7)	162 — 0	
10	180,65(15)	0,37 (3)	1005 — 824	23, 31, 33, 51 ?, 53 ?
11	187,3 (3)	0,07 (2)	1005 — 818	
12	2000,4(12)	3,2 (3)	440 — 239	10, 15, 28, 29 ?, 31, 41, 43, 48, 69, 72 ?, 77, 120 ?, 158
13	211,7 (5)	0,04 (1)	1623 — 1412	
14	231,3 (3)	1,0 (2)	912 — 680	6 ?, 7, 8 ?, 12, 26 ?, 30, 45, 72
15	238,90(10)	27,2 (26)	239 — 0	8 ?, 10, 12, 21, 22, 28, 31, 38, 41, 42, 48, 49 ?, 52, 53, 66, 71, 95, 103, 111, 132, 134, 148, 160
16	243,7 (4)	0,03 (2)	824 — 581	
17	249,70(10)	7,0 (8)	250 — 0	19, 25, 33, 42, 49, 51, 61 ?, 79, 127, 132
18	266,2 (5)	0,03 (2) Z	947 — 680	
19	270,8 (2)	0,20 (3)	521 — 250	
20	279,2 (4)	0,14 (2) Z	581 — 301	
21	281,62(10)	1,52 (8)	521 — 239	15, 22, 25, 42, 116 ?, 148
22	297,17(10)	4,4 (3)	818 — 521	15, 19, 21, 46, 62 ?, 89 ?, 97
23	303,71(10)	0,65 (5)	824 — 521	15, 21, 46, 124 ?
24	325,2 (3)	0,05 (2)	1005 — 680	
25	331,15(10)	0,62 (5)	581 — 250	17, 66, 90 ?, 120 ?
26	341,8 (5)	0,08 (4)	581 — 239	
27	362,2 (5)	0,04 (2) D	1187 — 824	

Tab. 5 (Fortsetzung)

	Gamma-Energie [keV]	Gamma-Intensität pro 100 Einfänge in $^{76}\text{Se}$	Einordnung des Übergangs	Ko-inzidente Linien (Nr.)
28	368,7 (2)	0,31 (3)	808 — 440	
29	377,8 (3)	0,19 (5)	818 — 440	
30	378,9 (2)	0,32 (6)	680 — 301	
31	384,9 (2)	0,48 (4)	824 — 440	
32	390,8 (2)	0,47 (4)	912 — 521	
33	397,3 (2)	0,32 (3)	1402 — 1005	
34	406,1 (3)	0,08 (2)	581 — 175	
35	419,0 (3)	0,14 (3)	581 — 162	
36	424,7 (4)	0,08 (2)	1005 — 581	
37	439,55(10)	3,7 (4)	440 — 0	28, 30, 31, 41, 48, 85 ?, 106 ?, 121, 158
38	441,2 (4)	0,13 (5)	680 — 239	
39	450,9 (4)	0,05 (2) Z		
40	455,5 (4)	0,04 (2)	1403 — 947	
41	472,1 (5)	0,30 (8)	912 — 440	
42	484,8 (2)	1,43(15)	1005 — 521	33, 46, 87 ?, 175
43	495,2 (7)	0,12 (2)	1623 — 1128	
44	505,8 (4)	0,31(11) D	680 — 175	30, 45
45	518,08(15)	3,0 (3)	680 — 162	7 ?, 14, 24
46	520,63(10)	13,5 (11)	521 — 0	8, 10, 22, 32, 42, 58 ?, 93 ?, 96, 148, 163 ?
47	559,0 (5)	0,05 (2)	808 — 250	
48	565,8 (2)	0,50 (5)	1005 — 440	12, 15, 37
49	568,31(10)	1,30(11)	818 — 250	17
50	572,2 (4)	0,12 (2)	1253 — 680	
51	547,68(15)	0,64 (6)	824 — 250	17
52	578,89(10)	2,55(22)	818 — 239	15
53	585,46(15)	0,80 (8)	824 — 239	15, 27 ?, 24 ?
54	589,0 (6)	<0,04	Z 2212 — 1623	
55	594,2 (3)	0,09 (2)	1412 — 818	
56	599,3 (4)	0,09 (2)	1511 — 912	
57	608,0 (3)	<0,4	1128 — 521	62 ?
58	611,0 (3)	0,6 (2)	912 — 301	7, 6 ?, 44
59	621,1 (5)	0,08 (3)		
60	634,2 (5)	0,05 (2)	808 — 175	
61	645,85(20)	0,98 (9)	947 — 301	7, 6 ?
62	651 (1)	0,14 (2)		7, 46 ?
63	663,2 (5)	0,11 (2) D	912 — 250,	
			1488 — 825	
64	666,2 (4)	0,05 (2)	1187 — 521	
65	671,1 (4)	0,04 (2)	1488 — 818,	
			1253 — 581	
66	673 (1)	0,10 (5)	912 — 239	
67	676,5 (5)	0,06 (2)	1623 — 947	
68	678,5 (8)	<0,10	Z 2393 — 1715	
69	688,9 (7)	0,40 (2)	1128 — 440	
70	704,9 (6)	0,03 (2)	1005 — 301	
71	708,2 (2)	0,26 (4)	947 — 239	15
72	711,7 (2)	0,15 (2)	1623 — 912	
73	724,9 (6)	0,07 (2) Z		
74	733,0 (7)	0,17 (2)	2551 — 1818	
75	737,9 (3)	0,14 (2)	2249 — 1511	
76	741,7 (3)	0,10 (2)	2457 — 1715	
77	746,5 (10)	0,11 (4)	1187 — 440	

Tab. 5 (Fortsetzung)

Gamma-Energie [keV]	Gamma-Intensität pro Einfänge in $^{76}\text{Se}$	Einordnung des Übergangs	Ko-inzidente Linien (Nr.)
78	749,5 (2)	0,38 (8)	1912 — 162 12
79	755,46(15)	1,82(25)	1005 — 250 17, 33
80	766 (1)	0,06 (3)	1005 — 239
81	770,5 (8)	0,05 (2)	947 — 175 ?
82	777,3 (5)	0,04 (2)	
83	784,7 (4)	0,05 (2) Z	947 — 162
84	787,9 (4)	0,07 (2)	1916 — 1128
85	790,6 (4)	0,18 (2)	1230 — 440
86	807,1 (3)	0,05 (2) Z	2319 — 1511
87	813,8 (3)	0,11 (2)	1818 — 1005
88	817,77(15)	1,61(14)	818 — 0
89	825 (1)	0,11 (3)	824 — 0
90	830,9 (2)	0,22 (3)	1412 — 581
91	843,1 (3)	0,19 (3)	
92	879,5 (5)	<0,10	1128 — 250
93	882,4 (10)	0,45(15)	1043 — 521
94	886,4 (6)	2,25(45)	1187 — 301 7
95	888,9 (10)	1,5 (3)	1128 — 239 15
96	891,1 (8)	0,68(15)	1412 — 521 15, 21, 46
97	897,5 (3)	0,14 (2)	1715 — 818
98	904,6 (5)	0,05 (2) Z	2393 — 1488
99	911,8 (4)	0,08 (4)	912 — 0
100	927,8 (4)	0,08 (2)	1367 — 440
101	930,4 (4)	0,09 (2)	1511 — 581
102	942,5 (3)	0,06 (2)	1623 — 680
103	947,2 (4)	0,78 (8) D	947 — 0, 1186 — 239
104	951,8 (2)	0,41 (4)	1253 — 301
105	958,7 (6)	0,04 (2)	2777 — 1818
106	963,0 (3)	0,17 (2)	1403 — 440
107	967,8 (3)	0,13 (2)	1488 — 521
108	973,9 (5)	0,11 (2)	
109	980,7 (5)	0,09 (2)	2393 — 1412, 1230 — 250
110	989,6 (4)	0,19 (8)	2393 — 1403
111	991,9 (6)	0,34 (9)	1230 — 239 15
112	995,0 (6)	0,15 (6)	1818 — 824 ?
113	1001,7 (7)	0,11 (4)	2491 — 1488
114	1005,4 (2)	1,07 (8)	1005 — 0 33
115	1008,3 (7)	0,08 (4) Z	
116	1026,0 (6)	0,04 (2)	1607 — 581
117	1039,4 (4)	0,08 (2)	2551 — 1511
118	1048,8 (3)	0,08 (2)	1488 — 440
119	1051,7 (7)	0,03 (2) Z	
120	1062,9 (3)	0,19 (2)	2249 — 1187
121	1071,7 (3)	0,14 (2)	1511 — 440
122	1075,5 (4)	0,08 (2)	
123	1083,4 (5)	0,05 (2)	2212 — 1128
124	1091,2 (3)	0,23 (3)	1916 — 824
125	1104,7 (5)	0,04 (2)	
126	1111,4 (5)	0,06 (2)	1412 — 301
127	1117,4 (3)	0,38 (3)	1367 — 250
128	1124,9 (5)	0,07 (2)	
129	1128,0 (3)	0,22 (2)	1128 — 0
130	1139,8 (3)	0,14 (2)	2551 — 1412
131	1150,3 (8)	0,07 (2) Z	
132	1161,4 (4)	0,51 (6)	1412 — 250 17
133	1163,3 (3)	1,05(11)	1403 — 239 15
134	1172,7 (3)	0,50 (4)	1412 — 239 15
135	1179,1 (3)	0,12 (2)	
136	1187,0 (3)	0,26 (4)	1187 — 0

Tab. 5 (Fortsetzung)

Gamma-Energie [keV]	Gamma-Intensität pro 100 Einfänge in $^{76}\text{Se}$	Einordnung des Übergangs	Ko-inzidente Linien (Nr.)
137	1194,3 (3)	0,20 (2)	1715 — 521
138	1208,7 (6)	0,05 (2)	1889 — 680
139	1228,0 (5)	0,14 (3)	2717 — 1488
140	1230,1 (8)	0,11 (3)	1230 — 0
141	1237,6 (5)	0,11 (2)	1818 — 581
142	1249,1 (5)	0,06 (2)	1488 — 239
143	1259,5 (7)	0,03 (2)	2264 — 1005
144	1263,4 (4)	0,08 (2)	
145	1272,3 (3)	0,10 (2)	1511 — 239
146	1284,4 (3)	0,20 (3)	2892 — 1607
147	1286,9 (3)	0,22 (3)	
148	1297,2 (4)	2,28(15)	1818 — 521 15, 21, 46
149	1301,9 (3)	0,16 (2)	2249 — 947
150	1306,4 (3)	0,65 (8)	1607 — 301 7
151	1316,5 (6)	0,05 (2) Z	2264 — 947
152	1320,5 (6)	0,06 (2)	2551 — 1230
153	1336,4 (8)	0,08 (2)	
154	1350,5 (8)	0,04 (2)	1511 — 162
155	1364,9 (8)	0,07 (2)	2551 — 1187
156	1368,2 (7)	0,12 (2)	1889 — 521
157	1374,5 (10)	0,26 (3)	1623 — 250
158	1378,3 (5)	0,57 (5)	1818 — 440
159	1381,3 (10)	0,53(15)	2892 — 1511
160	1384,2 (5)	0,82(15)	1623 — 239
161	1387,5 (7)	0,08 (4)	2212 — 824
162	1392,6 (4)	0,16 (2)	2339 — 947
163	1395,8 (4)	0,24 (3)	1916 — 521
164	1402,9 (3)	0,31 (3)	1403 — 0
165	1408,4 (4)	0,17 (2)	2319 — 912
166	1412,0 (3)	1,09(10)	1412 — 0 118 ?
167	1417,6 (3)	0,15 (3)	
168	1435,1 (4)	0,09 (2)	
169	1446,1 (4)	0,15 (2)	2264 — 818
170	1451,4 (4)	0,20 (2)	2457 — 1005
171	1455,4 (5)	0,11 (2)	2264 — 808
172	1461,1 (6)	0,07 (2)	2872 — 1412
173	1473,1 (6)	0,06 (3)	
174	1476,4 (4)	0,26 (3)	1715 — 239
175	1485,4 (5)	0,08 (2)	2491 — 1005
176	1489,2 (3)	0,17 (2)	2892 — 1403
177	1507,2 (4)	0,09 (2)	
178	1511,6 (10)	0,05 (2) Z	1511 — 0
179	1530,1 (3)	0,34 (8)	2717 — 1187
180	1533,4 (5)	0,08 (2)	
181	1538,6 (3)	0,12 (3)	
182	1550,4 (7)	0,04 (2)	
183	1569,1 (3)	0,27 (2)	1818 — 250
184	1576,6 (5)	0,13 (3)	
185	1579,4 (3)	0,35 (4)	1818 — 239
186	1584,7 (4)	0,21 (3)	2393 — 808
187	1587,6 (8)	0,07 (2)	1889 — 301
188	1592,4 (6)	0,12 (5)	
189	1594,7 (10)	0,07 (3)	
190	1604,3 (6)	0,12 (2)	2551 — 947
191	1608,0 (5)	0,09 (2)	1607 — 0
192	1614,6 (6)	0,11 (2)	1916 — 301
193	1620,2 (5)	0,12 (3)	2872 — 1253
194	1623,7 (3)	0,65 (5)	1623 — 0
195	1635,2 (6)	0,04 (2)	2641 — 1005
196	1638,9 (7)	0,07 (2) Z	2457 — 818
197	1643,6 (7)	0,06 (2)	

Tab. 5 (Fortsetzung)

	Gamma-Energie [keV]	Gamma-Intensität pro 100 Einfänge in $^{76}\text{Se}$	Einordnung des Übergangs	Ko-inzidente Linien (Nr.)
198	1660,4	(3)	0,22 (3)	
199	1673	(1)	0,17 (2)	2491 — 818
200	1677,3	(4)	0,22 (3)	1916 — 239
201	1692,2	(8)	0,04 (2) Z	2212 — 521
202	1698,6	(4)	0,15 (3)	
203	1703,2	(7)	0,30(15)	2142 — 440
204	1712	(1)	0,52(15)	2392 — 680
205	1721,8	(5)	<0,4	
206	1725,9	(5)	<0,2 Z	1889 — 162
207	1729,9	(5)	0,23 (2)	2641 — 912
208	1744,2	(4)	0,14 (2)	2872 — 1128
209	1753,5	(5)	0,20 (2)	1916 — 162
210	1759,1	(6)	0,08 (2)	
211	1771,3	(5)	0,11 (2)	2777 — 1005
212	1775,6	(6)	0,10 (2)	2457 — 680
213	1788,1	(4)	0,18 (3)	
214	1791,1	(4)	0,28 (3)	
215	1803,4	(5)	0,11 (2)	2808 — 1005
216	1831,1	(5)	0,08 (2)	
217	1837,8	(7)	0,04 (2)	
218	1848,4	(4)	0,48 (5)	2854 — 1005
219	1851	(1)	0,24 (3)	
220	1856,7	(7)	0,07 (2)	
221	1872,6	(3)	0,46 (5)	2393 — 521
222	1884,7	(5)	0,09 (2)	
223	1906	(1)	0,06 (3)	2818 — 912
224	1916	(1)	0,10 (4)	1916 — 0
225	1939	(1)	0,11 (3)	
226	1944,4	(4)	0,16 (3)	
227	1959,1	(8)	0,08 (3)	2777 — 818
228	1963,2	(4)	0,35 (5)	2212 — 250
229	1972,2	(4)	0,25 (3)	2212 — 239
230	1975,4	(5)	0,19 (3)	
231	1981,4	(6)	0,12 (2)	2892 — 912
232	2009,9	(4)	0,19 (3)	2249 — 239
233	2018,5	(4)	0,19 (4)	2319 — 301
234	2029,5	(6)	0,11 (3)	2854 — 824
235	2034,3	(8)	0,31 (5)	2854 — 818
236	2037,2	(7)	0,17 (3)	2717 — 680
237	2074,6	(4)	0,17 (3)	2892 — 818
238	2088,8	(5)	0,15 (2)	2339 — 250
239	2110,4	(6)	0,14 (3)	2551 — 440
240	2126,5	(10)	0,08 (2)	2808 — 680
241	2132,0	(6)	0,10 (2)	
242	2139,2	(5)	0,24 (5)	
243	2142,8	(4)	0,38 (8)	2393 — 250
244	2163,4	(4)	0,25 (4)	
245	2184,2	(10)	0,17 (3)	
246	2189,9	(10)	0,18 (3)	
247	2212,1	(5)	0,30 (8)	2212 — 0
248	2217,3	(7)	0,30(12)	2457 — 239
249	2251,1	(6)	0,15 (5)	2491 — 239
250	2258,0	(10)	0,33 (7)	
251	2263,8	(5)	0,30 (8)	
252	2274,2	(6)	0,18 (3)	
253	2307,0	(10)	0,15 (4)	
254	2328,3	(10)	0,16 (8)	2491 — 162
255	2360,0	(10)	0,3 (1)	
256	2392,5	(5)	0,5 (2)	2393 — 0
257	2416,5	(8)	0,19 (4)	2717 — 301
258	2460	(2)	0,3 (1)	

Tab. 5 (Fortsetzung)

	Gamma-Energie [keV]	Gamma-Intensität pro 100 Einfänge in $^{76}\text{Se}$	Einordnung des Übergangs	Ko-inzidente Linien (Nr.)
259	2481,3	(10)	0,2	(1)
260	2495,0	(15)	0,3	(1)
261	2527	(1)	0,3	(1)
262	2563	(1)	0,3	(1)
263	2590,5	(8)	0,5	(2)
264	2599	(1)	0,3	(1)
265	2614,5	(6)	0,7	(2)
266	2624	(1)	0,3	(1)
267	2663	(2)	0,2	(1)
268	2676	(1)	0,3	(1)
269	2718,2	(15)	0,30(15)	2717 — 0
270	2721,6	(15)	0,3	(1)
271	2749,4	(7)	0,3	(1)
272	2808,4	(6)	0,4	(1)
273	2837,8	(7)	0,2	(1)
274	2872,5	(8)	0,75(15)	2872 — 0
275	2876	(1)	1,0	(3)

Z = Existenz oder Zuordnung zweifelhaft  
D = Mehrfachpeak

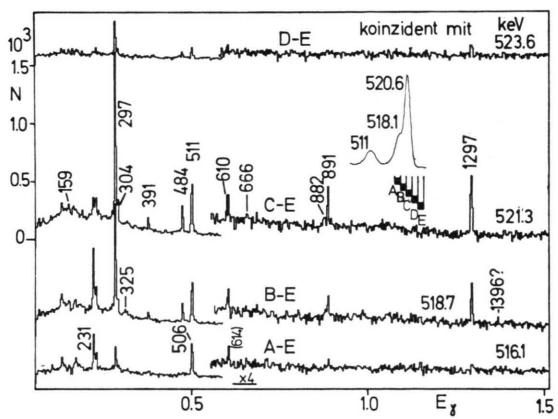


Abb. 10. Koinzidenzspektrum zu den Linien 518,1 und 520,6 keV. Als Parameter ist zu jedem Spektrum die Energie angegeben, die der Mitte des Koinzidenzintervalls (1 Kanal) entspricht. Durch Abziehen eines zu einem Kanal am Rand des Bereiches koinzidenten Spektrums wurde der Untergrund weitgehend entfernt.

Eine eigene Begründung soll nur für neue Zustände gegeben werden, zu denen keine Primärübergänge gefunden wurden:

Die 368,7 keV-Linie ist mit Sicherheit in Koinzidenz mit 439,6 keV und 200,4 keV (Abb. 11). Sie kann nur direkt das Niveau 439,6 keV bevölkern, da sie mit keiner zu diesem Niveau führenden Linien koinzident ist. Die 368,7 keV-Linie tritt außerdem so stark in den genannten Koinzidenzspektren auf, daß ihr Zustandekommen durch intermediaire Über-

Tab. 6. Hochenergetische  $\gamma$ -Linien in  $^{77}\text{Se}$ .

	Gamma-Energie [keV]	Gamma-Intensität pro 100 Einfänge in $^{76}\text{Se}$	Multi-polarität	Übergang zu Niveau bei [keV]
1	7418,0 (8)	6,04(70)	E 1	0
2	7241,5 (20)	0,15 (4) Z		
3	7179,2 (11)	3,86(45)	E 1	239,0 (1)
4	6895,7 (15)	0,16 (3)	(E 1)	520,6 (1)
5	6600,5 (10)	9,4 (13)	E 1	817,9 (1)
6	6506,5 (12)	0,22 (4)	(M 1)	911,5 (1)
7	6412,8 (10)	2,8 (4)	E 1	1005,2 (1)
8	6290,8 (15)	0,51 (7)		1128,2 (2)
9	6231,0 (15)	1,5 (5)	(E 1)	1186,7 (2)
10	6052,0 (20)	0,3 (1)		1367,1 (2)
11	6016,3 (13)	1,44(20)		1402,6 (2)
12	6006,4 (10)	4,5 (6)	E 1	1411,7 (1)
13	5930,4 (15)	0,13 (4)		1488,4 (2)
14	5907,0 (10)	0,23 (6)		1511,4 (2)
15	5794,8 (10)	1,73(40)		1623,2 (2)
16	5704,0 (10)	0,69(17)		1715,1 (2)
17	5600,2 (10)	4,3 (10)	E 1	1818,5 (2)
18	5502,1 (10)	0,28 (7)		1915,6 (3)
19	5275,4 (12)	0,24 (6)		2142,3 (5)
20	5204,3 (9)	0,56 (14)		2212,3 (2)
21	5169,2 (10)	0,44 (10)		2249,2 (3)
22	5154,2 (10)	0,76(17)		2263,9 (3)
23	5098,2 (9)	0,4 (1)		2319,3 (2)
24	5078,3 (9)	0,36 (9)		2339,1 (3)
25	5044,1 (10)	0,15 (4)		2373,7 (10)
26	5025,0 (8)	2,10(45)	E 1	2392,7 (2)
27	4961,4 (9)	0,50(12)		2456,6 (2)
28	4926,1 (10)	0,49(12)		2490,6 (4)
29	4867,0 (12)	0,07 (2)		2551,0 (2)
30	4776,9 (9)	0,18 (2)		2641,0 (4)
31	4700,3 (10)	0,31 (3)		2717,0 (3)
32	4641,3 (9)	0,20 (3)		2776,8 (3)
33	4608,3 (10)	0,60 (5)		2808,4 (4)
34	4600,2 (10)	0,26 (3)		2817,6 (10)
35	4563,7 (7)	2,90(25)	E 1	2853,6 (3)
36	4544,4 (8)	0,70 (6)		2872,5 (4)
37	4525,6 (7)	1,60(13)	E 1	2892,1 (2)
38	4502,6 (10)	0,25 (3)		
39	4456,8 (10)	0,22 (3)		
40	4434,9 (8)	0,50 (4)		
41	4423,3 (9)	0,25 (3)		
42	4410,0 (9)	0,30 (3)		
43	4377,2 (8)	1,05(10)		
44	4367,4 (9)	0,4 (1)		
45	4354,0 (7)	0,53 (5)		
46	4286,4 (10)	0,20 (3)		
47	4259,5 (10)	0,21 (3)		
48	4244,4 (8)	0,42 (4)		
49	4225,1 (8)	0,40 (4)		
50	4202,4 (20)	0,12 (8)		
51	4185,1 (8)	0,50 (5)		
52	4173,7 (8)	0,57 (6)		
53	4135,7 (10)	0,17 (2)		
54	4103,4 (12)	0,20 (3)		
55	4068,1 (10)	0,30 (3)		
56	4059,0 (10)	0,40 (4)		
57	4033,9 (15)	0,36 (4)		
58	4021,6 (8)	0,30 (3)		
59	4004,2 (8)	0,45 (4)		

Z = Zuordnung zweifelhaft

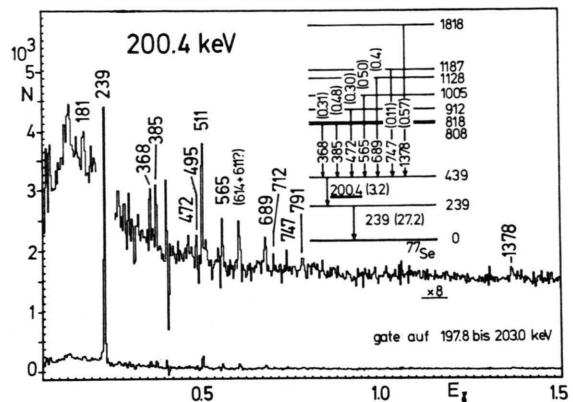


Abb. 11. Koinzidenzspektrum zur Linie 200,4 keV in  $^{77}\text{Se}$ . Der eingezeichnete Teil des Niveauschemas zeigt die in direkter Koinzidenz mit der 200 keV-Linie auftretenden Linien. Intensitäten pro 100 Einfänge in Klammern.

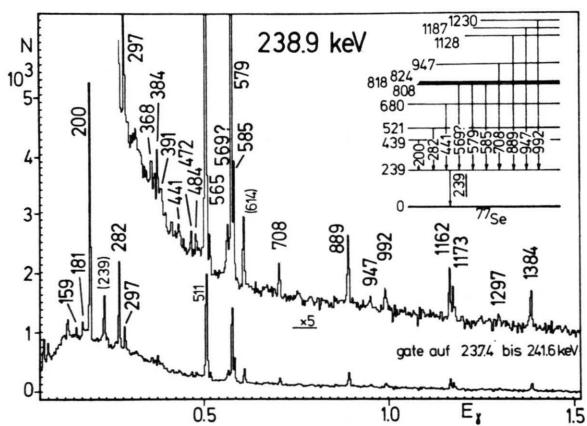


Abb. 12. Koinzidenzspektrum zur Linie 238,9 keV in  $^{77}\text{Se}$ . Die niedrigsten in direkter Koinzidenz mit 239 keV auftretende Linien zeigen das eingezeichnete Niveauschema.

gänge nicht erklärt werden kann. Es ergibt sich somit ein Niveau bei 808 keV. Ein Übergang von diesem Niveau zum 239 keV-Zustand existiert möglicherweise. Aus dem Koinzidenzspektrum zur 239 keV-Linie ist dies jedoch nicht zu entscheiden (Abb. 12).

Das neue Niveau 947 keV stützt sich auf Übergänge in sicherer Koinzidenz mit den Linien 139 keV und 239 keV (708 keV in Abb. 12).

Ebenso werden die Niveaus 1231 keV und 1252 keV mit je 2 Koinzidenzbeziehungen begründet: Koinzident sind 992 mit 239 keV und 791 mit 200 keV (1231 keV-Niveau), 952 mit 139 keV und 341 mit 231 keV (1252 keV-Niveau).

Nicht sicher sind die Niveaus bei 1607 keV und bei 1888 keV. Das 1607 keV-Niveau beruht nur auf

einer Koinzidenzbeziehung zwischen den Linien 139 keV und 1306 keV; zur Annahme des 1888 keV-Niveaus führen einige Energieschleifen.

Besonders interessant ist die Einordnung der mit der Intensität 1,0% auftretenden Linie 125,8 keV. Im  $\gamma$ -Spektrum vom  $^{77}\text{Br}$ -Zerfall findet sich diese Linie nicht. Sie geht also entweder von einem dort nur schwach bevölkerten Niveau aus, z. B. einem  $5/2^+$ -Niveau, oder von einem relativ hoch liegenden und daher im  $^{77}\text{Br}$ -Zerfall nicht erreichbaren Niveau. Die geringe Energie des Übergangs lässt den zweiten Fall unwahrscheinlich erscheinen. Nimmt man an, daß der Übergang von einem bereits bekannten Niveau zu einem neuen Niveau erfolgt, so kommen unterhalb von 900 keV nach einem genauen Vergleich mit Ref.<sup>47</sup> nur die Niveaus 301, 680 und 808 keV in Frage. Das Koinzidenzspektrum zur 126 keV-Linie gestattet keine klare Aussage, es zeigt aber Ähnlichkeit mit dem Koinzidenzspektrum zur 139 keV-Linie, durch die das 301 keV-Niveau hauptsächlich zerfällt. Ein vom 301 keV-Niveau erfolgender 125,8 keV-Übergang legt also ein neues Niveau bei 175 keV fest. Es ist gut möglich, daß ein Übergang vom 175 keV- zum 162 keV-Zustand im Gammaspektrum nur schwer zu beobachten ist. Weitere Gründe für die Annahme eines Niveaus bei 175 keV werden im folgenden Abschnitt behandelt.

Unser Wert für die Neutronenbindungsenergie von  $^{77}\text{Se}$  ist

$$B_n = (7418,0 \pm 0,8) \text{ keV}.$$

Mattauchs Wert  $(7415 \pm 6) \text{ keV}$ <sup>20</sup> stimmt gut damit überein.

### C) Spins, Paritäten und Struktur der Energiezustände in $^{77}\text{Se}$

Aus den Intensitäten der Primärübergänge vom n-Einfangszustand und vor allem aus Zirkularpolarisationsmessungen von KNERR und VONACH<sup>52</sup> lassen sich zusätzlich zu den aus anderen Messungen bereits bekannten  $J^\pi$ -Werten eine Reihe von neuen Spins und Paritäten bestimmen.

Aus einer ähnlichen Überlegung wie bei  $^{81}\text{Se}$  folgen die Primärübergänge, die mit hoher Wahrscheinlichkeit E1-Charakter besitzen, da ihre  $k_{M1}$ -Werte über den maximalen bekannten  $k_{M1}$  von M1-Übergängen liegen. Bei der Berechnung wurde ein

mittlerer Niveaustand von  $D = 1,2 \text{ keV}$ <sup>23</sup> und eine totale Strahlungsbreite von  $0,41 \text{ keV}$ <sup>22</sup> verwendet. Die so bestimmten E1-Übergänge sind in Tab. 6 gekennzeichnet. Indirekt, d. h. aus bereits bekannten Paritätsenwerten erschlossene Multipolaritäten sind in der Tabelle zur Unterscheidung in Klammern gesetzt. Bei den stärksten Primärübergängen, für die sich nach dieser Methode die Parität der Endzustände ergibt, läßt sich meist auch mit Hilfe von Zirkularpolarisationsmessungen zwischen den möglichen Spinwerten dieser Endzustände, bei  $^{77}\text{Se}$   $1/2$  und  $3/2$ , unterscheiden.

### Grundzustand:

Wie bei  $^{81}\text{Se}$  kann der Grundzustand von  $^{77}\text{Se}$  mit  $J^\pi = 1/2^-$  ( $s, ^{16}$ ) und starker ( $d, p$ )-Anregung als  $p_{1/2}$ -Quasiteilchen-Zustand interpretiert werden.

$161,9 \text{ keV}$ : Die Multipolarität des Übergangs vom isomeren Zustand ( $18,1 \text{ sec}$ ) zum Grundzustand ist nach übereinstimmenden Messungen<sup>47, 53, 54</sup> E3; daher wurde diesem Zustand  $J^\pi = 7/2^+$  zugeordnet. Als Isomerenverhältnis ergibt sich der Wert  $0,247 \pm 0,035$ , der etwas größer ist als der Wert von MANNHART und VONACH<sup>1</sup> ( $0,210 \pm 0,032$ ). Wie in Ref.<sup>1</sup> wurde  $\alpha_K = 0,79 \pm 0,06$ <sup>53</sup> und  $K/L = 4,6 \pm 0,3$ <sup>52</sup> bei der Berechnung verwendet.

$175,2 \text{ keV}$ : Dicht oberhalb des isomeren  $7/2^+$ -Zustandes wurden 2 weitere Niveaus vermutet<sup>16</sup>. Die Winkelverteilung der von Lin in ( $d, p$ )-Messungen bei der Anregungsenergie 177 keV gefundenen Protonengruppe wurde von ihm mit einer Mischung von  $l_n = 1$  und  $l_n = 4$  gefüllt. Den beiden entsprechenden Zuständen schrieb Lin  $(1/2, 3/2)^-$  bzw.  $9/2^+$  zu. Der  $9/2^+$ -Charakter folgt aus dem hohen spektroskopischen Faktor ( $S_n = 0,36$ ) der  $l_n = 4$ -Gruppe, der einen relativ reinen Einteilchenzustand anzeigt, sowie aus dem Vergleich mit den Nachbarkernen, wo bei so niedriger Energie  $g_{9/2^-}$ , nicht aber  $g_{7/2^-}$ -Zustände, auftreten. Der isomere  $7/2^+$ -Zustand bei 162 keV ist als „anomal koppelnder“ Zustand anzusehen, der möglicherweise in der ( $d, p$ )-Reaktion so schwach angeregt wird, daß er keinen wesentlichen Beitrag zur Winkelverteilung liefert.

Der von uns bei 175,2 keV vermutete Zustand, zu dem ein starker  $\gamma$ -Übergang vom Energieniveau 301 keV aus führt, ist sehr wahrscheinlich als der

<sup>52</sup> R. KNERR u. H. VONACH, wird veröffentlicht.

<sup>53</sup> W. R. RUTLEDGE, I. M. CORK u. S. B. BURSON, Phys. Rev. **86**, 775 [1952].

<sup>54</sup> H. WEIGMANN, Z. Physik **167**, 547 [1962].

gesuchte  $9/2^+$ -Zustand anzusehen. Dafür spricht, daß von den bekannten Niveaus, die zumeist Spin 1/2 oder 3/2 besitzen, keine Übergänge zu diesem Zustand vorkommen. Übergänge von den höherliegenden  $5/2^+$ -Zuständen aus treten möglicherweise auf, ihre Existenz ist jedoch nicht vollständig sicher (siehe Niveauschema Abb. 13). Auch die Tatsache, daß vom 175 keV-Niveau kein Übergang zum Grundzustand erfolgt, schließt Spin und Parität  $5/2^-$  und kleinere Spins aus.

Für das  $l_n = 1$ -Niveau von Lin, das bei etwa der gleichen Energie auftreten soll, gibt es recht wenig Anhaltspunkte. Es findet sich zwar ein sehr schwacher Primärübergang vom Einfangzustand mit der Energie  $(7241,5 \pm 2)$  keV. Seine Zugehörigkeit zu  $^{77}\text{Se}$  ist aber nicht sicher. Ein so tiefliegender Zustand mit kleinem Spin müßte andererseits in der  $(n, \gamma)$ -Reaktion von vielen anderen Niveaus aus bevölkert werden, so daß auch ein Übergang zum Grundzustand auftreten sollte. Ein enges Zusammen-

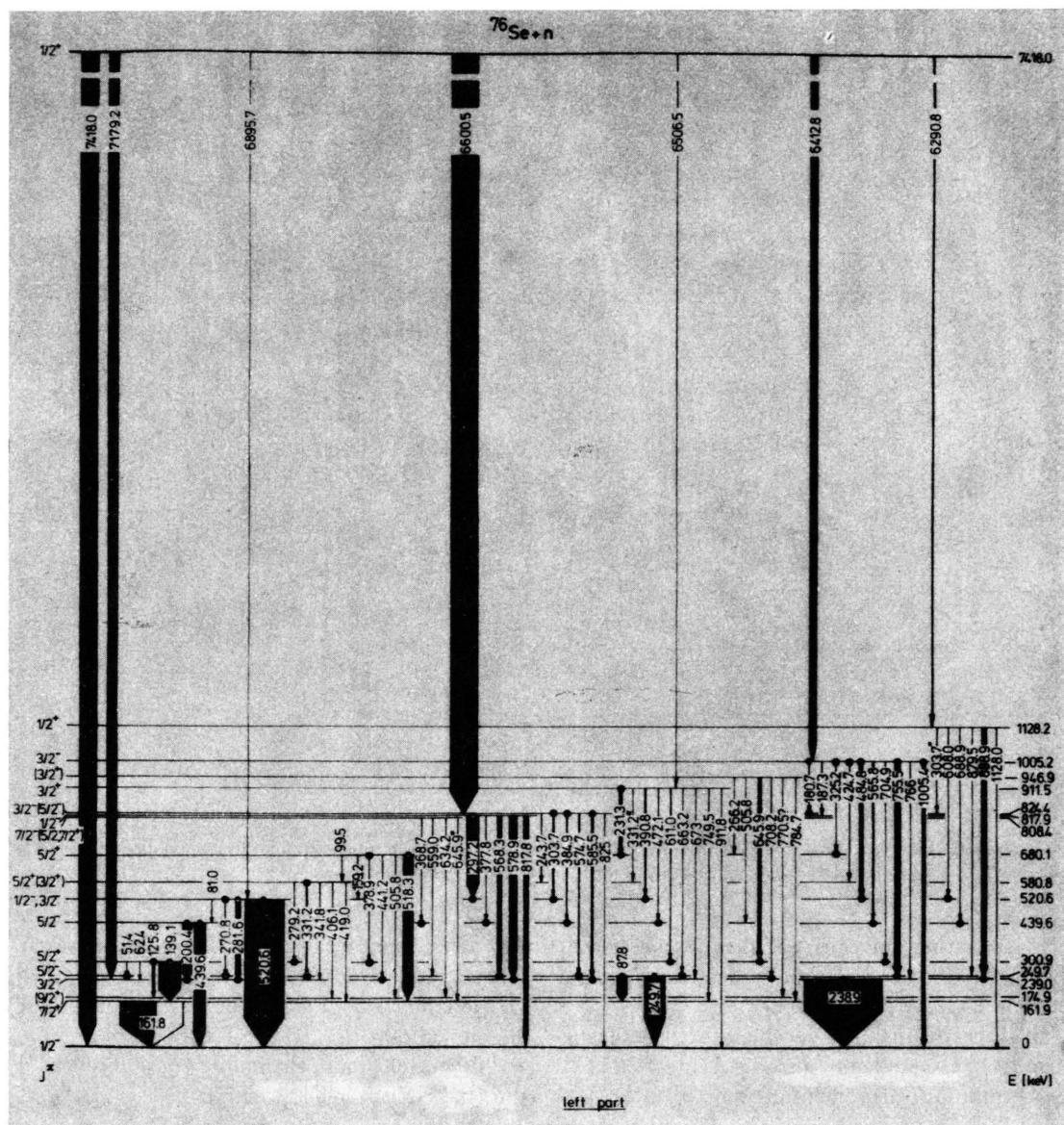


Abb. 13 a.

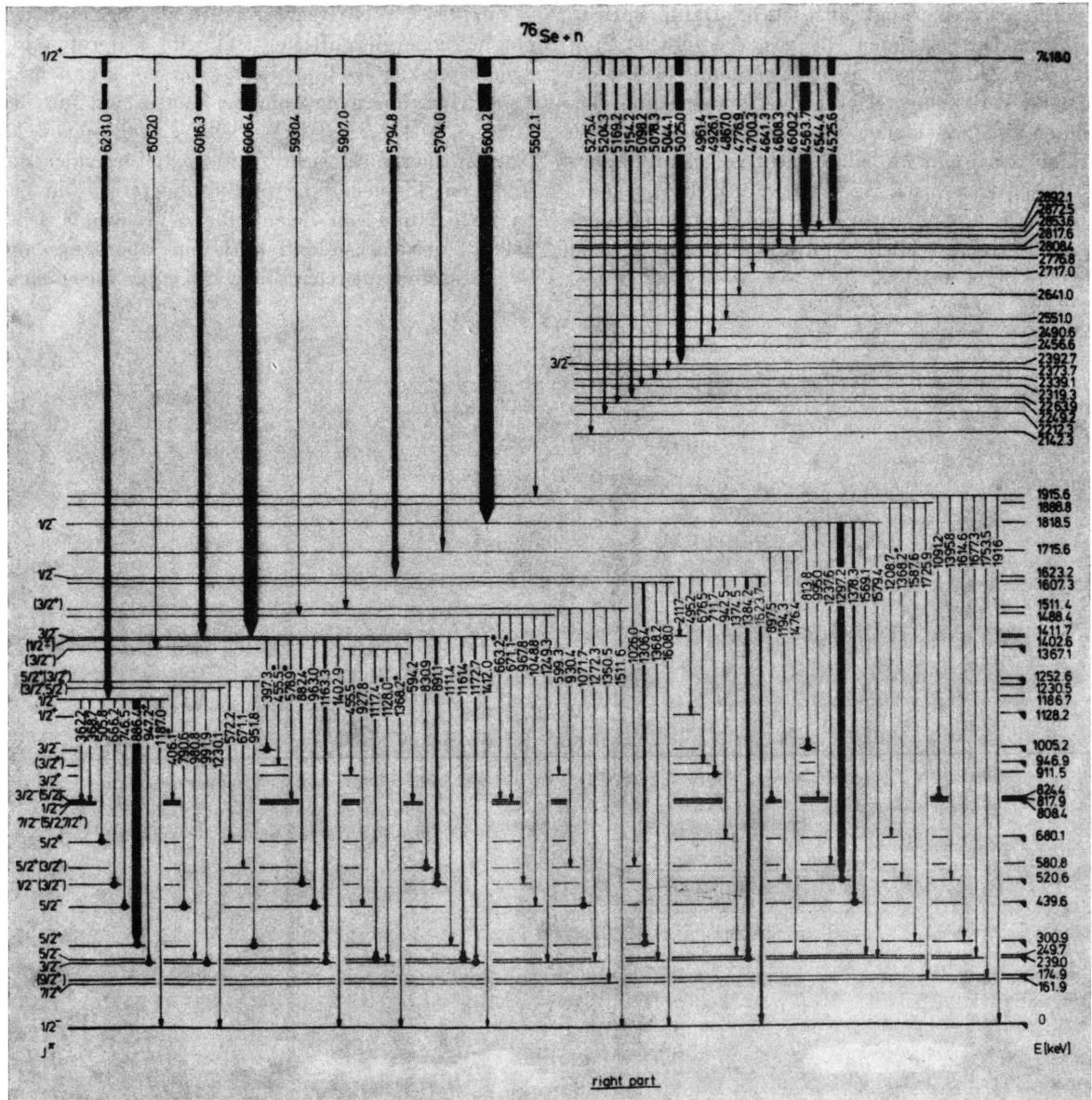


Abb. 13 b.

Abb. 13. Niveauschema vom Zerfall des Einfangzustandes  $^{76}\text{Se} + n$ . Mehrfach eingeordnete Linien sind mit einem Stern gekennzeichnet; zweifelhafte Linien sind gestrichelt.

fallen eines solchen Niveaus mit dem isomeren Zustand (162 keV) wäre aus dem Koinzidenzspektrum zur Energie 162 keV zu erschließen.

In schwacher Koinzidenz zu einem Energiefenster 159 bis 164 keV erscheint nur die Linie 520 keV. Hieraus ergibt sich also ebenfalls kein Hinweis auf das gesuchte Niveau; die Koinzidenz ist durch einen schwachen, im Einzelspektrum unter der starken

162 keV-Linie verborgenen Übergang zwischen den Niveaus 680 und 520 keV zu erklären.

Die Spin- und Paritätscharakterisierung der Zustände  $239,0 (3/2^-)$ ,  $249,7 (5/2^-)$ ,  $439,5 (5/2^-)$  wurde in Ref.<sup>47</sup> eingehend diskutiert und wird durch die  $(n, \gamma)$ -Messungen bestätigt.

$301,0 \text{ keV}$ : Das Niveau zerfällt bevorzugt zum  $7/2^+$ -Zustand. Neben dem schon diskutierten Über-

gang zum neuen  $9/2^+$ -Niveau fanden wir auch Übergänge zum 239 und 250 keV-Zustand. Die Zuordnung  $5/2^+$  von SARANTITES et al.<sup>47</sup> ist nicht absolut sicher, die (d, p)-Resultate und der auch bei unseren Messungen, also mit größerer Genauigkeit, fehlende Grundzustandsübergang sprechen jedoch sehr für diesen Wert.

**520,6 keV:** Lin fand für diesen Zustand  $l_n = 1$  und entschied sich für  $J^\pi = 1/2^-$ . Auf Grund der Be- und Entvölkerung des Niveaus halten wir wie Sarantites et al.  $J^\pi = 3/2^-$  für wahrscheinlicher.

**580,8 keV:** Dieser schwach bevölkerte Zustand trat bei den (d, p)-Messungen nicht in Erscheinung. Sichere Übergänge zu diesem Zustand kommen von  $3/2^-$ -Niveaus; der Zustand selbst zerfällt überwiegend nach 250 keV,  $5/2^-$ , daneben auch nach  $7/2^+$ . Da von  $^{77}\text{Br}$  zu diesem Zustand ein einfach verbrochener  $\beta$ -Übergang erfolgt, ergibt sich  $J^\pi = 5/2^+(3/2^+)$ . Sollte der Übergang 406 keV, der auch zwischen 1411 keV und 1005 keV eingeordnet werden kann, vom 581 keV-Niveau nach 175 keV( $9/2^+$ ) erfolgen, so entfiel die Möglichkeit  $3/2^+$ .

**680,2 keV:** Bevölkerung und Zerfall dieses Zustandes ähneln dem des 301 keV-Niveaus. In Übereinstimmung mit der (d, p)-Messung wird  $J^\pi = 5/2^+$  für diesen Zustand vorgeschlagen. Der spektroskopische Faktor dieses Zustandes  $S_n = 0,20$  ist viermal höher als der des 301 keV-Niveaus.

**808,3 keV:** Die drei von uns bei 800 keV vorgeschlagenen Niveaus wurden in der (d, p)-Messung nicht getrennt. Der bevorzugte Zerfall des neuen Niveaus bei 808 keV zum 440 keV-Zustand, die (allerdings nicht für alle möglichen Übergänge sichere) Schwäche der anderen Zerfallslien und das völlige Fehlen eines Grundzustandsübergangs lassen es möglich erscheinen, daß dieses Niveau die von ENGELS<sup>36</sup> vermutete Rotationsbande 0 ( $1/2^-$ ), 239 ( $3/2^-$ ), 440 ( $5/2^-$ ) als  $7/2^-$ -Zustand fortsetzt. Vorläufig sind allerdings noch einige andere Spin-Paritätswerte,  $5/2^+$  und  $7/2^+$ , möglich.

**817,8 keV:** Dieses stark bevölkerte Niveau, das nach Zirkularpolarisationsmessungen<sup>52</sup>  $J^\pi = 1/2^-$  besitzt, zerfällt vorzugsweise zum Energieniveau bei 521 keV. Der spektroskopische Faktor für dieses und die beiden dicht dabei liegenden Niveaus ist klein.

**824,4 keV:** Das 824 keV-Niveau wird in der  $(\text{n}, \gamma)$ -Reaktion wesentlich weniger angeregt als das 818 keV-Niveau, zerfällt jedoch in sehr ähnlicher

Weise. Aus dem erlaubten Zerfall von  $^{77}\text{Br}$  zu diesem Zustand folgt  $(1/2, 3/2, 5/2)^-$ .  $1/2^-$  entfällt wegen des auch in Ref.<sup>47</sup> gefundenen Übergangs zum 581 keV,  $5/2^+$ -Zustand;  $5/2^-$  ist möglich, doch würde man stärkere Übergänge zu den tieferliegenden  $5/2^+$ - und  $7/2^+$ -Zuständen erwarten.

**911,5 keV:** Zum 912 keV-Niveau erfolgt ein schwacher Primärübergang. Der Zerfall des Zustandes, gleichzeitig zum  $7/2^+$ -Niveau, zum  $1/2^-$ -Grundzustand und bevorzugt zu den  $5/2^+$ -Niveaus, ist nur mit einem  $J^\pi = 3/2^+$ -Charakter zu vereinbaren.

**947,1 keV:** Der stärkste Übergang vom 947 keV-Niveau, das im  $^{77}\text{Br}$ -Zerfall nicht angeregt wird, führt zum 301 keV-Niveau. Ein Grundzustandsübergang und ein Übergang zum  $7/2^+$ -Niveau treten ebenfalls auf,  $J^\pi = 3/2^+$  ist also auch für diesen Zustand recht wahrscheinlich. Die (d, p)-Messung ergibt allerdings  $1/2^+$  für dieses Niveau, was richtig sein könnte, falls der Übergang zum  $7/2^+$ -Zustand hier nicht korrekt eingeordnet ist.

**Höhere Energiezustände:** Für einige in der  $(\text{n}, \gamma)$ -Reaktion stark direkt bevölkerten Zustände ergeben die Zirkularpolarisationsmessungen<sup>51</sup> klare Aussagen: 1005,2 keV mit  $J^\pi = 3/2^-$ ; 1186,8 keV,  $1/2^-$  ( $3/2^-$ ); 1411,7 keV,  $3/2^-$ ; 1623,2 keV,  $1/2^-$ ; 1818,4 keV,  $1/2^-$ ; 2392,7,  $3/2^-$ . Über den Spin des 1187 keV-Zustands kann eindeutig entschieden werden, wenn man den ungewöhnlich intensiven 886 keV-Übergang zum  $5/2^+$ -Zustand bei 301 keV berücksichtigt.  $J^\pi$  von 1187 keV ist also  $3/2^-$ . Für 1128,2 keV ist nach Lin's (d, p)-Messungen  $l_n = 0$ , also  $J^\pi = 1/2^+$ . Der Zustand besitzt starken Einteilchencharakter. Der neugefundene Zustand bei 1231 keV zerfällt bevorzugt nach 239 keV ( $3/2^-$ ) und 440 keV ( $5/2^-$ ). Diese und die übrigen Übergänge sprechen für  $J^\pi = 3/2^+$  oder  $5/2^-$ . Die Zustände 1252 keV und 1367 keV wurden auch von Lin beobachtet.  $l_n = 2$  liefert für 1252 keV positive Parität, der Spin  $5/2$  ( $3/2$ ) entspricht auch der im Zerfall beobachteten Verzweigung. Für den 1367 keV-Zustand liefern die (d, p)-Messungen keine Aussage,  $J^\pi$  wird aber durch einen Übergang vom Einfangzustand eingeschränkt. Übergänge zu den beiden tiefliegenden  $5/2^-$ -Niveaus und offenbar auch zum Grundzustand legen  $J^\pi = (3/2)^\pm$  nahe. Der 1424 keV-Zustand der (d, p)-Messungen dürfte kaum identisch mit unserem 1402,6 keV-Niveau sein. Dieser ebenfalls durch einen Primärübergang erreichbare Zustand zerfällt vorzugsweise zu  $1/2^-$ - und  $3/2^-$ -Niveaus. Wir wählen also  $J^\pi = (1/2)^\pm$ .

Die direkte Bevölkerung der höherliegenden Zustände vom n-Einfangzustand aus bedeutet, daß praktisch alle diese Zustände Spin 1/2 oder 3/2 besitzen, und daß die meisten Niveaus negative Paritäten haben sollten.

Von keinem der anderen gu-Selenkerne ist das Niveauschema so gut bekannt wie von  $^{77}\text{Se}$ . Für viele Energiezustände unter 1,5 MeV liegen genaue Verzweigungsverhältnisse und eindeutige Spin-Paritäts-Zuordnungen vor. Von einigen niedrigliegenden Niveaus wurden auch Lebensdauern und magnetische Momente bestimmt. Aus Vergleichen mit ähnlichen Kernen, z.B. den Tc- und Ag-Isotopen, sowie aus allen Modellüberlegungen folgt offensichtlich, daß schon zwischen 0,5 und 1,5 MeV eine Reihe von bisher noch unbekannten Zuständen mit höheren Spins existieren muß. Da, wie im folgenden noch deutlich wird, die richtige theoretische Beschreibung von  $^{77}\text{Se}$  ganz wesentlich von Lage und Eigenschaften dieser Niveaus abhängen wird, sollte bei künftigen Untersuchungen der Anregung von Zuständen mit hohen Spins besondere Aufmerksamkeit geschenkt werden.

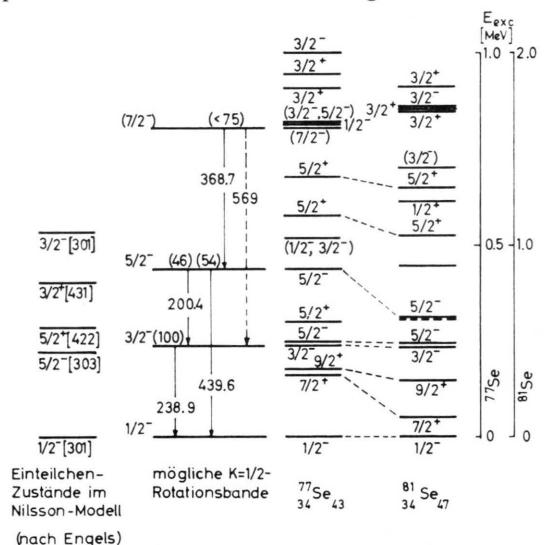


Abb. 14. Vergleich der Niveauschemata von  $^{77}\text{Se}$  und  $^{81}\text{Se}$ . Mögliche  $K=1/2$ -Rotationsbande in  $^{77}\text{Se}$  und Einteilchenzustände im Nilsson-Modell nach ENGELS<sup>36</sup>.

Bei einem groben Vergleich von  $^{77}\text{Se}$  mit  $^{81}\text{Se}$  (Abb. 14) fällt zunächst auf, daß bei ähnlicher Spin- und Paritäts-Folge die Niveaudichte in  $^{77}\text{Se}$  etwa doppelt so hoch ist wie in  $^{81}\text{Se}$  (verschiedene Maßstäbe in Abb. 14!). Der Schwerpunkt des  $3/2^-$ ,  $5/2^-$ -Niveaudoublets liegt in  $^{81}\text{Se}$  um einen Faktor 0,725 tiefer als der Mittelwert der  $2^+$ -Energien in

den beiden angrenzenden gg-Se-Kernen, in  $^{77}\text{Se}$  aber um einen Faktor 0,400. Die Ähnlichkeit der Verzweigungsverhältnisse der  $5/2^+$ -Niveaus, die beim Vergleich von  $^{81}\text{Se}$  und  $^{107}\text{Ag}$  zu beobachten ist, besteht offensichtlich nicht zwischen den beiden Se-Isotopen (Tab. 4), auch wenn man aus den 3 tieferliegenden  $5/2^+$ -Zuständen eine andere Auswahl zum Vergleich trifft. Die Zustände 301 bzw. 680 keV zerfallen etwas stärker zum tiefliegenden  $7/2^+$ -Zustand als der tiefste  $5/2^+$ -Zustand in  $^{81}\text{Se}$ ; der 581 keV-Zustand in  $^{77}\text{Se}$  bevorzugt beim Zerfall den  $5/2^-$ -Zustand bei 250 keV und nicht das dicht darunterliegende  $3/2^-$ -Niveau wie der 1304 keV- $5/2^+$ -Zustand in  $^{81}\text{Se}$ . Auf die richtige Wiedergabe der  $5/2^+$ -Verzweigungsverhältnisse sollte bei theoretischen Beschreibungsversuchen besonders geachtet werden.

Ein detaillierter Vergleich mit den Niveauschemata anderer gu-Selen-Isotope ( $^{75}\text{Se}$ ,  $^{79}\text{Se}$ ,  $^{83}\text{Se}$ ) ist, solange diese Kerne noch nicht besser untersucht sind (speziell durch  $(n, \gamma)$ -Messungen), noch ziemlich unfruchtbare. Auch von den Termschemata der Tc-Isotope, die 43 Protonen besitzen, deren Protonenkonfiguration also der Neutronenkonfiguration von  $^{77}\text{Se}$  ähneln könnte, ist noch relativ wenig bekannt. Immerhin zeigt ein Vergleich zwischen  $^{99}\text{Tc}$ <sup>55</sup> und  $^{77}\text{Se}$ , daß in  $^{99}\text{Tc}$  die tiefliegenden Zustände positiver Parität ( $9/2^+$ ,  $7/2^+$ ,  $5/2^+$ ) um etwa 300 keV gegenüber den Zuständen negativer Parität abgesenkt sind (bzw. die Niveaus mit negativer Parität um etwa den gleichen Betrag angehoben sind). Ähnlich verhält es sich bei den anderen Tc-Isotopen. In den Se-Isotopen ist dagegen nur das starke Absinken des „anomal koppelnden“  $5/2^+$ -Zustands, der in  $^{75}\text{Se}$  bereits den Grundzustand bildet, zu beobachten.

$^{77}\text{Se}$  und  $^{81}\text{Se}$  besitzen zwar ähnliche Grundzustandskonfigurationen,  $p_{1/2} g_{9/2}^2$  bzw.  $p_{1/2} g_{9/2}^-2$ , die größere Niveaudichte, die lange Lebensdauer des  $5/2^-$ -Niveaus bei 250 keV und einige andere Eigenschaften der Energiezustände in  $^{77}\text{Se}$ <sup>36</sup> weisen jedoch darauf hin, daß eine Beschreibung dieses Kernes durch Teilchen-Phonon-Kopplung problematischer ist als im Fall von  $^{81}\text{Se}$ . Rechnungen für die Zustände negativer Parität in diesem Modell liegen bei  $^{77}\text{Se}$  nicht vor, die Beschreibung der ( $5/2^+$ ,  $7/2^+$ ,  $9/2^+$ )-Zustände durch IKEGAMI und SANO<sup>33</sup> zeigt starke Abweichungen von den experimentellen Ergebnissen, beispielsweise bei den  $7/2^+$ - und  $5/2^+$ -Niveaus.

<sup>35</sup> W. B. COOK, L. SCHELLENBERG u. M. W. JOHNS, Nucl. Phys. A 139, 277 [1969].

#### D) Beschreibung von $^{77}\text{Se}$ durch das Nilsson-Modell

Bei neutronenreichen Ru- bis In-ug-Kernen häufen sich in letzter Zeit die Hinweise auf ein Gebiet schwacher, stabiler Deformation<sup>26, 37, 56</sup>. Eine Anzahl gut untersuchter Kerne in diesem Gebiet weist deutlich Übergangscharakter zu Niveauschemata mit Rotationsstruktur auf. Bei  $^{77}\text{Se}$  liegen Anzeichen für ein ähnliches Verhalten vor. Die Hypothese, daß sich ein Teil der Energiezustände von  $^{77}\text{Se}$  durch das Nilsson-Modell beschreiben läßt, wurde von ENGELS (s.<sup>36</sup>) bereits ausführlich untersucht. Wir können uns daher im folgenden bei der Diskussion der Frage, ob die neuen experimentellen Ergebnisse in dieses Bild passen, auf seine Arbeit beziehen.

Im einzelnen konnte Engels das Verhältnis der  $B(E2)$ -Werte für die bei Coulomb-Anregung stark bevölkerten Niveaus 239 keV bzw. 440 keV richtig beschreiben. Die lange Lebensdauer des 250 keV-Niveaus ( $9,3 \pm 0,2$  ns<sup>36</sup>) und das magnetische Moment dieses Zustandes lassen sich im Nilsson-Modell erklären. Das aus den  $B(E2)$ -Werten entnommene innere Quadrupolmoment ist etwa doppelt so groß wie die gemessenen Quadrupolmomente von  $^{75}\text{Se}$  und  $^{79}\text{Se}$  und beträchtlich größer als das vom Schalenmodell vorhergesagte. Aus dem Quadrupolmoment errechnete Engels den Deformationsparameter für  $^{77}\text{Se}$ ,  $\delta = +0,25 \pm 0,02$ .

Engels schlug daher vor, die stark in  $(d,d')$ -<sup>14</sup> und  $(\alpha,\alpha'\gamma)$ -<sup>50</sup> angeregten Zustände 239 keV ( $3/2^-$ ) und 440 keV ( $5/2^-$ ) zusammen mit dem  $1/2^-$ -Grundzustand als Rotationsbande mit  $K = 1/2$  anzusehen. Ein  $7/2^-$ -Niveau war nicht bekannt. Aus der Energieformel

$$E_{\text{rot}} - E_0 = \frac{\hbar^2}{2 \Theta} (J(J+1) + a(-1)^{J+1/2}(J+1/2)) + B(J(J+1) + a(-1)^{J+1/2}(J+1/2))^2,$$

die für  $K = 1/2$ -Rotationsbanden gilt, konnten daher unter Vernachlässigung der Rotations-Vibrationskopplung ( $B = 0$ ) nur Trägheitsmoment und Entkopplungsparameter  $a$  bestimmten werden ( $\hbar^2/2 \Theta = 60$  keV;  $a = 0,331$ ).

Wir halten es für möglich, daß das neue Niveau bei 808 keV mit Spin und Parität  $7/2^-$  die vorgeschlagene Rotationsbande fortsetzt. Dieses Niveau zerfällt bevorzugt zum 440 keV-Zustand, wie die

Koinzidenz (369 keV, 200 keV), die ja zur Annahme des Niveaus führte, zeigt. Weitere starke Übergänge könnten, da bei den entsprechenden Energien bereits  $\gamma$ -Linien liegen, nicht völlig ausgeschlossen werden. Ein solcher  $7/2^-$ -Rotationszustand ergäbe folgende Werte für die Konstanten in der Energieformel:

$\hbar^2/2 \Theta = 67,8$  keV,  $a = 0,271$  und  $B = -1,059$  keV. Bei  $^{111}\text{Ag}$  ergab sich für das Trägheitsmoment ein ähnlicher Wert ( $\hbar^2/2 \Theta = 58,4$  keV)<sup>56</sup>. Der Entkopplungsparameter  $a$  der möglichen Grundzustandsrotationsbande ist nun genau bekannt, in Ref. <sup>36</sup> konnte  $a$  nur als Funktion der Vibrations-Rotationskopplungsstärke angegeben werden. Hieraus läßt sich die ungefähre Energie eines möglichen  $9/2^-$ -Zustandes errechnen:  $E_{9/2^-} = 975$  keV. Es ist kaum anzunehmen, daß dieser Zustand in der  $(n,\gamma)$ -Reaktion so stark bevölkert wird, daß er durch Koinzidenz oder durch mehrere Übergänge zu verschiedenen tiefliegenden Niveaus leicht zu finden wäre.

Engels Versuch, die übrigen niedrigliegenden Energieniveaus als Einteilchenzustände im Nilsson-Modell bzw. als Rotationszustände zu klassifizieren, war nur mäßig erfolgreich. In der Niveaufolge in Abb. 14 (links) fehlt  $7/2^+$  und es tritt ein nicht vorhandener  $3/2^+$ -Zustand auf. Durch Wahl eines geeigneten  $\varkappa, \mu, \delta$ -Satzes im Hamilton-Operator des Nilsson-Modells könnte es aber möglich sein, die (413)-Bahn für den  $7/2^+$ -Zustand zu senken, ohne die Position der anderen Einteilchenzustände mit Ausnahme des unerwünschten  $3/2^+(431)$ -Zustandes wesentlich zu verändern. In diesem Modell würde der  $9/2^+$ -Zustand zur Rotationsbande des  $7/2^+$ -Niveaus gehören.

Ein Ansatz für eine weitere Rotationsbande findet sich vielleicht in den beiden Zuständen 520 keV,  $(1/2, 3/2)^-$  (großer spektroskopischer Faktor) und 824 keV,  $(3/2, 5/2)^-$ . Eine Bevorzugung des Zerfalls des 824 keV-Zustandes zum 520 keV-Niveau ist erkennbar, die Spins beider Zustände sind jedoch nicht eindeutig bekannt. Daß sich zu den anderen Einteilchenzuständen keine kollektiven Anregungszustände angeben lassen, kann schon dadurch erklärt werden, daß keine  $5/2^-$ ,  $7/2^-$  oder  $7/2^+$ -Zustände mehr bekannt sind, deren Struktur nicht bereits festgelegt wäre. Beim weiteren Ausbau des  $^{77}\text{Se}$ -Niveauschemas sollte also das größte Interesse diesen Zuständen mit höheren Spins gelten.

<sup>56</sup> W. C. SCHICK, JR. u. W. L. TALBERT, JR., Nucl. Phys. A **128**, 353 [1969].

III.  $^{77}\text{Se}(\text{n},\gamma)^{78}\text{Se}$ 

Da der Einfanganteil von  $^{77}\text{Se}$  in natürlichem Selen mit 27,7% relativ hoch ist, war es möglich durch Vergleich der bereits diskutierten Meßergebnisse mit den Messungen an natürlichem Selen ohne Verwendung von angereichertem  $^{77}\text{Se}$  eine große Zahl von Linien zuverlässig dem Zerfall des Einfangzustandes  $^{77}\text{Se} + \text{n}$  zuzuordnen. Besonders nützlich war hierbei der Teil des hochenergetischen Spektrums über 8,03 MeV, in dem nur noch Linien, die zu  $^{78}\text{Se}$  gehören, auftreten. Die Kenntnis der  $^{77}\text{Se}$ - und  $^{81}\text{Se}$ -Linien vorausgesetzt, mußten vor allem die starken Linien von  $^{75}\text{Se}$  (Einfanganteil in natürlichem Selen: 2,3%) von den  $^{78}\text{Se}$ -Linien abgetrennt werden. Diese Aufgabe wurde durch Zuhilfenahme von Koinzidenzspektren sehr erleichtert. Die Tab. 7 und 8 enthalten die  $^{78}\text{Se}$  zugeschriebenen Linien und die zwischen ihnen gefundenen Koinzidenzbeziehungen.

Tab. 7. Niederenergetische  $\gamma$ -Linien in  $^{78}\text{Se}$ .

	Gamma-Energie [keV]	Gamma-Intensität pro 100 Einfänge in $^{77}\text{Se}$	Einordnung des Übergangs	Ko-inzident mit Linien Nr.
1	355,1 (3)	0,2 (1)	2683 — 2328	
2	497,0 (10)	0,4 (2)	1996 — 1498	
3	545,37(10)	2,0 (3)	1854 — 1309	5, 8, 9 ?, 11 ?, 16, 29
4	575,0 (10)	<1,0	2334 — 1759	
5	613,78(10)	64,5 (70)	614 — 0	1 ?, 2 ?, 3, 6 ?, 7, 8, 11, 14, 15, 18 ?, 19, 21 ?, 22 ?, 23, 24, 25 ?, 26 ?, 27, 30, 32, 38, 39, 44
6	651,3 (4)	0,4 (2) Z		
7	687,41(20)	2,1 (4)	1996 — 1309	5, 29, 8
8	694,82(12)	13,4 (20)	1309 — 614	2 ?, 3, 7, 21 ?, 22 ?, 25 ?, 30 ?
9	733,7 (3)	0,55(20)		
10	768 (1)	<0,3	Z	2765 — 1996
11	828,2 (4)	1,0 (2)	2683 — 1854	3, 5, 8, 27
12	840,5 (5)	0,4 (2) Z		
13	843,1 (3)	0,5 (2)	2839 — 1996	
14	884,8 (10)	4 (1)	1498 — 614	5
15	889,0 (10)	1,3 (5)	1503 — 614	5
16	912,0 (10)	<0,4	2765 — 1854	
17	943,0 (10)	<0,3		
18	958,7 (8)	0,15(10)	2268 — 1309	
19	1005 (1)	<0,5	2765 — 1759	5

Tab. 7 (Fortsetzung)

	Gamma-Energie [keV]	Gamma-Intensität pro 100 Einfäge in $^{77}\text{Se}$	Einordnung des Übergangs	Ko-inzident mit Linien Nr.
20	1010,4 (8)	0,35(20)	3006 — 1996	
21	1019,2 (4)	0,3 (1)	2328 — 1309	
22	1025,6 (3)	0,5 (1)	2334 — 1309	
23	1080,0 (3)	0,65(10)	2839 — 1759	
24	1145,1 (2)	2,45(20)	1759 — 614	4, 5, 15 ?, 23 ?
25	1199,2 (5)	1,0 (2)	3194 — 1996	5, 8 ?
26	1230,1 (6)	0,3 (1)	2538 — 1309	
27	1240,5 (2)	3,1 (3)	1854 — 614	5, 11 ?, 16 ?
28	1293,2 (4)	0,8 (4)	3289 — 1996	
29	1308,5 (2)	9,4 (8)	1309 — 0	3, 7, 26 ?, 30
30	1339,3 (3)	1,0 (2)	3194 — 1854	5, 8 ?
31	1373,0 (10)	0,5 (2)	2683 — 1309	
32	1382,1 (4)	1,9 (4)	1996 — 614	
33	1387,5 (5)	0,3 (2)	3383 — 1996	
34	1530,1 (3)	<1,0	2839 — 1309	
35	1620,2 (5)	0,4 (2) Z		
36	1654,2 (7)	0,4 (2)	2268 — 614	
37	1672,8 (4)	0,5 (2)	3999 — 2328	
38	1714,1 (3)	4,0 (5)	2328 — 614	
39	1720 (1)	<1,0	2334 — 614	
40	1744,2 (5)	0,4 (2) Z		
41	1791,1 (4)	0,8 (2)	3289 — 1498	
42	1852,0 (3)	0,7 (3) Z		
43	1894,1 (5)	0,6 (2)		
44	1924,4 (10)	1,5 (4)	2538 — 614	
45	1996,0 (3)	3,9 (5)	1996 — 0	
46	2003,1 (6)	0,5 (2)	3999 — 1996	
47	2034,3 (5)	1,0 (3)		
48	2186 (1)	0,5 (3)	3685 — 1498	
49	2218 (1)	<1,0	Z	
50	2240,1 (8)	0,4 (2) Z	3999 — 1759	
51	2284 (1)	1,0 (3)	3592 — 1309	
52	2319,4 (5)	0,8 (3)	3628 — 1309	
53	2327 (1)	0,5 (3)	2328 — 0	
54	2392 (1)	0,7 (5)	3006 — 614	
55	2674,7 (6)	1,3 (5)	3289 — 614	
56	2874 (1)	2,0 (5)		
57	3072,7 (15)		3685 — 614	
58	3387 (2)		3999 — 614	

Z = Zuordnung zu  $^{78}\text{Se}$  unsicher

$^{78}\text{Se}$  wird im  $^{78}\text{As}$ -Zerfall bis hinauf zu sehr hochliegenden Energieniveaus (4,3 MeV) bevölkert. Dieser Zerfall wurde in Ref. <sup>57</sup> mit Ge(Li)-Detektoren untersucht;  $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzen wurden mit einem Ge(Li)-Detektor und einem NaJ-Detektor gemessen. In Ref. <sup>58</sup> wurden zusätzlich ein Si(Li)-Detektor und ein supraleitendes  $\beta$ -Spektrometer eingesetzt.  $^{78}\text{Br}$ , dessen  $1^+$ -Grundzustand ebenfalls nach  $^{78}\text{Se}$  zerfällt ( $T_{1/2} = 6,4$  min), bevölkert nach Ref. <sup>16</sup> überwiegend

<sup>57</sup> T. PARADELLIS u. S. HONTZEAS, Nucl. Phys. A **142**, 204 [1970].

<sup>58</sup> D. K. McMILLAN u. B. D. PATE, Nucl. Phys. A **140**, 529 [1970].

Tab. 8. Hochenergetische  $\gamma$ -Linien in  $^{78}\text{Se}$ .

Gamma-Energie [keV]	Gamma-Intensität pro 100 Ein-fänge in $^{77}\text{Se}$	Übergang zu Niveau bei [keV]
1 10496,5 (15)	1,2 (3)	0
2 9882,7 (16)	11,3 (20)	613,8 (1)
3 9188,1 (15)	6,7 (10)	1308,6 (1)
4 8997,5 (15)	0,29 (6)	1498,3 (5)
5 8739,0 (25)	0,07 (3)	1758,9 (2)
6 8501,1 (13)	2,05(30)	1995,9 (2)
7 8168,4 (15)	1,9 (4)	2327,7 (3)
8 8160,9 (15)	1,8 (4)	2334,2 (3)
9 7958,9 (13)	0,54 (8)	2538,4 (4)
10 7815,6 (20)	0,18 (5)	2682,6 (3)
11 7733,4 (20)	4,0 (5)	2764,8 (7)
12 7657,8 (12)	0,55 (8)	2838,9 (3)
13 7490,7 (12)	1,1 (2)	3006,0 (7)
14 7208,3 (11)	2,02(25)	3289,1 (4)
15 7113,8 (11)	1,24(14)	3383,3 (6)
16 6905,6 (11)	0,73(10)	3592,1 (8)
17 6869,4 (14)	0,83(12)	3628,0 (6)
18 6810,9 (11)	0,99(13)	3685,4 (8)
19 6498,5 (10)	1,33(20)	3999,0 (4)
20 6344,7 (10)	1,35(20)	4152,3 (11)

nur die tiefsten beiden Zustände in  $^{78}\text{Se}$ . Wie bei den anderen Selenkernen liegen auch bei  $^{78}\text{Se}$  (d,p)- und (d,d')-Untersuchungen vor<sup>13, 14, 59</sup>, allerdings hier nur mit einer Energieauflösung von 40 keV. Coulomb-Anregung der tiefsten Phononenniveaus wurde in Ref.<sup>60</sup> beschrieben. Durch Summenkoinzidenzmessungen mit 2 NaJ-Kristallen wurden einige Niveaus auch bei der ( $n,\gamma$ )-Reaktion gefunden. In dieser Arbeit<sup>61</sup> wurden allerdings auch Linien, die eindeutig zu  $^{75}\text{Se}$  gehören, zu  $^{78}\text{Se}$  gerechnet.

#### A) Konstruktion des Niveauschemas von $^{78}\text{Se}$

Die Folge  $0^+, 2^+, 2^+$ , der drei tiefsten Zustände ist durch eine Reihe verschiedener Messungen bestätigt<sup>16</sup>. Ob bei 1500 keV zwei Niveaus, die  $0^+$ - und  $4^+$ -Zustände des 2-Phononentriplets, existieren oder nur ein Zustand, wurde bisher noch nicht eindeutig entschieden. In den (d,p)-Messungen von LIN<sup>13</sup> wurde ein  $l_n = 1$ -Zustand bei 1,51 MeV gefunden. Winkelkorrelationsmessungen bei Coulomb-Anregung<sup>60</sup> ergaben bei der gleichen Energie einen  $4^+$ -Zustand, ohne einen nahen  $0^+$ -Zustand auszuschließen. Auf Grund von (p,p')-Messungen<sup>59</sup> schließlich wurde der maximale Abstand für das vermutete

Niveaudoublett auf 7 keV eingeschränkt. Die Analyse des  $^{78}\text{As}$ -Zerfalls<sup>58</sup> ergab Niveaus bei 1496,5 und 1502,1 keV, ohne festzulegen, welches Niveau  $J^\pi = 0^+$  und welches  $J^\pi = 4^+$  besitzt. Das dort gefundene Linien-Dublett 883,0 und 888,6 gab Anlaß zur Annahme der beiden Niveaus. Es ist aber nach dieser Arbeit keineswegs sicher, ob nicht einer dieser beiden Übergänge zwischen anderen Niveaus einzuordnen wäre.

Aus unseren Einzelmessungen lassen sich keine sicheren Aussagen über die beiden fraglichen Niveaus machen, da die Liniengruppe bei 885 keV, die zusätzlich zu den Linien von  $^{78}\text{Se}$  mindestens 5 Linien von  $^{77}\text{Se}$  enthält, äußerst kompliziert ist (Abb. 3). Da von den gesuchten  $0^+$ - bzw.  $4^+$ -Niveaus Übergänge praktisch nur zum  $2^+$ -Zustand bei 614 keV auftreten können (siehe Niveauschema in Abb. 15), müssen die gesuchten Linien voll mit dem 614 keV-Übergang koinzident sein. Der im Koinzidenzspektrum zur 614 keV-Linie (Abb. 16) auftretende Peak bei 886 keV ist, verglichen mit höherenergetischen, ebenfalls koinzidenten Linien, tatsächlich deutlich verbreitert ( $7,1 \pm 0,5$  keV gegen  $5,1 \pm 0,4$  keV Halbwertsbreite). Die aufeinanderfolgenden Einzelschnitte durch das zweidimensionale Koinzidenzspektrum zur 885 keV-Peakgruppe zeigen umgekehrt für die 614 keV-Linie ein ähnliches Ergebnis (s. Abb. 17). Eine genauere Analyse ergibt für die beiden Linien, aus denen der verbreiterte Peak zusammengesetzt sein muß, einen Abstand von  $4,2 \pm 0,5$  keV und ein Intensitätsverhältnis von etwa 3 : 1 zugunsten des tieferliegenden Übergangs. Unter den hochenergetischen Linien findet sich ein schwacher Übergang (8997,5 keV), der zum  $0^+$ -Niveau bei 1498 keV führen muß. Mit dem Übergang 884,8 keV, dem stärksten Anteil des in Koinzidenz gefundenen Liniendoubletts, erfolgt dessen Zerfall zum 614 keV-Niveau. Da keine Anzeichen für eine andere Einordnung der verbleibenden 889 keV-Linie vorliegen, die zur beobachteten Stärke der Koinzidenz mit 614 keV führen könnte, kann geschlossen werden, daß sich bei 1503 keV ein zweites Niveau befindet. Aus Gründen der Systematik der Spins in den benachbarten gg-Kernen und bereits angeführte Messungen dürfte dieses Niveau  $J^\pi = 4^+$  besitzen.

<sup>59</sup> W. DARCEY, D. I. PULLEN u. N. W. TANNER, in Direct Interactions and Nuclear Reaction Mechanism, Proc. Padua Conf. [1962], ed. by E. CLEMENTI and C. VILLI, Gordon and Breach, New York 1963, S. 795.

<sup>60</sup> W. BYGRAVE, D. ECCLESHALL u. M. I. L. YATES, Nucl. Phys. 53, 385 [1964].

<sup>61</sup> O. ZEHENDER u. R. FLEISCHMANN, Z. Physik 178, 173 [1964].

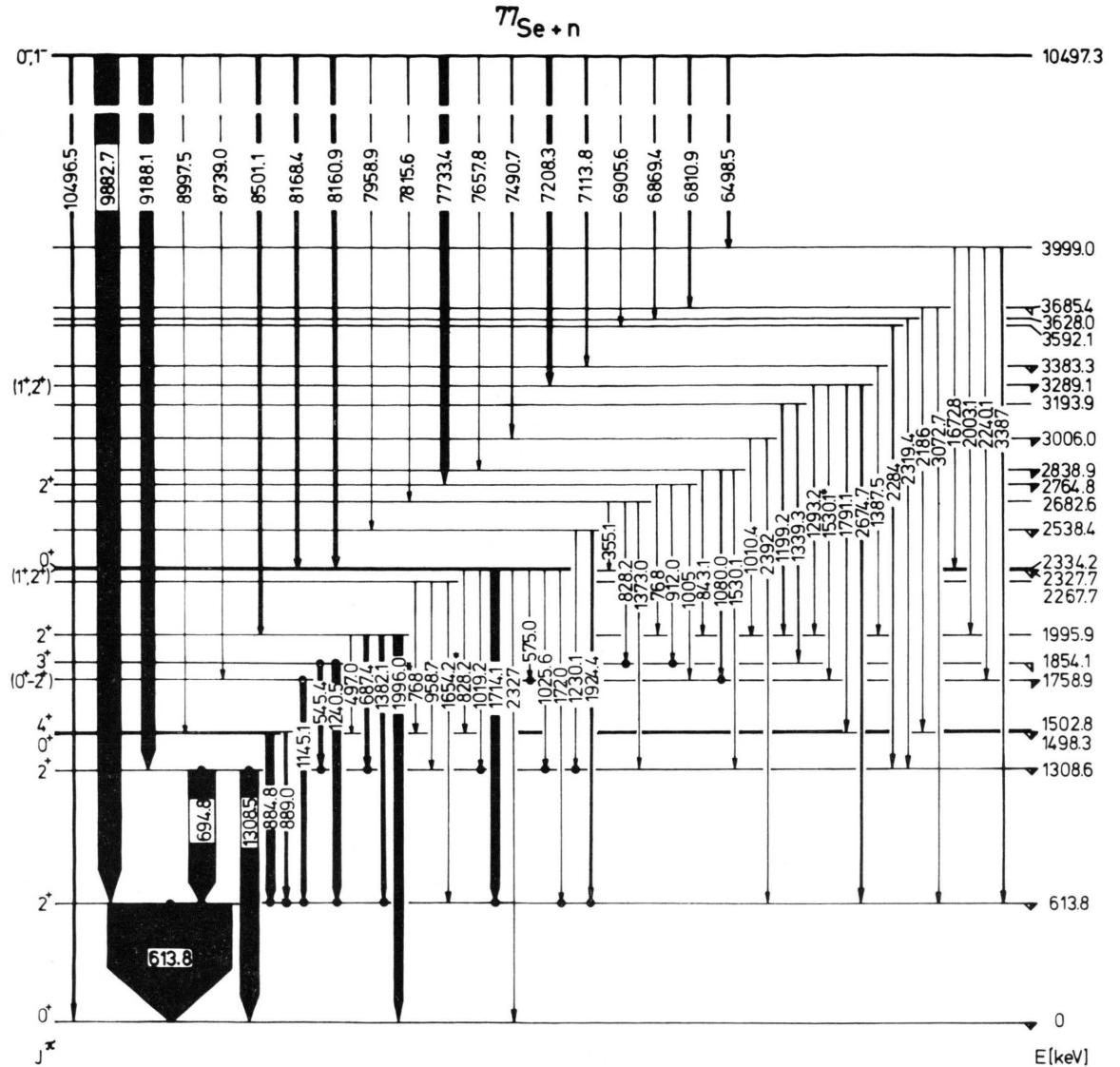


Abb. 15. Niveauschema von  $^{78}\text{Se}$ . Aus anderen Reaktionen bekannte Niveaus sind gekennzeichnet. Linie mit Stern: mehrfach eingeordnet; gestrichelte Linie: Existenz zweifelhaft;  $\Delta$ : durch  $(d, \gamma)$  bevölkert;  $\blacktriangle$ : durch  $(d, d')$  bevölkert.

Ein in der zuletzt über  $^{78}\text{Se}$  veröffentlichten Arbeit<sup>58</sup> bei 1693 keV vermuteter Zustand wird durch die vorliegenden Messungen nicht bestätigt. Vielmehr finden wir ein Niveau bei 1759 keV, zu dem ein schwacher Primärübergang führt. Dieses Niveau wurde auch bei der unelastischen Deuteronenstreuung<sup>14</sup> angeregt. Den 1080 keV-Übergang, mit dem das 1693 keV-Niveau gestützt wurde, finden wir in Koinzidenz mit 1145 keV. Er ist daher zwischen die Niveaus 2839 und 1759 keV einzurichten. Die Niveaus 1854 keV und 1996 keV sind bekannt. Dem

2,03 MeV-Zustand der  $(d, d')$ -Messung entspricht möglicherweise das 1996 keV-Niveau, dem 2,22 MeV-Zustand der gleichen Arbeit unser 2268 keV-Niveau. Der Primärübergang bei 8,16 MeV erwies sich als Dublett mit zwei fast gleich intensiven, 6 keV voneinander entfernten Komponenten. Über dem 2328 keV-Niveau findet sich also bei 2334 keV ein weiterer Zustand, der auch durch zwei Übergänge zu tieferen Niveaus belegt ist. Unsicher ist die Zuordnung der Übergänge 1199,2 und 1339,3 keV zu einem Niveau bei 3194 keV, das von Ref. <sup>58</sup> übernommen

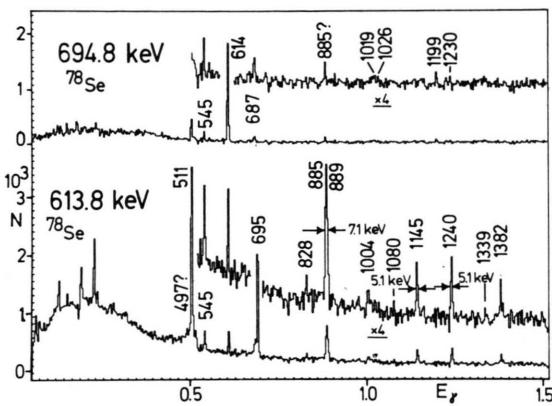


Abb. 16. Koinzidenzspektren zu den Peaks 613,8 keV und 694,8 keV.

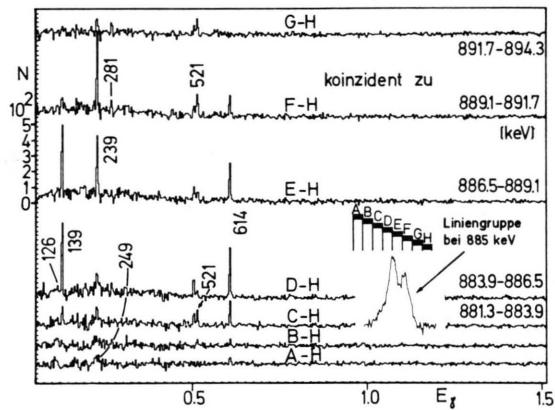


Abb. 17. Spektren in Koinzidenz mit Ausschnitten aus der Peakgruppe bei 885 keV (Schnitte jeweils 1 Kanal breit). Man beachte das Auftreten der 614 keV-Linie in 4 aneinanderliegenden Kanälen (881 bis 889 keV).

wurde. Für beide Übergänge fanden sich Andeutungen einer Koinzidenz mit der 695 keV-Linie, was mit dieser Einordnung in Einklang stehen würde. Koinzidenzbeziehungen mit 687 keV bzw. 1240 keV wurden nicht gefunden, sie liegen wahrscheinlich unter der Beobachtungsgrenze. Zu allen anderen, höher als 2,3 MeV liegenden Niveaus fanden wir Primärübergänge vom Einfangzustand.

Verschiedene  $\gamma$ -Linien, die auch in  $^{78}\text{As}$ -Zerfall<sup>58</sup> gefunden wurden, sind in unserem Niveauschema auf Grund der durch Primärübergänge festgelegten Niveaus anders eingeordnet. Es handelt sich um 1145 keV (1759 – 614), 2186 keV (3685 – 1498), 959 keV (2268 – 1309), 1720 keV (2334 – 614), 1080 keV (2839 – 1759). Sollten diese Einordnungen sich als richtig erweisen, so sind dadurch fol-

gende Niveaus in Ref. <sup>57</sup>, und <sup>58</sup> in Frage gestellt: 2453 <sup>57, 58</sup>, 3495 <sup>58</sup>, 3718 und 3528 <sup>57</sup>.

Als Neutronenbindungsenergie in  $^{78}\text{Se}$  ergibt sich der Wert

$$B_n = (10\ 497,4 \pm 1,2) \text{ keV}$$

in guter Übereinstimmung mit den Werten von MATTAUICH<sup>20</sup> ( $10\ 491 \pm 5$ ) keV und RIES<sup>62</sup> ( $10\ 498 \pm 5$ ) keV.

### B) Spin, Parität und Struktur einiger Zustände

Der  $2^+$ -Charakter der ersten beiden angeregten Zustände ist aus Coulomb-Anregung bekannt und durch andere Messungen bestätigt. Das  $0^+, 4^+$ -Dublett bei 1500 keV wurde bereits im letzten Abschnitt diskutiert. Zusammen mit dem  $2^+$ -Zustand bei 1309 keV können diese beide Niveaus dem 2-Phononen-triplett zugerechnet werden. Gestützt wird die Interpretation als 2-Phonenzustand für das 1309 keV- $2^+$ -Niveau durch das Verhältnis der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten (unter Voraussetzung eines E2-Übergangs  $2^+ \rightarrow 2^+$ )

$$b = \frac{B(E2, 2^+ \rightarrow 2^+)}{B(E2, 2^+ \rightarrow 0)} = 34 \pm 5.$$

Unter den nächsthöheren Zuständen werden Zweiquasiteilchen-Anregungen und, falls das Vibrationsmodell unmodifiziert verwendet werden darf, Dreiphonenzustände erwartet, daneben Oktupolschwingungszustände und Mischungen der genannten Anregungen. Relativ starke Übergänge von den Niveaus 1854 keV und 1996 keV auf den 2-Phonenzustand bei 1309 keV stehen nicht im Widerspruch zu einer Interpretation als 3-Phononenanregungen. Unter Annahme von E2-Übergängen ergäbe sich im Fall des 1854 keV-Niveaus eine Bevorzugung von 1308 keV um einen Faktor  $30 \pm 6$  verglichen mit 614 keV, im Fall des 1996 keV-Niveaus beträgt der gleiche Faktor  $37 \pm 8$ . Eine Messung der Multipolarität dieser starken Übergänge wäre sicher von Interesse.

Auf Grund von  $l_n = 3$  in der (d,p)-Messung und fehlender Bevölkerung vom Einfangzustand wird für das 1854 keV-Niveau  $J^\pi = 3^+$  bevorzugt. Für den 1996 keV-Zustand kommt wegen des  $\log ft$ -Wertes aus Ref. <sup>57</sup>, auf Grund der Zirkularpolarisationsmessungen<sup>54</sup> und der vorhandenen Übergänge am ehesten ein  $2^+$ -Charakter in Betracht. Der Spin des Zustandes bei 1759 ist fast sicher kleiner als 3.

<sup>62</sup> R. R. RIES, Phys. Rev. **132**, 1662 [1963].

Negative Parität ist für dieses Niveau nicht ausgeschlossen, aber wegen der Schwäche des  $\beta$ -Übergangs von  $^{78}\text{As}$  aus Ref. <sup>58</sup> nicht wahrscheinlich. Die Stärke der  $(n,\gamma)$ -Primärübergänge und  $l_n = 1$  in der  $(d,p)$ -Reaktion schränken den Charakter des 2334 keV-Zustandes auf  $(0^+ - 2^+)$ , den des 2328 keV-Zustandes wegen eines Überganges zum Grundzustand auf  $(1^+, 2^+)$  ein. Die Zirkularpolarisationsmessungen sprechen für  $J^\pi = 0^+$  beim 2334 keV-Niveau; für den 2765 keV-Zustand ergeben sie  $J^\pi = 2^+$ .

In  $(d,p)$ -,  $(d,d')$ - und  $(p,p')$ -Messungen <sup>13, 14, 59</sup> wurde ein Oktupolschwingungszustand bei 2,55 MeV gefunden. In Ref. <sup>57</sup> wird dieser Zustand mit dem 2682 keV-Niveau gleichgesetzt. Ein  $J^\pi = 3^-$ -Charakter für dieses Niveau ist jedoch ziemlich ausgeschlossen, da der Primärübergang zu diesem Niveau sonst Multipolarität E2 besitzen müßte. Gleiches gilt für das energetisch noch eher übereinstimmende Niveau bei 2538 keV. Der Oktupolschwingungszustand scheint also sowohl im  $^{78}\text{As}$ -Zerfall als auch bei Neutroneneinfang nicht erheblich angeregt zu werden.

Obwohl ziemlich nahe bei  $^{70}\text{Ge}$  und  $^{72}\text{Ge}$  gelegen, die beide sehr tiefliegende  $0^+$ -Zustände besitzen, bie-

tet  $^{78}\text{Se}$  ein Niveauschema und Verzweigungsverhältnisse, wie sie für typische Vibrationsanregungen erwartet werden. Auch für eine mögliche Deformation des  $^{77}\text{Se}$ -Grundzustandes liegt in  $^{78}\text{Se}$  ebenso wie in  $^{76}\text{Se}$  kein Hinweis vor. Es scheint allerdings nicht ausgeschlossen, daß das Hinzufügen eines ungeraden Teilchens die Form eines Kerns erheblich verändern kann.

Herrn Prof. Dr. H. MORINAGA, Herrn Dr. O. W. B. SCHULT und Herrn Dr. Y. SHIDA sei für hilfreiche Diskussionen und für Hinweise gedankt, Herrn J. WINKELMANN, Herrn R. WEISHAUP, Herrn W. WAGNER und Herrn Dr. H. GÖBEL für Unterstützung beim Bau und Einsatz der Meßapparatur, Herrn D. HARRACH für die Überlassung von Rechenprogrammen vor der Publikierung und für Hilfe bei den Koinzidenzmessungen. Dank schulden wir der Elektronikabteilung des Physikdepartments und der Betriebsgruppe des Forschungsreaktors München für ihre Arbeit, dem Leibnitz-Rechenzentrum der Bayr. Akademie der Wissenschaften für die Gewährung von Rechenzeit. Besonders herzlich danken wir Frau K. DEMMEL und Frl. I. FREIBERG, die uns bei der Niederschrift der Arbeit und bei der Ausführung der Zeichnungen unterstützten.