

Das Kernniveauschema von Yb 175 *

DIETER BREITIG

Physik-Department, Technische Universität, München und
Forschungsanlage der Dänischen Atomenergiekommission, Risø(Z. Naturforsch. **26 a**, 371—390 [1971]; eingegangen am 21. November 1970)*Herrn Professor Dr. H. Maier-Leibnitz zum 60. Geburtstag gewidmet*

The Yb174 (n,γ)-spectrum has been measured in the energy region of 26—1500 keV. More than half of the observed 239 γ -lines were placed in a level scheme. Precise energies have been determined for the states and their deexcitation has been studied in detail. New rotational bands, with the configurations $\{([624 \uparrow]_n + [512 \uparrow]_n + [514 \downarrow]_n)_{3/2} + [642 \downarrow]\}$, $[651 \downarrow]$ and $[642 \downarrow]$ are proposed at 1067, 1356 and 1937 keV. Calculations show that these bands strongly mix through Coriolis coupling. Additional and previously unknown states of the $[624 \uparrow]$ and $[633 \uparrow]$ bands are proposed. Level energies and γ -branching ratios are explained reasonably well through a multi-band mixing calculation of the configurations with negative parity.

1. Einleitung

Bei den deformierten Kernen ungerader Massenzahl im Bereich der seltenen Erden wird das Verständnis der Niveaus meist schon unter 1 MeV durch die Nachbarschaft von Vibrations- und Einteilchenzuständen erschwert. Eine Ausnahme bildet Yb175. In Yb174 wurde der niedrigste $K = 2^+$ -Zustand erst bei etwa 1,6 MeV gefunden¹, so daß vermutlich auch im Yb175 die Schwingungszustände relativ hoch liegen und nur unwesentlich mit den Nilssonzuständen unter 1 MeV mischen. Darum sollte man erwarten, daß die einfache Rotation-Teilchen-Kopplung² (RPC) die Verhältnisse in diesem Kern bis zu Energien von ca. 1 MeV gut wiedergibt. Das Nilssonmodell sagt in diesem Bereich eine Anzahl von Zuständen mit niedriger K -Zahl und negativer Parität vorher, für die der Einfluß dieser Kopplung entscheidend sein sollte.

Das Niveauschema für Yb175 wurde zuerst von WIEN³ durch Zerfallsmessungen des Tm175 untersucht. Neben dem $9/2$ Niveau in der Grundzustandsrotationsbande wurden dabei die Niveaus mit niedrigem Spin in den Rotationsbanden $[510]$, $[512\downarrow]$, $[512\uparrow]$ und $[521\downarrow]$ gefunden. Die (d,p)-

bzw. (d,t)-Messungen von BURKE et al.⁴ erlaubten die Identifizierung der Rotationsniveaus mit höheren Spins in diesen Banden und deuteten auf eine Rotationsbande mit $K = 3/2^-$ bei etwa 1616 keV hin. Außerdem wurde jeweils das $9/2^-$ und $13/2^-$ Niveau in den Bändern positiver Parität $[624\uparrow]$ und $[633\uparrow]$ gefunden. BONDARENKO et al.⁵ untersuchten mit einem Germaniumdetektor das hoch- und niederenergetische Yb174 (n,γ)-Spektrum. Zusammen mit Konversionselektronendaten und (γ,γ)-Koinzidenzen erlaubten ihre Ergebnisse eine gesicherte Einordnung der stärksten Übergänge und den Vorschlag eines $K = 3/2^+$ -Niveaus bei 1067 keV. FUNKE et al.⁶ schlugen auf der Grundlage von (β,γ)- und (γ,γ)-Koinzidenzen beim Zerfall von Tm175 einige 3-Quasiteilchenzustände im Energiebereich von 1,5—2,0 MeV vor.

Diese Messungen führten zwar zu einer weitgehenden Klärung des Niveauschemas, ließen jedoch die Frage nach weiteren, nach dem Nilssonmodell in diesem Kern erwarteten, und durch nicht zugeordnete (d,p)- bzw. (d,t)-Niveaus angedeuteten Zuständen offen. Außerdem war für eine umfassende Bandenmischungsrechnung unter Einfluß der Übergangswahrscheinlichkeiten eine wesentlich

Sonderdruckanforderungen an Dr. O. SCHULT, Physik-Department E 17, Technische Universität München, D-8000 München 2, Arcisstraße 21.

* Auszug aus der von der Fakultät für Allgemeine Wissenschaften der Technischen Universität München genehmigten Dissertation über „Das Kernniveauschema von Yb 175 und Messung des niederenergetischen Au 197 (n,γ)-Spektrums“; Tag der Promotion 21. 1. 1971.

¹ D. G. BURKE u. B. ELBEK, Mat. Fys. Medd. Dan., Vid. Selsk. **36**, no. 6 [1967].

² A. K. KERMAN, Mat. Fys. Medd. Dan., Vid. Selsk. **30**, no. 15 [1956].

³ K. WIEN, Z. Phys. **191**, 137 [1966].

⁴ D. G. BURKE, B. ZEIDMAN, B. ELBEK, B. HERSKIND, and M. OLESEN, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **35**, no. 2 [1966].

⁵ W. BONDARENKO, N. KRAMER, P. PROKOFEJEW, P. MANFRASS, A. ANDREEFF u. R. KÄSTNER, Nucl. Phys. **A 102**, 577 [1967].

⁶ L. FUNKE, K.-H. KAUN, P. KEMNITZ, H. SODAN, G. WINTER, M. BONITZ u. F. STARY, Nucl. Phys. **A 130**, 333 [1969].



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 digitalized 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.

weitergehende Kenntnis der bisher nur unvollständig bekannten γ -Übergänge wünschenswert.

Das hochauflösende Risø-Kristallspektrometer ist mit seinem großen dynamischen Intensitätsmeßbereich und der hohen Empfindlichkeit bei niedrigen Energien sehr geeignet, um in einer (n,γ) -Messung trotz des kleinen Einfangsquerschnitts von Yb174 (≈ 65 barn⁷) auch schwache Übergänge sichtbar zu machen.

Es ist der Gegenstand der vorliegenden Arbeit, durch diese (n,γ) -Messung die offenen Fragen einer Klärung zuzuführen.

2. Experimentelle Methode

Das Yb174(n,γ)-Spektrum wurde mit dem Diffraktometer⁸ in Risø gemessen. Als Quellenmaterial wurde Ytterbiumoxyd vom Reaktorzentrum Seibersdorf der Österreichischen Studiengesellschaft für Atomenergie und vom Isotope Development Center, Oak Ridge National Laboratory, verwendet. Der Einfang in Yb174 betrug 99,86% bzw. 97,66% der Gesamteinfangsrate. Einzelheiten über die Herstellung der erforderlichen extrem dünnen Strahlenquellen und ihre Montage finden sich an anderen Stellen^{9,10}. Die energieabhängige Nachweisgrenze für (n,γ) -Linien in dieser Messung ist in Abb. 1 dargestellt.

Die registrierten Spektren wurden mit Computern ausgewertet^{10,11}. Zur Energieeichung dienten die von BERGVALL¹² sehr genau gemessenen $K\alpha_1$ - und $K\alpha_2$ -Röntgen-Linien. Die Gamma-Intensitäten wurden unter Berücksichtigung der Nachweiskurve des Spektrometers¹⁰ und der wirksamen γ -Absorption durch Anschluß an die γ -Übergänge vom Zerfall¹³ des Yb175 bestimmt (Eichunsicherheit des Absolutintensitätsanschlusses etwa 30%).

3. Meßergebnisse

Die auf die oben angedeutete Weise erhaltenen niederenergetischen Yb174(n,γ)-Linien sind in Tab. 1 wiedergegeben. Übergänge durch Neutroneneinfang in anderen Yb-Isotopen und Verunreinigungen¹⁰ konnten u. a. durch Vergleichsmessungen¹⁴ identifiziert werden. Sie sind in Tab. 1 nicht aufgeführt.

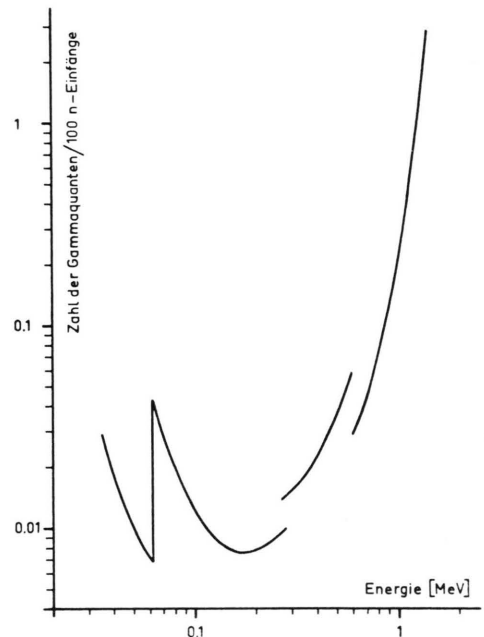


Abb. 1. Nachweisgrenze der Messung. Die Unstetigkeit der Kurve beruht auf der Verwendung verschiedener schwerer Quellen und auf unterschiedlichen Zählzeiten.

4. Yb 175-Niveauschema und Diskussion

Unter Verwendung der früheren Daten wurde aus den in Tab. 1 mitgeteilten Werten das in Abb. 2 gezeigte Niveauschema konstruiert. Es enthält 90% der Gesamtintensität der im Rahmen dieser Arbeit gemessenen γ -Linien. Die angegebenen Niveauenergien sind mit dem Eichfehler (2×10^{-5} xE) behaftet und können zusätzlich durch einen systematischen Fehler¹⁰ (bis zu 3×10^{-5} xE) verfälscht sein.

Die Grundzustandsrotationsbande (Grb)

Der Grundzustand des Yb175 ist der $[514\downarrow]$ -Nilsson-Term. In der (d,p) -Reaktion wurden von BURKE et al.⁴ Niveaus bei 101 und 225 keV als der $9/2^-$ bzw. $11/2^-$ -Zustand der $[514\downarrow]$ -Bande identifiziert. Wie bereits WIEN³ feststellte, wird der erste

⁷ S. F. MUGHABGHAB u. R. E. CHRIEN, Phys. Rev. **174**, 1400 [1968].

⁸ H. R. KOCH, H. A. BAADER, D. BREITIG, K. MÜHLBAUER, U. GRUBER, B. P. K. MAIER u. O. W. B. SCHULT, Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy, IAEA, Vienna 1969, S. 65.

⁹ H. A. BAADER, H. R. KOCH, D. BREITIG, O. W. B. SCHULT, R. C. GREENWOOD, C. W. REICH, A. BÄCKLIN u. B. FOGELBERG, Neutron Capture Gamma-Ray-Spectroscopy, IAEA, Vienna 1969, S. 363.

¹⁰ D. BREITIG, Dissertation, Technische Universität München 1971.

¹¹ K. MÜHLBAUER, Dissertation, Technische Hochschule München 1968.

¹² P. BERGVALL, Ark. Fys. **16**, 57 [1969].

¹³ C. M. LEDERER, J. M. HOLLANDER u. J. PERLMAN, Table of Isotopes, Wiley & Sons, New York 1968.

¹⁴ L. WIMMER, Dissertation, Technische Universität München, erscheint 1971.

Tab. 1. Niederenergetische Gamma-Linien von Einfang langsamer Neutronen in Yb 174.

| Energie Relativ | E-Fehler [EV] | Auflsg. [KEV] | Intens. Relativ | I-Fehler [%] | Komment. |
|-----------------|---------------|---------------|-----------------|--------------|----------|
| 1378,5 | 700 | 4,6 | 2,7 | 25 | |
| 1308,0 | 600 | 4,2 | 1,0 | 35 | |
| 1197,1 | 450 | 3,3 | 0,88 | 30 | |
| 1169,7 | 450 | 3,3 | 0,35 | 35 | |
| 1134,69 | 250 | 3,0 | 1,14 | 20 | |
| 1128,20 | 300 | 2,9 | 0,93 | 20 | Compl. |
| 1115,51 | 300 | 2,0 | 0,74 | 20 | |
| 1089,5 | 450 | 1,9 | 0,67 | 30 | Compl. |
| 1080,1 | 700 | 2,8 | 0,31 | 45 | Quest. |
| 1060,8 | 700 | 2,8 | 0,53 | 40 | Quest. |
| 1052,9 | 600 | 2,7 | 0,39 | 35 | Quest. |
| 1022,4 | * 450 | 2,5 | 0,23 | 35 | Quest. |
| 1008,81 | * 200 | 1,6 | 0,62 | 25 | |
| 1006,20 | * 300 | 1,6 | 0,35 | 30 | |
| 992,67 | 300 | 1,6 | 0,55 | 20 | |
| 988,18 | * 200 | 1,6 | 0,57 | 17 | |
| 982,55 | * 150 | 1,5 | 0,84 | 12 | |
| 976,6 | 400 | 2,2 | 0,18 | 35 | |
| 961,1 | * 400 | 2,1 | 0,10 | 40 | Quest. |
| 957,3 | * 400 | 2,1 | 0,11 | 35 | |
| 954,06 | * 300 | 2,2 | 0,62 | 20 | |
| 947,25 | * 300 | 2,1 | 0,29 | 25 | |
| 945,04 | * 170 | 1,4 | 0,45 | 17 | |
| 941,15 | * 170 | 1,4 | 0,53 | 14 | |
| 932,27 | 300 | 1,9 | 0,13 | 35 | Quest. |
| 904,65 | * 300 | 2,0 | 0,29 | 25 | |
| 894,68 | * 150 | 1,3 | 0,43 | 14 | |
| 871,69 | * 80 | 1,2 | 1,56 | 8 | |
| 869,68 | * 120 | 1,2 | 0,65 | 12 | |
| 866,18 | * 300 | 1,8 | 0,11 | 35 | |
| 862,31 | 250 | 1,8 | 0,18 | 30 | |
| 858,26 | * 170 | 1,2 | 0,29 | 17 | |
| 852,68 | * 170 | 1,8 | 0,32 | 20 | |
| 841,67 | * 90 | 1,1 | 0,89 | 9 | |
| 834,98 | 300 | 1,7 | 0,12 | 30 | |
| 825,22 | 70 | 1,1 | 1,00 | 8 | |
| 821,25 | 250 | 1,5 | 0,090 | 30 | |
| 816,23 | * 100 | 1,1 | 0,86 | 9 | |
| 812,09 | * 120 | 0,63 | 0,67 | 30 | Compl. |
| 811,39 | * 70 | 0,63 | 6,0 | 11 | Compl. |
| 800,47 | * 70 | 1,0 | 0,74 | 9 | |
| 776,19 | 90 | 0,97 | 0,232 | 12 | |
| 773,37 | 90 | 0,96 | 0,250 | 11 | |
| 767,13 | * 60 | 0,57 | 0,98 | 10 | |
| 764,04 | 250 | 1,3 | 0,057 | 35 | Quest. |
| 760,53 | 140 | 0,95 | 0,151 | 17 | |
| 741,65 | * 130 | 1,3 | 0,52 | 17 | |
| 740,30 | * 200 | 1,3 | 0,25 | 25 | |
| 729,22 | * 60 | 0,51 | 0,82 | 9 | |
| 725,72 | * 200 | 1,3 | 0,104 | 25 | |
| 722,74 | 200 | 1,2 | 0,052 | 40 | Quest. |
| 714,3 | 500 | 1,2 | 0,048 | 40 | Quest. |
| 707,41 | * 70 | 0,80 | 0,79 | 9 | |
| 701,07 | 200 | 1,2 | 0,110 | 20 | |
| 698,38 | * 250 | 1,2 | 0,056 | 35 | |
| 697,16 | * 110 | 1,2 | 0,22 | 17 | |
| 691,43 | 300 | 1,1 | 0,036 | 40 | |
| 689,17 | 140 | 1,1 | 0,076 | 25 | |
| 683,91 | 70 | 0,75 | 0,299 | 10 | |
| 680,11 | * 110 | 1,1 | 0,216 | 14 | |
| 675,33 | 140 | 1,1 | 0,038 | 25 | |
| 670,89 | 110 | 1,1 | 0,080 | 20 | |

Tab. 1.

| Energie Relativ | E-Fehler [EV] | Auflsg. [KEV] | Intens. Relativ | I-Fehler [%] | Komment. |
|-----------------|---------------|---------------|-----------------|--------------|----------|
| 669,35 | 60 | 0,72 | 0,71 | 8 | |
| 657,32 | * 70 | 1,0 | 0,205 | 10 | |
| 642,93 | 170 | 1,00 | 0,08 | 25 | |
| 639,274 | * 17 | 0,39 | 9,2 | 7 | |
| 635,25 | * 50 | 0,40 | 0,51 | 9 | |
| 631,78 | 200 | 0,97 | 0,032 | 35 | |
| 630,11 | 150 | 0,96 | 0,043 | 35 | |
| 625,77 | * 300 | 0,90 | 0,024 | 40 | Quest. |
| 624,70 | * 70 | 0,94 | 0,170 | 10 | |
| 618,02 | * 90 | 0,94 | 0,128 | 14 | |
| 612,59 | * 140 | 0,87 | 0,052 | 35 | |
| 606,06 | 140 | 0,89 | 0,043 | 35 | |
| 602,77 | * 70 | 0,89 | 0,238 | 12 | |
| 600,84 | 120 | 0,87 | 0,100 | 25 | Compl. |
| 596,26 | 170 | 0,80 | 0,031 | 40 | Quest. |
| 593,74 | * 200 | 1,7 | 0,068 | 20 | |
| 578,14 | 120 | 0,81 | 0,088 | 25 | |
| 577,28 | * 110 | 0,80 | 0,114 | 20 | |
| 571,90 | * 45 | 0,53 | 0,305 | 8 | |
| 569,42 | * 110 | 0,76 | 0,040 | 25 | |
| 566,72 | 70 | 0,77 | 0,109 | 11 | Compl. |
| 565,29 | * 35 | 0,51 | 0,249 | 8 | |
| 558,03 | * 130 | 0,73 | 0,056 | 35 | |
| 566,83 | * 140 | 0,73 | 0,051 | 25 | |
| 556,09 | * 35 | 0,30 | 0,42 | 8 | |
| 552,993 | * 30 | 0,30 | 0,60 | 8 | |
| 548,76 | * 60 | 0,48 | 0,128 | 12 | |
| 544,82 | 80 | 0,72 | 0,165 | 14 | |
| 540,77 | 200 | 1,4 | 0,058 | 45 | |
| 534,723 | * 14 | 0,28 | 3,27 | 7 | |
| 528,34 | 80 | 0,45 | 0,133 | 17 | |
| 527,39 | 150 | 0,65 | 0,043 | 40 | |
| 521,37 | 120 | 0,60 | 0,04 | 35 | Quest. |
| 518,49 | * 50 | 0,44 | 0,232 | 11 | |
| 514,863 | * 11 | 0,26 | 61 | 7 | |
| 511,777 | * 20 | 0,25 | 1,11 | 10 | |
| 505,03 | * 80 | 0,55 | 0,122 | 20 | |
| 498,325 | * 25 | 0,24 | 0,47 | 11 | |
| 497,74 | * 45 | 0,58 | 0,140 | 20 | |
| 496,51 | * 70 | 0,40 | 0,15 | 25 | |
| 487,84 | * 100 | 0,57 | 0,085 | 15 | |
| 483,14 | 80 | 0,38 | 0,16 | 25 | |
| 482,075 | * 17 | 0,23 | 1,50 | 8 | |
| 480,03 | 60 | 0,50 | 0,105 | 20 | |
| 477,401 | * 13 | 0,22 | 5,0 | 7 | |
| 476,65 | * 45 | 0,34 | 0,097 | 20 | |
| 468,03 | * 45 | 0,35 | 0,140 | 13 | |
| 465,059 | * 25 | 0,35 | 0,358 | 9 | |
| 459,52 | * 100 | 0,50 | 0,086 | 20 | |
| 457,97 | 100 | 0,50 | 0,103 | 20 | |
| 453,32 | * 50 | 0,33 | 0,196 | 14 | |
| 448,39 | 140 | 0,94 | 0,046 | 30 | Quest. |
| 445,95 | 70 | 0,48 | 0,099 | 14 | |
| 439,92 | 110 | 0,90 | 0,073 | 20 | |
| 436,465 | * 25 | 0,18 | 0,24 | 17 | |
| 436,159 | * 20 | 0,18 | 3,32 | 9 | |
| 432,05 | 70 | 0,30 | 0,093 | 20 | |
| 431,18 | 100 | 0,45 | 0,074 | 35 | |
| 430,43 | 100 | 0,45 | 0,053 | 40 | |
| 428,626 | * 12 | 0,22 | 3,95 | 7 | |
| 423,230 | * 14 | 0,29 | 0,287 | 7 | |
| 417,90 | 35 | 0,29 | 0,085 | 14 | |

Tab. 1.

| Energie Relativ | E-Fehler [EV] | Auflsg. [KEV] | Intens. Relativ | I-Fehler [%] | Kom- ment. |
|--------------------|------------------|------------------|--------------------|-----------------|---------------|
| 411,921 | 25 | 0,28 | 0,137 | 10 | |
| 406,549 | * 12 | 0,2 | 0,77 | 8 | |
| 405,147 | * 17 | 0,27 | 0,268 | 9 | |
| 404,40 | 130 | 0,73 | 0,048 | 25 | |
| 402,11 | 140 | 0,73 | 0,034 | 30 | Quest. |
| 400,91 | * 120 | 0,73 | 0,051 | 25 | |
| 399,43 | 130 | 0,73 | 0,043 | 25 | |
| 397,87 | 60 | 0,74 | 0,057 | 20 | |
| 394,605 | 17 | 0,26 | 0,217 | 9 | |
| 393,11 | 50 | 0,37 | 0,052 | 20 | |
| 392,114 | * 12 | 0,25 | 0,64 | 7 | |
| 389,420 | * 14 | 0,25 | 0,205 | 8 | |
| 386,98 | 120 | 0,37 | 0,039 | 30 | |
| 386,27 | 140 | 0,35 | 0,021 | 30 | |
| 378,68 | 80 | 0,68 | 0,024 | 30 | Quest. |
| 375,848 | * 30 | 0,23 | 0,059 | 14 | |
| 374,53 | 140 | 0,68 | 0,013 | 35 | Quest. |
| 363,957 | * 9 | 0,16 | 5,2 | 7 | |
| 358,65 | * 50 | 0,32 | 0,035 | 17 | |
| 353,783 | * 20 | 0,20 | 0,056 | 12 | |
| 354,597 | * 30 | 0,2 | 0,037 | 20 | |
| 353,120 | * 25 | 0,2 | 0,087 | 12 | |
| 347,14 | 40 | 0,27 | 0,024 | 25 | |
| 346,36 | 60 | 0,54 | 0,035 | 17 | |
| 341,732 | 14 | 0,16 | 0,202 | 10 | |
| 340,31 | 70 | 0,55 | 0,024 | 30 | |
| 324,494 | 20 | 0,17 | 0,055 | 12 | |
| 318,01 | 80 | 0,48 | 0,017 | 35 | |
| 317,19 | 40 | 0,25 | 0,036 | 17 | |
| 315,60 | * 50 | 0,45 | 0,019 | 20 | |
| 311,270 | * 7 | 0,15 | 1,72 | 8 | |
| 309,93 | * 100 | 0,45 | 0,018 | 35 | |
| 300,24 | * 40 | 0,22 | 0,028 | 30 | |
| 296,80 | * 45 | 0,4 | 0,025 | 20 | |
| 296,062 | 13 | 0,14 | 0,062 | 13 | |
| 291,776 | 20 | 0,21 | 0,044 | 11 | |
| 291,09 | 50 | 0,4 | 0,02 | 20 | |
| 289,89 | 45 | 0,2 | 0,053 | 35 | |
| 288,626 | * 11 | 0,2 | 0,104 | 9 | |
| 288,064 | 17 | 0,2 | 0,059 | 12 | |
| 280,19 | * 70 | 0,36 | 0,028 | 35 | |
| 279,01 | 60 | 0,18 | 0,017 | 20 | |
| 276,62 | 60 | 0,36 | 0,022 | 25 | |
| 275,875 | 9 | 0,19 | 0,320 | 8 | |
| 268,362 | 30 | 0,16 | 0,030 | 20 | |
| 267,532 | * 7 | 0,12 | 0,49 | 8 | |
| 262,60 | 130 | 0,48 | 0,009 | 40 | Quest. |
| 259,364 | * 30 | 0,17 | 0,014 | 25 | |
| 255,348 | * 8 | 0,16 | 0,219 | 9 | |
| 253,79 | 90 | 0,45 | 0,015 | 30 | |
| 252,488 | 17 | 0,16 | 0,039 | 12 | |
| 247,912 | * 15 | 0,15 | 0,039 | 12 | |
| 247,316 | 20 | 0,15 | 0,028 | 15 | |
| 246,809 | * 11 | 0,15 | 0,073 | 10 | |
| 243,93 | 60 | 0,42 | 0,021 | 20 | |
| 243,175 | 15 | 0,15 | 0,053 | 15 | |
| 235,21 | * 60 | 0,13 | 0,0089 | 20 | |
| 232,436 | * 6 | 0,13 | 0,162 | 9 | |
| 231,497 | * 13 | 0,065 | 0,143 | 13 | |
| 231,412 | 10 | 0,065 | 0,184 | 13 | |
| 228,286 | * 20 | 0,12 | 0,026 | 20 | |
| 227,36 | 35 | 0,14 | 0,0152 | 20 | |
| 224,37 | 50 | 0,24 | 0,0111 | 25 | |

Tab. 1.

| Energie Relativ | E-Fehler [EV] | Auflsg. [KEV] | Intens. Relativ | I-Fehler [%] | Kom- ment. |
|--------------------|------------------|------------------|--------------------|-----------------|---------------|
| 217,006 | 17 | 0,13 | 0,027 | 15 | |
| 209,296 | 13 | 0,11 | 0,032 | 15 | |
| 208,585 | * 8 | 0,11 | 0,059 | 12 | |
| 207,953 | 8 | 0,11 | 0,054 | 12 | |
| 206,67 | 35 | 0,20 | 0,0152 | 20 | |
| 204,77 | * 70 | 0,3 | 0,0081 | 35 | |
| 199,658 | 4,5 | 0,098 | 0,143 | 11 | |
| 198,054 | 13 | 0,054 | 0,044 | 13 | |
| 196,54 | 40 | 0,18 | 0,0089 | 25 | |
| 196,15 | * 50 | 0,27 | 0,0114 | 25 | |
| 193,343 | * 6 | 0,094 | 0,082 | 12 | |
| 191,15 | 35 | 0,17 | 0,0102 | 25 | |
| 189,763 | 17 | 0,084 | 0,0135 | 20 | |
| 184,589 | 4,5 | 0,091 | 0,189 | 12 | |
| 182,492 | * 7 | 0,085 | 0,056 | 13 | |
| 180,838 | * 8 | 0,084 | 0,038 | 14 | |
| 179,396 | * 6 | 0,082 | 0,076 | 13 | |
| 173,581 | * 6 | 0,077 | 0,078 | 14 | |
| 172,166 | * 3,5 | 0,076 | 0,77 | 13 | |
| 170,801 | * 30 | 0,14 | 0,009 | 30 | |
| 169,20 | 40 | 0,2 | 0,0103 | 30 | |
| 165,350 | * 13 | 0,078 | 0,018 | 20 | |
| 163,017 | * 3,5 | 0,076 | 0,86 | 14 | |
| 159,487 | 13 | 0,09 | 0,021 | 20 | |
| 150,408 | Z 20 | 0,1 | 0,010 | 20 | |
| 147,876 | 6 | 0,078 | 0,077 | 17 | |
| 147,343 | 25 | 0,1 | 0,012 | 35 | Quest. |
| 146,06 | * 45 | 0,16 | 0,01 | 45 | Quest. |
| 142,478 | * 3,5 | 0,058 | 0,139 | 17 | |
| 142,024 | * 3,5 | 0,058 | 0,21 | 17 | |
| 137,505 | 8 | 0,054 | 0,027 | 20 | |
| 135,839 | 14 | 0,088 | 0,016 | 25 | |
| 129,249 | 12 | 0,08 | 0,020 | 25 | |
| 129,110 | 9 | 0,076 | 0,028 | 20 | |
| 126,977 | * 6 | 0,076 | 0,066 | 20 | |
| 126,378 | * 25 | 0,12 | 0,014 | 35 | Quest. |
| 120,568 | * 9 | 0,07 | 0,024 | 20 | |
| 117,214 | * 6 | 0,068 | 0,042 | 20 | |
| 114,967 | * 8 | 0,064 | 0,026 | 25 | |
| 112,388 | * 10 | 0,062 | 0,021 | 25 | |
| 111,955 | * 11 | 0,062 | 0,014 | 30 | |
| 104,5272 | * 2,0 | 0,038 | 2,8 | 20 | |
| 103,907 | 6 | 0,052 | 0,037 | 25 | |
| 100,759 | * 3,5 | 0,05 | 0,128 | 20 | |
| 95,2716 | * 2,5 | 0,044 | 1,33 | 20 | |
| 89,9573 | * 2,5 | 0,04 | 0,43 | 21 | |
| 89,371 | * 12 | 0,056 | 0,023 | 35 | |
| 87,9697 | * 2,0 | 0,038 | 1,7 | 21 | |
| 86,567 | 17 | 0,054 | 0,016 | 50 | Quest. |
| 72,234 | * 7 | 0,04 | 0,058 | 35 | |
| 46,7490 | * 2,5 | 0,034 | 1,6 | 30 | |
| 41,2174 | * 1,7 | 0,026 | 6,8 | 30 | |

Z Zuordnung fraglich.

* Linie ist im Niveauschema eingeordnet.

angeregte Zustand durch die starke 104 keV-Linie entvölkert. Die hohe Population dieses Niveaus läßt vermuten, daß auch das 11/2-Niveau durch die (n, γ)-Reaktion zu finden ist. Seine Lage kann aus dem Abstand 9/2 – 7/2 zu 232 keV abgeschätzt

werden. In der Tat erfüllen die 104,52, 126,97 und 231,49 keV-Linien ausgezeichnet das Kombinationsprinzip und ergeben eine Energie von 231,502 keV für das $11/2$ -Niveau¹⁵. Die erwartete totale (n,γ) -Population der Niveaus der Grb ist in Übereinstimmung mit den Meßwerten¹⁰.

Aus den Niveauenergien der Grb erhält man mit

$$E = E_0 + AI(I+1) + BI^2(I+1)^2$$

die Parameter $A = 11757,0 \pm 0,6$ eV und $B = -3531 \pm 21$ meV.

Aus dem Verzweungsverhältnis der 126,9 und 231,5 keV γ -Linien findet man¹⁰

$$|g_K - g_R| = 0,16 \pm 0,08$$

und kann damit, unter der Annahme, das dieser Parameter in der $[514\downarrow]$ -Bande konstant ist, den E2-Anteil in der 104,5 keV-Linie berechnen. Das Ergebnis: $52 \pm_{20}^{11} \%$ ist im Einklang mit den Konversionselektronendaten von BONDARENKO et al.⁵.

Die $[510]$ -Bande

Die 514,86 keV-Linie ist die weitaus intensivste Linie im gesamten Spektrum. Es kann sich folglich dabei nur um einen Grundzustandsübergang handeln. Der M3-Charakter⁵ deutet darauf hin, daß der Übergang das $1/2$ -Niveau der $[510]$ -Bande depopuliert, im Einklang mit den Ergebnissen der (d,p)-Messung⁴ und der Lebensdauer (67 ms, vgl. Ref.⁵) des Zustands. Die Kaskade der 41,2, 46,7 und 95,3 keV-Linien legt die zugehörigen Rotations-terme bis zum $7/2^-$ -Niveau fest. Mit

$$E = E_0 + A[I(I+1) + (-1)^{I+1/2}a(I+1/2)] + B[I(I+1) + (-1)^{I+1/2}a(I+1/2)]^2$$

erhält man $A = 11,576$ keV, $B = -5,3$ eV, $a = 0,188$.

Die erwartete Bevölkerung des $9/2^-$ -Zustands und das K-Verbot für M1- und E2-Übergänge zur Grb sollten auch die Beobachtung von Intraband-Depopulation des Niveaus ermöglichen, zumal die Linien in dem Energiebereich liegen, wo die Spektrometerempfindlichkeit optimal ist. Die Bandenmischungsrechnung (vgl. Abschnitt 6) ergibt $E(9/2) = 782,5$ keV. Durch Einordnen der 179,4

keV-Linie, welche auch intensitätsmäßig der Erwartung entspricht, erhält man 782,23 keV für die Energie des $(9/2)$ -Terms.

Nach den γ -Verzweungsverhältnissen der Intrabandübergänge aus den $5/2^-$ - und $7/2^-$ -Niveaus sollte die 46,7 keV-Linie 1,32%, die 95,3 keV-Linie 0,11% E2 enthalten¹⁰. Daraus läßt sich der für $K = 1/2$ -Banden charakteristische Parameter b_0 zu

$$b_0 = 0,54 \pm 0,09$$

berechnen¹⁰. Unter der Annahme, daß das Quadrupolmoment in der $[510]$ -Bande dem der Grb gleicht, ergibt sich für die $[510]$ -Struktur:

$$(g_K - g_R)^2 = 7,4 \pm 4,4,$$

ein Wert, der mit seiner ungewöhnlichen Größe für die $[510]$ -Bande typisch zu sein scheint, da Schalenmodellberechnungen von LAMM¹⁶ zeigen, daß auch im W183 und Os185 dieser Wert für den $[510]$ -Zustand verhältnismäßig groß ist.

Die Kenntnis von $(g_K - g_R)^2$ erlaubt die Berechnung der Gammaintensität der Linie vom $9/2^-$ - zum $7/2^-$ -Niveau. Man findet: $I_\gamma(84 \text{ keV}) \approx 9 \times 10^{-5}$ Gamma-Quanten pro Neutroneneinfang, was etwa um den Faktor 2 unter unserer Nachweisgrenze liegt. Der $9/2$ -Zustand kann damit als gesichert angesehen werden. In das Niveauschema wurde er aber gestrichelt eingetragen, da die Einordnung durch keinen weiteren Übergang gestützt wird.

Das Auftreten der Übergänge vom $3/2^-$, $5/2^-$ und $7/2^-$ -Niveau zur Grb ist eine Folge der Bandenmischung. Wie aus der Tab. 6 zu ersehen ist, gibt die Rechnung den Trend der gemessenen Intensitäten wieder. Jedoch liegen die berechneten Werte durchwegs unter den gemessenen, wenn man sie auf die von gleichen Niveaus ausgehenden Intrabandübergänge bezieht. Auch kann ihr Verzweungsverhältnis nicht gut erklärt werden. Die Bandenmischungsrechnung zeigt jedoch, daß gerade die Intensität dieser Linien durch kleinste Veränderungen der Wellenfunktion in der Grb erheblich beeinflußt wird. Es ist daher im Rahmen dieser, von sehr einfachen Annahmen ausgehenden, Berechnung kaum mehr als eine größenordnungsmäßige Beschreibung zu erwarten.

¹⁵ Die hier bestimmten Niveauenergien weichen von den in der (d,p)- bzw. (d,t)-Messung⁴ gefundenen über den dort angegebenen Meßfehler hinaus ab. Diese Diskrepanz zeigt sich auch in zunehmendem Maße bei allen höherliegenden Niveaus, wobei die Werte von Burke immer unter den hier gefundenen liegen. Nach einer persönlichen Mitteilung von

B. Elbeck ist der Grund hierfür in der zum Zeitpunkt der Messungen noch nicht hinreichenden Kalibrierung des verwendeten Magnet-Spektrographen zu suchen, was zu Verschiebungen des Nullpunkts und Nichtlinearitäten der Energieskala Anlaß gab.

¹⁶ I. L. LAMM, Nucl. Phys. A 125, 504 [1969].

Während die K -verbotenen Übergänge vom $5/2$ - und $7/2$ -Niveau aus um einen Faktor 2 bzw. 5 zu schwach vorhergesagt werden, ist die, zwar energetisch passende, 556 keV-Linie vom $3/2$ -Niveau zum Grundzustand um einen Faktor >25 intensiver als erwartet. Die kleine theoretische Übergangswahrscheinlichkeit für diesen Übergang läßt sich leicht aus der Bandenmischung verstehen: während der $5/2$ - und $7/2$ -Zustand der $[510]$ -Bande bereits Beimischungen der $[512\uparrow]$ -Bande enthalten (vgl. Tab. 5 Mischungsamplituden), welche direkt auch mit der Grb mischt, enthält der $3/2$ -Zustand nur Beimischungen von $1/2$ - und $3/2$ -Banden, für welche die Übergangsstärke zur Grb gering ist. Die gemessene Intensität der 556,1 keV-Linie spricht zwar gegen die Einordnung. Wegen der vorher erwähnten Unsicherheit der Bandenmischungsrechnung ist der Übergang jedoch im Niveauschema gestrichelt eingezeichnet. Die relativ kleine Population des $9/2$ -Niveaus in der $[510]$ -Bande erklärt, daß evtl. vorhandene Übergänge zur Grb weit unter unserer Nachweisgrenze liegen.

Die $[512\uparrow]$ -Bande

Als energetisch niedrigster Lochzustand im Yb175 wird der Grundzustand des Yb173, nämlich der Nilsson-Zustand $[512\uparrow]$, erwartet.

BURKE et al.⁴ findet eine Rotationsbande mit $K=5/2^-$, deren Kopf bei 633 keV liegt, und deren Mitglieder entsprechend den theoretischen Voraussetzungen für die gesuchte Bande in der (d,t)-Reaktion populierte werden. Die beiden starken Linien von 639,3 und 534,7 keV zum Grundzustand bzw. $9/2$ -Niveau der Grb legen das niedrigste Niveau der $[512\uparrow]$ -Bande bei 639,254 keV fest. Ihre Multipolarität⁵ ist E2. Auch die 729 keV-Linie aus dem $7/2$ -Niveau der $[512\uparrow]$ -Bande hat überwiegenden E2-Charakter⁵. In der vorliegenden Messung konnten zwei weitere Linien vom $7/2$ -Zustand zu den Niveaus $9/2$ und $11/2$ der Grb beobachtet werden.

Der E2-Charakter der Übergänge aus dieser Nilsson-Konfiguration (98% $[512\uparrow]$ nach SOLOVIEV¹⁷) beruht auf der Hinderung der M1-Übergänge nach den Auswahlregeln für asymptotische Quantenzahlen¹⁸. Dies zeigt sich auch in dem außerordentlich kleinen M1-Übergangsmatrixelement zwischen den Zuständen $[512\uparrow]$ und $[514\downarrow]$ ¹⁰.

Die in Abschnitt 6 beschriebene Mischungsrechnung zeigt, daß die zwischen den beiden Banden auftretende M1-Übergangswahrscheinlichkeit praktisch nur von den beigemischten Intrabandanteilen ($\Delta K=0$) herrührt.

Durch die Mischung werden aber auch E2-Übergänge begünstigt. Auf Grund des größeren Energiefaktors konkurrieren sie mit den M1-Übergängen und tragen somit überwiegend zur Depopulation der $[512\uparrow]$ -Bande bei. Die Bandenmischungsrechnung beschreibt sowohl die Verzweungsverhältnisse der Übergänge zur Grb als auch ihre Stärke im Verhältnis zur Intrabandstärke in der $[512\uparrow]$ -Bande zufriedenstellend (vgl. Tab. 6). In gleicher Weise erklärt die Rechnung die gemessene Multipolarität⁵ für die 639- und 729 keV-Linien (vgl. Tab. 2).

Tab. 2. Berechnetes Mischungsverhältnis $I_\gamma(E2)/I_\gamma(M1)$ für die Übergänge von der $[512\uparrow]$ -Bande zur Grb.

| Übergang | Energie/ keV | γ -Int. Verh. E2/M1 | Multipolarität ⁵ |
|-----------------------|-----------------|-------------------------------|-----------------------------|
| $5/2 \rightarrow 7/2$ | 639,3 | 10 | E2 |
| $7/2 \rightarrow 7/2$ | 729,2 | 9,3 | E2 |
| $7/2 \rightarrow 9/2$ | 624,7 | 0,7 | — |

Wegen der relativ kleinen Übergangswahrscheinlichkeit zur Grb erwartet man auch das Auftreten von Intrabandübergängen. Die 89,9 keV-Linie bietet sich als $7/2 \rightarrow 5/2$ -Übergang an, während zwei schwache Linien aufbauend auf dem $5/2$ - bzw. $7/2$ -Niveau den $9/2$ -Zustand bei 844,2 keV festlegen, in guter Übereinstimmung mit der nach der Mischungsrechnung erwarteten Energie (vgl. Tab. 5). Von den möglichen Übergängen zur Grb wird auch der stärkste, der $9/2 \rightarrow 9/2$ -Übergang, von der Rechnung als unter der Nachweisgrenze liegend vorausgesagt. Die theoretisch erwartete Population¹⁰ des $9/2$ -Niveaus wird bereits durch die beiden Intrabandübergänge abgeführt. Somit erscheint die energetisch passende 612,5 keV-Linie als $9/2 \rightarrow 11/2$ -Übergang zur Grb sehr unwahrscheinlich (vermutlich: zufällige Kombination).

Interessant ist der Übergang vom $7/2$ -Niveau der $[512\uparrow]$ -Bande zum $5/2$ -Niveau der $[510]$ -Bande, der wegen $\Delta K=2$ nur aus der Kopplung von mindestens 3 Zuständen mit $K=1/2$, $3/2$ und $5/2$ verstanden werden kann. Die Tatsache, daß er als

¹⁷ V. G. SOLOVIEV, P. FOGEL u. G. YUNGKLAUSSEN, Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. 31, 518 [1967].

¹⁸ B. R. MOTTELSON u. S. G. NILSSON, Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk. I, no. 8 [1959].

einzigster beobachtbarer Übergang zwischen den beiden Banden mit der richtigen Intensität vorausgesetzt wird, rechtfertigt die angestellten Mischungsrechnungen. Danach hat diese Linie überwiegend M1-Multipolarität ($\sim 96\%$).

Mit $Q_0 = 7,8$ barn (Meßwert¹⁹ bei Yb173), ergibt sich aus den beiden Intrabandübergängen von 114 und 204 keV:

$$(g_K - g_R)^2 = 0,6 \pm 0,3,$$

in guter Übereinstimmung mit den Werten $(0,66 \pm 0,11)$ in Yb173²⁰ und $(0,8 \pm 0,3)$ in Dy165²¹ für diese Bande.

Die $[512\downarrow]$ -Bande

Bei etwa 809 keV wurde von BURKE et al.⁴ der Kopf der $[512\downarrow]$ -Rotationsbande vorgeschlagen. Nach Rechnungen von SOLOVIEV et al.¹⁷ sollte dieser Teilchenzustand eine etwa 15%ige Beimischung der γ -Vibration des Grundzustands enthalten. Diese Annahme wird bestätigt durch die starken zur Grb führenden E2-Übergänge, deren Intensität auch durch Bandenmischung nicht erklärt werden könnte. Die Verzweungsverhältnisse dieser Übergänge stimmen sehr gut mit den Alaga-Regeln überein¹⁰.

Die Schwierigkeit⁵, den 871 keV-Übergang vom $5/2$ -Niveau zum Grundzustand intensitätsmäßig zu erklären, löste sich in dieser Messung. Wie aufgrund von Koinzidenzmessungen⁵ bereits vermutet, handelt es sich hierbei um ein Dublett. Kombinationen der gefundenen Linien ergeben für das $7/2$ -Niveau eine Energie von 957,4 keV, was die früher vorgeschlagene⁵ Energie von 953 keV nicht bestätigt, aber gut mit dem Wert nach Burke et al. übereinstimmt, wenn man die sonst festgestellte systematische Energieverschiebung berücksichtigt.

Mit den gefundenen Niveauenergien ist die 146,045 keV-Linie als Intrabandübergang verträglich. Eine Abschätzung unter Verwendung des Verhältnisses $Q_0/(g_K - g_R) = 36$, welches man aus den Intrabandverzweungsverhältnissen²² der $[512\downarrow]$ -Bande im W183 erhält, zeigt, daß nur ein derartig schwacher 146 keV-Übergang die Nichtbeobachtung des $7/2 \rightarrow 5/2$ -Übergangs erklärt. Aus den 3 Niveaus ergeben sich die Rotationsparameter $A =$

11844 ± 10 eV und $B = 16,8 \pm 1,7$ eV. Der große positive B -Parameter wird durch die Mischung der $[512\uparrow]$ -, $[510]$ - und $[512\downarrow]$ -Banden verständlich, wobei auch das höhergelegene $K=1/2^-$ -Band in diesem speziellen Fall wegen des kleinen Energieabstandes der beiden $5/2$ -Niveaus eine Vergrößerung des Abstandes $5/2 - 7/2$ bei gleichzeitiger Verminderung des $3/2 - 5/2$ -Abstands im $K=3/2^-$ -Band bewirkt. Die Mehrbandenmischung (vgl. Abschn. 6) ergibt zwar einen zu großen positiven B -Parameter für das gestörte $K=3/2^-$ -Band, es ist jedoch zu erwarten, daß höhergelegene nicht in der Rechnung eingeschlossene Bänder ihn verkleinern.

Von den von der $[512\downarrow]$ -Bande ausgehenden Übergängen zur $[512\uparrow]$ - und $[510]$ -Bande widersprechen besonders die letzteren den Alaga-Regeln. Hier konnte die Bandenmischungsrechnung eine wesentlich bessere Übereinstimmung der Verzweungsverhältnisse mit dem experimentellen Befund erbringen, und auch die Stärke dieser Übergänge im Vergleich zur Intrabandstärke gut beschreiben (vgl. Tab. 6). Gerade die Intensitäten dieser Übergänge hängen empfindlich von den Wellenfunktionen der einzelnen Zustände ab. Eine quantitative Erklärung kann allerdings im Rahmen des recht einfachen Modells nicht erwartet werden, wurde auch nicht durch Variation der Parameter angestrebt. Die kleine Beimischung der γ -Vibration der $[510]$ -Struktur zur $[512\downarrow]$ -Bande¹⁷ wurde in unserer Mischungsrechnung außer acht gelassen und kann ein Grund für die noch verbleibenden Abweichungen sein.

Die Übergänge zur $[512\uparrow]$ -Bande zeigen kaum Mischungseinfluß und werden hauptsächlich von dem relativ starken M1-Matrixelement zwischen den beiden Banden bestimmt. Jedoch wird dieses vom Nilsen-Modell zu groß vorhergesagt. Um dem gemessenen Verhältnis zur Intrabandstärke und zur Übergangsstärke zur $K=1/2^-$ -Bande Rechnung zu tragen, mußte es auf etwa $1/3$ abgeschwächt werden.

Die $[521\downarrow]$ -Bande

Diese $K=1/2^-$ -Bande wurde von BURKE et al.⁴ vorgeschlagen und von BONDARENKO et al.⁵ bestätigt. Durch die vorliegende Arbeit konnten zwei

¹⁹ B. ELBEK, K. O. NIELSEN u. M. C. OLESEN, Phys. Rev. **103**, 406 [1957].

²⁰ G. GOLDRING, H. M. LOEBENSTEIN u. R. BARLOUTAUD, Phys. Rev. **127**, 2151 [1962].

²¹ O. W. B. SCHULT, B. P. MAIER u. U. GRUBER, Z. Phys. **182**, 171 [1964].

²² H. DANIEL, J. HÜFNER, TH. LORENZ, O. W. B. SCHULT u. U. GRUBER, Nucl. Phys. **56**, 147 [1964]. — U. GRUBER, R. KOCH, B. P. MAIER u. O. W. B. SCHULT, Z. Naturforsch. **20a**, 929 [1965]. — W. F. EDWARDS, F. BOEHM, J. ROGERS u. E. J. SEPPI, Nucl. Phys. **63**, 97 [1965].

weitere Intradbandübergänge und sämtliche möglichen Übergänge zur [510]-Bande beobachtet werden. Die Rotationsparameter sind: $A = 13,830$ keV, $B = -12,94$ eV und $a = 0,750$. Das Nilsson-Modell gibt keine befriedigende Erklärung der Übergänge zur [510]-Bande. Die Diskrepanz ließ sich allerdings durch Abschwächung des berechneten Entkopplungsterm $b_{M1} G_{M1}$ zwischen beiden Banden wesentlich vermindern.

Die Bandenmischung beeinflusst die Verzweigungsverhältnisse kaum. Sie vermag allerdings den ohne Mischung nicht erwarteten $1/2 \rightarrow 5/2$ E2-Übergang quantitativ zu erklären (Tab. 6). Die Stärke der $\Delta K = 0$ -Übergänge wird durch die Kopplung um einen Faktor ~ 2 vermindert, wie der Vergleich mit den von Mischung kaum beeinflussten Intradbandübergängen zeigt (Tab. 6). Daß diese von der Rechnung zu schwach vorhergesagt werden, könnte auf ein größeres inneres Quadrupolmoment dieser Bande hindeuten.

Zwischen der [521 \downarrow]- und der [512 \downarrow]-Bande, welche beide zur gleichen Drehimpulsschale p 3/2 gehören, tritt ein großes Mischungsmatrixelement auf. Da die beiden Zustände jedoch auf verschiedenen Seiten der Fermi-Fläche liegen, wird es durch einen Paarungsfaktor von etwa 0,5 abgeschwächt. Der geringe energetische Abstand der beiden Banden und das sehr kleine ungestörte M1-Übergangsmatrixelement führen trotz einer wesentlichen Verstärkung durch die Mischung nur zum Auftreten von 2 Übergängen vom 3/2-Niveau der $K = 1/2^-$ -Bande zum 3/2- bzw. 5/2-Niveau der $K = 3/2^-$ -Bande. Ihre Übergangswahrscheinlichkeiten sind in guter Übereinstimmung mit der Rechnung, nach der alle sonst möglichen Übergänge unter der Nachweisgrenze liegen sollten, mit Ausnahme des Übergangs: 1009 keV $- 811$ keV. Die Energie der $198,055 \pm 0,013$ keV-Linie widerspricht dem Erwartungswert von $197,963 \pm 0,011$ keV; auch ist ihre Intensität zu groß. Vermutlich handelt es sich hierbei um ein unaufgelöstes Dublett.

Aus den gemessenen Intensitäten der beiden Intradbandübergänge, die vom 7/2-Niveau ausgehen, läßt sich eine Aussage über die Parameter g_R , g_K und b_0 gewinnen, wenn man den Wert $Q_0 \approx 8$ barn¹⁹ für das innere Quadrupolmoment von Yb171 übernimmt:

$$[(g_K - g_R)(1 + b_0)]^2 = 0,51 \pm 0,31.$$

Dieser Term ist eindeutig kleiner als die Werte, die im Dy165²¹ und Er167²³ für die [521 \downarrow]-Bande gefunden wurden. Auch in diesem Fall könnte die Annahme eines größeren Q_0 die Diskrepanz beseitigen.

Die [521 \uparrow]-Bande

Die Energiedifferenz der zwei relativ starken Linien von 707 und 635 keV gleicht dem Abstand der 1/2- und 3/2-Niveaus in der [521 \downarrow]-Bande. Zusammen mit einer dritten schwächeren Linie, die zum 5/2-[521 \downarrow]-Niveaus führt, ergeben sie einen Zustand bei 1627,47 keV. Nimmt man für diesen den Spin 3/2 und $K = 3/2$ an, so lassen sich die Verzweigungsverhältnisse der 3 Übergänge nach den Alagaregeln sehr gut mit Dipolstrahlung erklären. Das Nilsson-Modell sagt zwischen 1 und 2,5 MeV die $K = 3/2$ -Zustände [642 \downarrow], [651 \uparrow] und [521 \uparrow] voraus. E1-Übergänge von den ersten beiden Zuständen zur [521 \downarrow]-Bande sind aufgrund der Auswahlregeln für asymptotische Quantenzahlen verboten und eine Übereinstimmung der Verzweigungsverhältnisse mit den Alagaregeln ist demnach sehr unwahrscheinlich²⁴. Dagegen sind M1-Übergänge vom 3/2-[521 \uparrow]-Zustand aus erlaubt. Burke et al. schlagen diesen Zustand bei 1616 keV vor. Trotz der großen Energiediskrepanz scheint es sich doch um dasselbe Niveau zu handeln, zumal der energetische Unterschied zwischen den beiden Messungen nach oben hin zunimmt¹⁵. Überraschend ist, daß die [521 \uparrow]-Bande wesentlich niedriger liegt als nach dem Nilsson-Modell erwartet ($\sim 2,5$ MeV). Der Grund hierfür ist die Beimischung der γ -Vibration der [521 \downarrow]-Struktur. SOLOVIEV¹⁷ gibt als Konfiguration

$$[521\uparrow] 20\% + \{[521\downarrow] + Q(22)\} 80\%$$

und als Lage 1,7 MeV an.

Aufgrund der γ -Vibrationsbeimischung sollten kollektive E2-Übergänge zwischen den beiden Banden zur Depopulation beitragen. Setzt man jedoch in einer Weißkopfab schätzung für den kollektiven Charakter einen beschleunigenden Faktor von etwa 10 an und schwächt die M1-Stärke auf 20% ab (Partikelanteil des Ausgangszustands), so überwiegt diese trotzdem mit einem Faktor von etwa 100. Zudem ist das M1-Übergangsmatrixelement

²³ H. R. KOCH, Z. Phys. **187**, 450 [1965].

²⁴ YU. T. GRIN u. I. M. PAVLICHENKOV, Nucl. Phys. **65**, 686 [1965].

zwischen den Nilsson-Zuständen $[521\downarrow]$ und $[521\uparrow]$ recht groß.

Das $5/2$ -Rotationsniveau bei 1689,46 keV folgt aus der Kombination zweier Linien, zum $3/2$ - und $5/2$ -Term der $[521\downarrow]$ -Bande. Aufgrund der vernachlässigbaren Störung durch Bandenmischung erfüllt das Verzweigungsverhältnis dieser Übergänge bei Annahme von M1-Multipolarität sehr gut die Alaga-Regeln.

Nach den Auswahlregeln für asymptotische Quantenzahlen sind von der $[521\uparrow]$ -Struktur aus neben den bereits diskutierten Übergängen noch M1-Übergänge zur $[512\uparrow]$ -Bande unbehindert. Unsere Messung ergibt eine die beiden Bandenköpfe verbindende intensive 988 keV-Linie. Das Mischungsmatrixelement zwischen den beiden Konfigurationen ist groß, da sie der gleichen Drehimpulsschale $h/2$ angehören. Wegen des großen Energieabstandes und des nur 20-proz. Teilchencharakters der $K=3/2^-$ -Struktur ist jedoch die Mischung gering und läßt fast ungestörte M1-Übergänge erwarten. Ein Vergleich der Intensität der 988 keV-Linie mit der der Übergänge zur $[521\downarrow]$ -Bande erlaubt somit die Bestimmung des quadratischen Verhältnisses der M1-Matrixelemente. Man findet:

$$V = \frac{|\mathcal{M}(M1, [521\uparrow] \rightarrow [521\downarrow])|^2}{|\mathcal{M}(M1, [521\uparrow] \rightarrow [512\uparrow])|^2} = 10,8 \pm 2,2.$$

Es überrascht nicht, daß das Nilsson-Modell, welches bei der Vorhersage der Anregungsenergie für den $K=3/2^-$ -Zustand versagte, auch dieses Verhältnis nicht richtig wiedergibt.

Von den vom $5/2$ -Niveau der $[521\uparrow]$ -Bande möglichen Übergängen zum $5/2$ - und $7/2$ -Niveau der $K=5/2^-$ -Bande sollte nach den Alaga-Regeln der letzte etwa zweimal so stark wie der erste sein. Die Intensität der fraglichen Linie von 961,1 keV, deren Energie fast um den doppelten Fehler von der Niveaudifferenz abweicht, ergibt ein Verhältnis der Matrixelemente von $V=15,1 \pm 6,5$, so daß ihre Einordnung nicht ausgeschlossen ist. Der Übergang zum $5/2$ -Niveau der $K=5/2^-$ -Bande liegt dann unter der Nachweisgrenze.

Die $3/2^+$ -Bande bei 1067 keV

PYATOV und SOLOVIEV²⁵ berechneten im Yb174 einen Zustand, der zu 91% die 2-Quasiteilchenkomponente $[624\uparrow]_n - [512\uparrow]_n$ enthält und wegen der

geringen Anregungsenergie von 1321 keV kollektiven Charakter haben sollte. Durch Kopplung mit dem Grundzustand des Yb175 erhält man einen $K=3/2^+$ -Oktupol-Zustand, der ebenfalls bei niedriger Energie zu erwarten ist.

Diese Überlegungen veranlaßten BONDARENKO et al.⁵, das 1067 keV-Niveau in dieser Weise zu interpretieren, zumal der intensive 428 keV-E1-Übergang in Koinzidenz mit der 639 keV-Linie vom $5/2$ - $[512\uparrow]$ -Niveau zum Grundzustand gefunden wurde⁵, was sich einfach aus der 3-Quasiteilchenstruktur erklären läßt. BONDARENKO et al.⁵ erwägen als Einteilchenkomponente des 1067 keV-Terms die $[642\downarrow]$ -Struktur, welche nach den Messungen von FUNKE et al.⁶, die keinen β -Übergang vom $[411\downarrow]$ -Grundzustand des Tm175 zum 1067 keV-Niveau fanden, allerdings ziemlich klein sein sollte. β -Übergänge zur 3-Quasiteilchenkonfiguration $[624\uparrow]_n - [512\uparrow]_n - [514\downarrow]_n$, die die Hauptkomponente der Oktupolvibration darstellt, sind vom $[411\downarrow]$ -Tm175-Grundzustand verboten. Die in der vorliegenden Messung neu gefundenen starken Übergänge zu den $1/2$ -, $3/2$ - und $5/2$ -Niveaus der $[510]$ -Bande lassen sich nicht aus der Annahme einer reinen 3-Quasiteilchenstruktur erklären. Der von BONDARENKO et al.⁵ eingeordnete Grundzustandsübergang wurde nicht bestätigt. Seine Intensität ist mindestens um den Faktor 5 kleiner als früher⁵ angegeben.

Durch Einordnung von 69 und 163 keV-Intrabandübergängen waren Rotationsniveaus bei 1136 und 1229 keV vorgeschlagen worden⁵. Nach der Kristallspektromettermessung ist aber die 69 keV-Linie ($5/2 \rightarrow 3/2$), mindestens 40-mal schwächer als von Bandarenko et al. angegeben, und die 163 keV-Linie ($7/2 \rightarrow 3/2$) depopuliert das 267,5 keV-Niveau.

Die (n, γ) -Daten weisen jedoch durch intensive Übergänge zu den $[512\uparrow]$ - und $[510]$ -Banden auf Zustände bei 1121 und 1197 keV als wahrscheinliche $5/2$ - und $7/2$ -Rotationsniveaus hin. Auch werden dadurch die beobachteten Populationen gut erklärt. Hinsichtlich der Rotationsparameter $A=10,859$ keV, $B=13,46$ eV fällt der positive B -Parameter auf, der durch Kopplung mit tiefer liegenden Zuständen nicht erklärt werden kann. Im vorliegenden Fall liegen nämlich unter der $K=3/2^+$ -Bande nur ein $K=7/2^+$ - und ein $K=9/2^+$ -Zustand, welche nicht direkt beimischen. Somit bleibt nur die Möglichkeit den positiven B -Parameter durch Mischung

²⁵ N. I. PYATOV u. V. G. SOLOVIEV, Bull. Acad. Sci. USSR Phys. Ser. **28**, 1512 [1964].

mit der etwa 300 keV höherliegenden $K=1/2^+$ -Bande zu erklären, deren starke Verzerrung dazu führt, daß der Abstand zwischen den beiden 5/2-Niveaus wesentlich kleiner ist als die Abstände der 3/2- und 7/2-Niveaus. Gerade dies jedoch führt auf Grund der stärkeren relativen Depression des 5/2-Niveaus in der $K=3/2^+$ -Bande zum gemessenen Befund.

Wäre der $K=3/2^+$ -Zustand ein reiner 3-Quasiteilchenzustand der angegebenen Struktur, so wäre Coriolismischung mit dem Einteilchenzustand nicht unmittelbar möglich. Jedoch deuten schon die oben erwähnten Übergänge zur [510]-Bande auf eine Beimischung hin. In den (d,p)-Spektren findet sich bei etwa 1120 keV ein (nicht in der Niveauliste⁴ angegebener) Peak mit einem abgeschätzten Wirkungsquerschnitt von $\sim 12 \mu\text{b/sr}$. Nach dem Nilsson-Modell kommen unter 2,5 MeV nur zwei $3/2^+$ -Zustände in Frage, die in der betrachteten $K=3/2^+$ -Bande enthalten sein könnten. Davon ist der [651 \uparrow]-Term ein Lochzustand, so daß nur der Teilchenzustand [642 \downarrow] wegen der Bevölkerung in der (d,p)-Reaktion möglich ist. Als (d,p)-Wirkungsquerschnitte werden vom Nilsson-Modell (Modellrechnung Abschn. 5) 15, 300 und $20 \mu\text{b/sr}$ für das 3/2-, 5/2- und 7/2-Niveau der zugehörigen Rotationsbande vorhergesagt. Ist, wie angenommen, die Komponente dieses Zustands in der $K=3/2^+$ -Bande klein, so kann nur das 5/2-Niveau in der (d,p)-Reaktion beobachtet werden. Eine weitere Stütze für die Annahme einer derartigen Beimischung ist die außergewöhnlich hohe E2-Übergangswahrscheinlichkeit zwischen dem 3/2-[642 \downarrow]-Zustand bei 1937 keV und der $K=3/2^+$ -Bande.

Die Coriolis-Mischung zwischen den Zuständen [651 \downarrow] und [642 \downarrow] ist außerordentlich stark und eine Berechnung zeigt, daß bereits eine etwa 10-proz. Komponente des letzteren im $K=3/2^+$ -Band dessen positiven B -Parameter ausgezeichnet erklärt. Dieses Ergebnis erhält man aus dem Abschwächungsfaktor für das volle Kopplungsmatrixelement, welches aus der Nilsson-Modellberechnung vorhergesagt und durch die Mischung des [642 \downarrow]-Zustandes bei 1937 keV mit dem $K=1/2^+$ -Zustand bestätigt wird.

Eine Stütze für die Richtigkeit dieser Interpretation liefern auch die von der $K=1/2^+$ -Bande in die betrachtete Bande führenden Übergänge, deren Verzweigungsverhältnisse gut erklärt werden können (Tab. 4).

Die hier angestellten Überlegungen zur Struktur des $K=3/2^+$ -Zustandes können eine noch komplexere Konfiguration nicht ausschließen. Dies läßt einen quantitativen Erklärungsversuch für die im Rahmen von Bandenmischung sehr empfindlichen E1-Übergänge zur [510]-, [512 \uparrow]- und [512 \downarrow]-Bande wenig sinnvoll erscheinen. Die Verzweigungsverhältnisse für diese Übergänge zeigen größtenteils starke Abweichungen von den Alaga-Regeln. Das Auftreten der schwachen 111,9 keV-Linie vom 5/2-Niveau zum 5/2-Niveau in der [521 \downarrow]-Bande zeigt beim Vergleich mit Übergängen zur [510]-Bande, daß die E1-Übergangsstärke zur ersten Bande wesentlich stärker ist. Schreibt man diese der [642 \downarrow]-Komponente in der $K=3/2^+$ -Bande zu, so erscheint der Befund aufgrund der geringeren asymptotischen Verbotenheit der [642 \downarrow] \rightarrow [521 \downarrow]-E1-Übergänge plausibel.

Die Tatsache, daß in der $K=3/2^+$ -Bande keine Intrabandübergänge beobachtet wurden, ist auf die E1-Übergänge zurückzuführen, mit denen sie konkurrieren müssen. Bei Annahme eines Hinderungsfaktors von $<10^5$ für die E1-Übergänge liegt der kollektive E2-Übergang $7/2 \rightarrow 3/2$ unter der Nachweisgrenze. Ähnliches gilt für die beiden möglichen ($\Delta I=1$)-Übergänge, von denen zudem der $5/2 \rightarrow 3/2$ -Übergang in der Flanke einer Röntgen-Linie liegt, was den Nachweis erschwert.

Die [651 \downarrow]-Bande

Der [651 \downarrow]-Zustand wurde bisher noch in keinem Kern eindeutig identifiziert und wird nach dem Nilsson-Modell im Yb175 bei etwa 1540 keV erwartet. SOLOVIEV et al.¹⁷ geben für diesen Zustand eine Anregungsenergie von 1500 keV und die Struktur $80\% [651\downarrow] + 16\% \{ [651\downarrow] + Q_{20} \} + \dots$ an. Die Nilsson-Modellrechnung ergab einen Entkopplungsparameter von etwa 4, was bedeutet, daß diese Bande nicht die normale Spinfolge zeigt. BURKE et al.⁴ konnten durch ihre Messungen diese Bande nicht identifizieren, wohl aber eine Reihe von nicht zugeordneten Niveaus zwischen 1300 und 1700 keV beobachten. WHINERAY et al.²⁶ untersuchten in Anlehnung an Burke's Messung den betreffenden Bereich mit verbesserter Auflösung und fanden in der (d,p)-Reaktion die im Auszug in Tab. 3 angegebenen Niveaus. Unter der Annahme eines Entkopp-

²⁶ S. WHINERAY, F. S. DIETRICH u. R. B. STOKSTAD, erscheint in Nucl. Phys.

lungsparameter von $a \approx -0,9$ versuchten sie daraus die $[651\downarrow]$ -Bande aufzubauen. Ihr Vorschlag ist ebenfalls aus Tab. 3 ersichtlich. In der Tat können einige dieser Niveaus durch Kombinationen in der vorliegenden Messung bestätigt werden. Es ergeben sich Niveauenergien von 1356,5, 1368 und 1468 keV, die in der üblichen Weise über den (d,p)-Resultaten liegen. Whineray et al. schließen mit der Energieeichung an BURKE⁴ an. Das nach Whineray et al. erwartete Doppelniveau bei etwa 1368 keV mit einem Abstand von 3–4 keV, konnte nicht gefunden werden. Weiterhin lassen die beobachteten γ -Übergänge nicht die von Whineray et al. vorgeschlagenen Spins zu. Vielmehr zeigt sich das 1468 keV-Niveau als wahrscheinlicher 3/2-Zustand, während das 1368 keV-Niveau am besten mit Spin 5/2 verträglich ist. Keine unmittelbar widersprüchliche Spinaussage ergibt sich zunächst für das Niveau bei 1356 keV, das ein 1/2- oder 3/2-Zustand sein kann und wofür Whineray et al. die Struktur $[501\uparrow]$ vorschlagen. Diese Zuordnung steht aber im Widerspruch zum Nilsson-Modell, wonach man den Zustand erst bei einer Anregungsenergie von über 4 MeV erwartet. Ein weiteres Argument gegen die (d,p)-Zuordnung des 1468 keV-Niveaus ist die Tatsache, daß es beim β -Zerfall⁶ von Tm175 mit einem log ft-Wert von 6,3 populiert wird, was auf einen Spin 1/2 oder 3/2 hindeutet. FUNKE et al.⁶ haben dieses Niveau bereits als 1/2- oder 3/2-Zustand der $[651\downarrow]$ -Bande vorgeschlagen. Es lag daher nahe, die 3 gefundenen Niveaus so zu einer Bande zusammenzufassen, wie das Niveauschema zeigt. Daraus ergibt sich $A = 8,656$ keV und $a = 3,33$. Eine weitere wesentliche Stütze für diese Zuordnung sind

die beiden Intrabandübergänge $3/2 \rightarrow 1/2$ und $3/2 \rightarrow 5/2$.

Es erhebt sich die Frage, ob diese Zuordnung mit den gemessenen Wirkungsquerschnitten in der (d,p)-Reaktion verträglich ist. Tab. 3 zeigt eine Gegenüberstellung der Meßwerte mit den theoretischen Wirkungsquerschnitten für die Mitglieder dieser Rotationsbande, einmal nach dem ursprünglichen von NILSSON²⁷ vorgeschlagenen Modell und nach dem verfeinerten Nilsson-Modell (NILSSON et al.²⁸). Die theoretischen Werte werden offensichtlich stark vom zugrundeliegenden Modell beeinflusst. Die quantitative Übereinstimmung mit den Meßwerten ist in keinem der beiden Fälle sehr gut. Das 5/2-Niveau wird jedoch in jedem Fall am stärksten populiert, was der vorgeschlagenen Zuordnung entspricht. Aus der Tab. 3 geht hervor, daß auch das 9/2-Niveau in der (d,p)-Reaktion stark populiert sein sollte. Dieser Zustand kann zwar in der (n, γ)-Reaktion nicht mehr beobachtet werden, jedoch ist es möglich, seine Anregungsenergie aus den 3 gefundenen Niveaus zu berechnen. Unter Einschluß der Coriolis-Mischung mit der bei 1937 keV liegenden $[642\downarrow]$ -Bande, mit welcher die $[651\downarrow]$ -Bande wegen der Abstammung aus der gleichen Drehimpulsschale g 9/2 durch ein außerordentlich hohes Mischungsmatrixelement ($A_{K,\text{theor}} = 56$ keV, $A_{K,\text{exp}} = 50,6$ keV) verbunden ist, findet man einen Wert von 1462,2 keV¹⁰, welcher gut dem stark populierten (d,p)-Niveau bei 1456,3 keV entspricht.

Das bei 1605 keV gemessene (d,p)-Niveau läßt sich hinsichtlich des Wirkungsquerschnittes als das bei ~ 1615 keV berechnete 7/2-Niveau deuten.

Tab. 3. Vergleich der theoretischen und experimentellen (d,p)-Wirkungsquerschnitte. Die Werte beziehen sich auf die Spinzuordnung in Spalte 1. Die (n, γ)-Energien von 1615 und 1462,2 keV sind berechnete Werte.

| Spin | Energie (d,p)/keV | Energie (n, γ)/keV | $d\sigma/d\Omega$ für $90^\circ/\mu\text{b/sr}$ | | exp. | Zuordnung nach WHINERAY et al. ²⁶ |
|------|----------------------|-------------------------------|---|---------------------------------|------|---|
| | | | NILSSON ²⁷ | NILSSON et al. ²⁸ | | |
| 1/2 | 1353.6 | 1356,5 | 137 | 70 | 235 | 3/2 $[501\uparrow]$ |
| 3/2 | 1464 | 1468,9 | 143 | 6 | 100 | 7/2 $[651\downarrow]$ |
| 5/2 | 1365.7 | 1368,1 | 182 | 370 | 496 | (1/2 + 3/2) $[651\downarrow]$ |
| 7/2 | 1605 | 1615 | 77 | 0 | 29 | — |
| 9/2 | 1456.3 | 1462,2 | 20 | 170 | 143 | 5/2 $[651\downarrow]$ |
| — | 1619 | — | — | — | 39 | 9/2 $[651\downarrow]$ |

²⁷ S. G. NILSSON, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **29**, no. 16 [1955].

²⁸ S. G. NILSSON, C. F. TSANG, A. SOBICZEWSKI, Z. SZYMANSKI, S. WYCECH, C. GUSTAFSSON, I. L. LAMM, P. MÖLLER u. B. NILSSON, Nucl. Phys. **A 131**, 1 [1969].

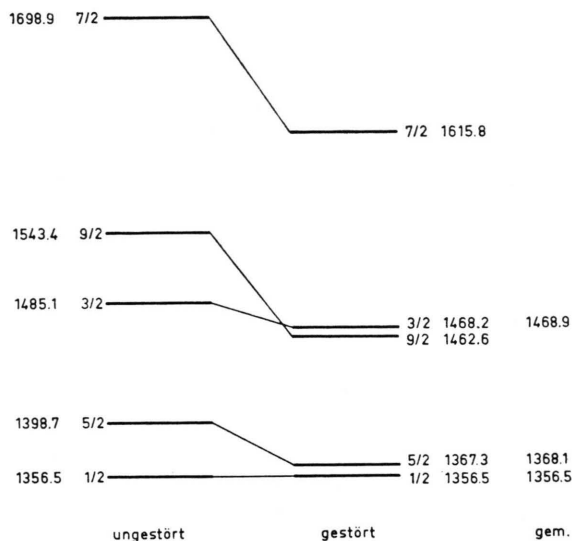


Abb. 3. Niveaushiftung durch Coriolis-Mischung im $K=1/2^+$ -Band.

Bei der Berechnung wurde auch die Kopplung mit der $[642\downarrow]$ -Komponente in der $K=3/2^+$ -Bande bei 1067 keV berücksichtigt. Die Mischung mit anderen Bändern positiver Parität wurde vernachlässigt, da die nach Nilsson berechneten Mischungsmatrixelemente mit allen in Frage kommenden Zuständen wesentlich kleiner sind und diese außerdem bei viel höherer Energie erwartet werden. Jedoch kann ein kleiner Einfluß des komplexen 1497 keV-Zustandes wegen der energetischen Nachbarschaft nicht ausgeschlossen werden. Die Größe des ungestörten Rotationsparameters der $[651\downarrow]$ -Bande ($A=12,8$ keV) ist eine weitere Stütze für unsere Interpretation.

Von den die $[651\downarrow]$ -Bande depopulierenden Übergängen wurden nur die zur $K=3/2^+$ -Bande bei 1067 keV quantitativ untersucht. Von Interesse ist hier der Übergang $1/2 \rightarrow 5/2$, dessen E2-Charakter durch den $[642\downarrow]$ -Anteil in der $3/2^+$ -Bande erklärt werden kann. Unter der Annahme, daß dieser etwa 10% beträgt, und mit der Kenntnis der aus der Bandenmischungsrechnung folgenden Wellenfunktionen können die E2- und M1-Übergangswahrscheinlichkeiten der Übergänge $K=1/2^+ \rightarrow K=3/2^+$ bestimmt werden. Die ungestörten M1-Matrixelemente wurden in der gleichen Weise wie für die Zustände negativer Parität aus dem Nilsson-Modell

berechnet¹⁰. Nur das „innere“ M1-Matrixelement $G_{M1}^{3/2,3/2}$ wurde an das Experiment angepaßt, so daß das gemessene Verhältnis $B(E2)/B(M1)$ für die Übergänge von der $K=3/2^+$ -Bande bei 1937 zur $K=3/2^+$ -Bande bei 1067 keV richtig beschrieben wird. Als inneres Quadrupolmoment Q_0 wurde das der Grb angenommen.

Der Vergleich in Tab. 4 zeigt, daß die gemessenen Verzweigungsverhältnisse gut erklärt werden können. Die ungenaue Kenntnis des $[642\downarrow]$ -Anteils in der $K=3/2^+$ -Bande ist wahrscheinlich für die noch verbleibenden Abweichungen verantwortlich.

Tab. 4. Verzweigungsverhältnisse zwischen der $[651\downarrow]$ -Bande und der $K=3/2^+$ -Bande bei 1067 keV.

| Verzweigung | Experiment | o. Misch. | m. Misch. |
|-----------------------|-----------------|-----------|-----------|
| $1/2 \rightarrow 3/2$ | 12 ± 4 | ∞ | 36 |
| $1/2 \rightarrow 5/2$ | | | |
| $3/2 \rightarrow 3/2$ | > 2 | 1 | 4,4 |
| $3/2 \rightarrow 5/2$ | | | |
| $3/2 \rightarrow 3/2$ | > 2 | ∞ | 6,3 |
| $3/2 \rightarrow 7/2$ | | | |
| $5/2 \rightarrow 3/2$ | $0,39 \pm 0,13$ | 0,28 | 0,35 |
| $5/2 \rightarrow 5/2$ | | | |
| $5/2 \rightarrow 5/2$ | $8,1 \pm 2,4$ | 2,9 | 10 |
| $5/2 \rightarrow 7/2$ | | | |

Die von der $K=1/2^+$ -Bande ausgehenden E1-Übergänge zu den $[510\downarrow]$ -, $[521\downarrow]$ - und $[512\downarrow]$ -Banden sind durch die Auswahlregeln für asymptotische Quantenzahlen mehrfach verboten. Wie GRIN und PAVLICHENKOV²⁴ ausführen, sind die Matrixelemente für derartige Übergänge außerordentlich empfindlich von der Wahl des Einteilchenmodells abhängig und zudem sind die Effekte der Coriolis-Kopplung auch hier von entscheidendem Einfluß. Mit dem dieser Arbeit zugrundeliegenden einfachen Modell ist darum eine quantitative Erklärung der E1-Übergänge nicht möglich.

Aus der Intensität der Intrabandübergänge lassen sich die Hinderungsfaktoren für die E1-Übergänge zu $10^4 - 10^5$ abschätzen, was nach PERDRISAT²⁹ und LÖBNER und MALMSKOG³⁰ zu erwarten ist. Das Intensitätsverhältnis der beiden Intrabandübergänge wird sehr gut von der oben beschriebenen Berechnung erklärt: $(I_\gamma(3/2 \rightarrow 5/2)/I_\gamma(3/2 \rightarrow 1/2))_{\text{exp}} = 4,0 \pm 1,2 \approx 4,5$ (theor. Verhältnis).

²⁹ C. F. PERDRISAT, Rev. Mod. Phys. **38**, 41 [1966].

³⁰ K. E. G. LÖBNER u. S. G. MALMSKOG, Nucl. Phys. **80**, 505 [1966].

Die $[642\downarrow]$ -Bande

Das 1937 keV-Niveau wird durch einen intensiven Übergang von 3885 keV direkt vom Compoundzustand aus bevölkert⁵. Unter der Annahme von Dipolstrahlung erhält man den Spin $1/2$ oder $3/2$. In der vorliegenden Messung wurde die 871 keV-Linie, die in Koinzidenz mit dem 428 keV-Übergang vom 1067 keV-Niveau zum $5/2$ -Niveau der $[512\uparrow]$ -Bande beobachtet wurde, als Dublett aufgelöst, dessen 871,7 keV-Übergang vom $5/2$ $[512\downarrow]$ -Niveau zum Grundzustand und dessen 869,7 keV-Komponenten vom 1937 keV-Term zum 1067 keV-Niveau führt. Von zwei weiteren Übergängen, die zum $5/2$ - und $7/2$ -Niveau der $K=3/2^+$ -Bande bei 1067 keV führen, spricht der letztere für den Spin $3/2^+$, was mit E2-Charakter für diese Linie verträglich ist. Die direkte Population dieses Niveaus vom $1/2^+$ -Compoundzustand aus durch einen starken M1-Übergang ist nach PORTER & THOMAS³¹ verständlich. Nach dem Nilsson-Modell (Fig. 4) erwartet man bei ~ 2 MeV die $[651\uparrow]$ - und $[642\downarrow]$ -Zustände, wobei die $[642\downarrow]$ -Struktur im Rahmen der Bandenmischung gut die Energieverhältnisse in der $K=1/2^+$ -Bande erklärt. Ferner erklärt die Zuordnung $[642\downarrow]$ die hohe E2-Übergangswahrscheinlichkeit zur $K=3/2^+$ -Bande bei 1067 keV, welche etwa 10% dieses Nilsson-Zustandes enthält. Intra-bandübergänge sind i. allg. wenig beeinflusst von Bandenmischung, sofern beigemischte Intra-bandanteile anderer Banden klein sind, wie im vorliegenden Fall der $K=1/2^+$ -Anteil. Da Übergänge vom Einteilchenzustand zur 3-Quasiteilchenkomponente in der $K=3/2^+$ -Bande verboten sind, ist keine Störung zu erwarten. Deshalb gehorchen die Übergänge vom $3/2$ -Term zu den $3/2$ -, $5/2$ - und $7/2$ -Niveaus den Alaga-Regeln. Der 740,3 keV E2-Übergang erlaubt die Bestimmung der M1/E2-Mischung in den beiden anderen Linien. Die daraus gewonnenen quadratischen Verhältnisse der Übergangsmatrixelemente $|\mathcal{M}(M1)|^2/|\mathcal{M}(E2)|^2$ stimmen ausgezeichnet miteinander überein¹⁰.

Die zwar starke Coriolis-Mischung zwischen den $[642\downarrow]$ - und $[651\downarrow]$ -Banden führt nur zu einem schwachen Übergang vom $3/2$ $[642\downarrow]$ -Zustand zum $5/2$ -Niveau der $K=1/2$ -Bande, weil die gegenseitigen Beimischungen klein sind ($\approx 4\%$ im $5/2$ -Niveau) im Vergleich zum etwa 10-proz. Anteil $[642\downarrow]$ im $K=3/2^+$ -Zustand, zu dem Übergänge

außerdem durch den größeren Energieabstand bevorzugt sind.

Einer genauen Berechnung der Übergangsstärken vom $[642\downarrow]$ -Zustand aus, die in ähnlicher Weise wie für die Bänder negativer Parität durchgeführt wurde, standen Unsicherheitsfaktoren im Wege, wie der nur näherungsweise bekannte $[642\downarrow]$ -Anteil in der $K=3/2^+$ -Bande, die nicht genau bekannte Reinheit des hochliegenden Ausgangszustands und die Ungenauigkeit der aus dem Nilssonmodell bestimmten M1-Übergangsmatrixelemente. Obgleich die Rechnung deshalb mehr qualitativen Charakter hat, kann sie doch die experimentellen Intensitäten recht befriedigend erklären¹⁰. Die mittels des reinen E2-Übergangs zwischen den 1937 keV- und 1197 keV-Niveaus an die gemessenen Intensitäten angeschlossenen (E2 + M1)-Übergangsstärken lassen erkennen, daß wirklich nur der gefundene Übergang zwischen dem $3/2$ $[642\downarrow]$ - und $5/2$ $[651\downarrow]$ -Zustand beobachtbar sein sollte.

Populationsrechnungen¹⁰ zeigen, daß auch das $5/2$ -Niveau der $[642\downarrow]$ -Bande auffindbar ist. Nach den Alaga-Regeln und dem E2/M1-Verhältnis sollte der stärkste Übergang zum $3/2^+$ -Niveau bei 1067 keV führen. Die einzig mögliche Linie im fraglichen Energiebereich ist die 947 keV-Linie, womit man eine Niveauenergie von 2015,2 keV erhält in guter Übereinstimmung mit dem Wert von 2013 keV, den man aus der Mischung mit der $[651\downarrow]$ -Bande berechnet.

Eicht man die von dem gefundenen Niveau ausgehenden berechneten Übergänge zur $K=3/2^+$ und $K=1/2^+$ -Bande mit der 947 keV-Linie, so findet man, daß unter Berücksichtigung eines theoretischen Fehlers von etwa 50% alle anderen γ -Linien, auch der $5/2 \rightarrow 3/2$ -Übergang innerhalb der $[642\downarrow]$ -Bande, unter der Nachweisgrenze liegen, wie das Experiment bestätigt.

Die E1-Übergänge zu den $[521\downarrow]$ - und $[521\uparrow]$ -Banden gehorchen der Alaga-Regel nicht, da auch für diese Übergänge ein starker Einfluß der Bandenmischung zu erwarten ist. Für den Übergang vom 1937 keV-Term zum $3/2$ -Niveau in der $[521\downarrow]$ -Bande wurde durch Intensitätsvergleich mit der reinen E2-Linie zum $7/2$ -Niveau in der $K=3/2^+$ -Bande der Hinderungsfaktor berechnet. Der Wert von $\approx 3 \times 10^3$ ist klein im Vergleich zu den sonst für ug- bzw. gu-Kerne im Bereich um $A=175$ gefunden, was wahrscheinlich auf die geringe Verbotenheit aufgrund der asymptotischen Quantenzahlen

³¹ C. E. PORTER u. R. G. THOMAS, Phys. Rev. **104**, 483 [1956].

für E1-Übergänge zwischen dem $[642\downarrow]$ - und dem $[521\downarrow]$ -Zustand zurückzuführen ist¹⁸. Im selben Grad verboten sind die schwachen E1-Übergänge zur $[521\uparrow]$ -Bande, für welche sich auch etwa derselbe Hinderungsfaktor ergibt. Dies läßt verstehen, warum zu diesem Band keine Übergänge mehr vom 5/2-Niveau der $[642\downarrow]$ -Bande aus beobachtet werden.

Die $[624\uparrow]$ -Bande

Als niedrigsten angeregten Teilchenzustand im Yb175 erwartet man den Grundzustand des Yb177 mit der Nilsson-Konfiguration $[624\uparrow]$. BURKE et al.⁴ fanden ihn bei einer Energie von etwa 260 keV. Die starken Linien von 267 keV und 163 keV bilden die beiden E1-Übergänge zum 7/2- und 9/2-Niveau der Grb und entsprechen auch gut der Populations-erwartung für dieses Niveau. Sie liefern allerdings eine Niveauenergie von 267,54 keV.

Das experimentelle Verzweigungsverhältnis der beiden Übergänge $I_\gamma(9/2^+ \rightarrow 7/2^-)/I_\gamma(9/2^+ \rightarrow 9/2^-) = 0,58 \pm 0,08$ widerspricht kraß der Alaga-Regel ($= 19,4$). Das überrascht jedoch nicht, da²⁴ gerade für E1-Strahlung bei $\Delta K = \pm 1$ die Alaga-Regeln oft bis um 3 Größenordnungen verletzt werden. Im Hf177 fanden BERNTHAL und RASMUSSEN³² bei den dort bis zum Spin 21/2 populierte[n] $[514\downarrow]$ - und $[624\uparrow]$ -Banden ähnlich große Abweichungen für die analogen Übergänge.

Das 11/2-Niveau, das wegen des kleinen Reaktionsquerschnittes im (d,p)-Prozeß nicht meßbar populierte wurde⁴, wird durch die Kombination zweier Übergänge bei 384,76 keV vorgeschlagen. Wie von MOTTELSON³³ am Beispiel des Hf177 und von KURCEWICZ et al.³⁴ im Yb173 erfolgreich bewiesen, können bereits durch Einführung eines in erster Ordnung von I abhängigen Terms für Coriolis-Beimischungen die Verzweigungsverhältnisse derartiger ($\Delta K = 1$) E1-Übergänge gut beschrieben werden. In der zuerst von MICHAILOV³⁵ angegebenen Formel:

$$B(L, I_i \rightarrow I_f) = \langle I_i L K_i K_f - K_i | I_f K_f \rangle^2 M^2 \cdot \{1 + [I_f(I_f + 1) - I_i(I_i + 1)]a\}^2,$$

die nur gilt für $|K_i - K_f| = L$ und $K_i, K_f \neq 1/2$, ist lediglich ein Parameter a zu bestimmen. Im vorliegenden Fall zeigt sich, daß bei Verwendung von $a = 0,131$ sowohl das Verzweigungsverhältnis der B1-Übergänge vom 9/2⁺-Niveau aus als auch innerhalb des Fehlers die Nichtbeobachtung des 11/2⁺ → 11/2⁻-Übergangs erklärt werden kann¹⁰.

Aus dem durch die beiden gefundenen Niveaus gegebenen Rotationsparameter $A = 10,66$ keV kann die Lage des 13/2-Niveaus zu $E(13/2) = 523,3$ keV berechnet werden. In der (d,p)-Reaktion wurde es bei 516 keV gefunden, allerdings nicht aufgelöst vom 1/2 $[510]$ -Niveau. Bedenkt man, daß das 13/2-Niveau durch die Mischung mit den höherliegenden Banden $[633\uparrow]$ und $[615\uparrow]$, die ebenfalls aus der i 13/2-Schale stammen, ziemlich stark herabgedrückt wird (negativer B -Parameter), so ist die Übereinstimmung gut.

Das $[633\uparrow]$ -Niveau

Die für die Mitglieder der i 13/2-Drehimpulsschale typische, schwache Population der Zustände mit den Spins 7/2 und 11/2 in der (d,p)- bzw. (d,t)-Reaktion erlaubte BURKE et al.⁴ nur die Auffindung des $I = 9/2$ - bzw. 13/2-Niveaus der $[633\uparrow]$ -Bande. Nach Korrektur der erwähnten Energiedifferenz liegen die von ihm gefundenen Anregungsenergien bei etwa 1095 bzw. 1342 keV. Eine verläßliche Berechnung der Energie des 7/2-Niveaus aus den beiden gefundenen ist wegen der starken Kopplung mit den anderen Zuständen der i 13/2-Schale und der deshalb zu erwartenden Verzerrung der Bande schwierig. Die in der (n, γ)-Messung gefundenen Linien von 1008 und 904 keV, aufbauend auf dem 7/2- bzw. dem 9/2-Niveau der Grb erlauben es das gesuchte Niveau bei 1009,1 keV zu lokalisieren. Der zum 9/2-Niveau der $[624\uparrow]$ -Bande führende Übergang stützt die Zuordnung. Der sich zusammen mit Burkes 9/2-Niveau ergebende ungewöhnlich kleine Rotationsparameter von etwa 9,5 keV wird in ähnlicher Größe in anderen Yb-Isotopen für diese Bande gefunden (Yb119: $A = 8,2$ keV). Die Tatsache, daß im Yb175 der $[624\uparrow]$ -Zustand unter dem $[633\uparrow]$ -Zustand liegt, kann eine

³² F. M. BERNTHAL u. J. O. RASMUSSEN, Nucl. Phys. A **101**, 513 [1967].

³³ B. R. MOTTELSON, Proc. International Conference on Nuclear Structure, Tokyo, Sept. 7–13, 1967. Edited by J. SARADA (Physical Society of Japan, Tokyo, 1968) 87–104 (J. Phys. Soc. Jap. Suppl. **24**, 1968).

³⁴ W. KURCEWICZ, Z. PREIBISZ, K. STRYCZNEWICZ u. J. ZY-LICZ, Acta Phys. Pol. A **38**, 123 [1970].

³⁵ W. M. MICHAILOV, Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. **30**, 1334 [1966].

Erklärung für den positiven B -Parameter liefern, der zur Beschreibung des $13/2$ -Niveaus dieser Bande notwendig ist.

Nach der Systematik²⁴ sollten die $\Delta K = 0$ -Übergänge zur Grb trotz der Verbotenheit durch asymptotische Quantenzahlen keine großen Abweichungen von den Alaga-Regeln zeigen. Die Diskrepanz beträgt hier auch nur¹⁰ einen Faktor 2, was bedingt ist durch die weit größeren E1-Übergangsmatrixelemente für $(\Delta K = 0)$ -E1-Linien, die weniger gegen Mischung empfindlich sind als die Matrixelemente für $(\Delta K = \pm 1)$ -E1-Übergänge.

Das 1497 keV-Niveau

Durch die (n, γ) -Messung wird der von WIEN³ und FUNKE et al.⁶ gefundene Zustand bestätigt¹⁰. Der kleine $\log ft$ -Wert (5) legt es nahe⁶, das Niveau als 3-Quasiteilchenzustand $([411\downarrow]_p + [514\uparrow]_p - [514\downarrow]_n)$ zu interpretieren.

5. Vergleich des Niveauschemas mit dem Nilsson-Modell

Zu einer Berechnung der Einteilchenzustände in Yb175 wurde nach NILSSON et al.²⁸ von einem Potential der Form

$$V = \frac{1}{2} \hbar \omega \varrho^2 (1 - \frac{2}{3} \varepsilon_2 P_2 + 2 \varepsilon_4 P_4) - \hbar \omega_0 \kappa (2 l s + \mu (l^2 - \langle l \rangle_{\text{shell}}^2))$$

ausgegangen. Die Parameter κ und μ wurden zu 0,0636 bzw. 0,393 angenommen²⁸. Optimale Übereinstimmung mit dem Experiment ergab sich für $\varepsilon_2 = 0,25$ und $\varepsilon_4 = 0,05$.

Zur Berechnung stand ein Programm von NILSSON³⁶ zur Verfügung, welches sowohl die Energien als auch die Wellenfunktionen sämtlicher Einteilchenzustände ermittelt.

Aus den Einteilchenenergien ε_v wurden unter Berücksichtigung der Paarungseffekte die Anregungsenergien E_v berechnet:

$$E_v \approx \sqrt{(\varepsilon_v - \lambda)^2 + \Delta^2} - \Delta.$$

Die Fermi-Fläche λ wurde so gewählt, daß die Lage von Teilchen- und Lochzuständen zueinander möglichst gut mit dem Experiment übereinstimmte. Als Energielücke Δ wurde ein Wert von 600 keV angenommen, der sich aus der Massendifferenz von

geraden zu ungeraden Kernen ergibt¹⁶. Das so berechnete Niveauschema (Abb. 4) zeigt für die unter 1 MeV liegenden Zustände negativer Parität ausgezeichnete Übereinstimmung mit dem Experiment. Die starke Coriolis-Mischung zwischen den Zuständen der $i 13/2$ -Drehimpulsschale ist vermutlich die Ursache für die schlechtere Anpassung der Zustände $[624\uparrow]$ und $[633\uparrow]$. Bei höheren Anregungsenergien ist keine so gute Beschreibung durch das Nilsson-Modell zu erwarten, da hier kaum noch reine Einteilchenzustände vorliegen. Ein Beispiel hierfür ist der $[521\uparrow]$ -Zustand der zu $\approx 80\%$ eine γ -Vibrationsbeimischung enthält.

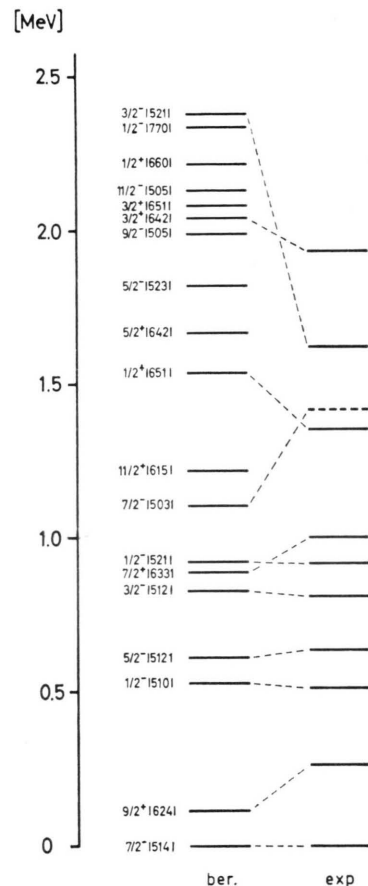


Abb. 4. Vergleich der berechneten und gemessenen Anregungsenergien für Nilsson-Zustände in Yb175.

Eine theoretische Erklärung der Einteilchen-niveaus in Yb175 wurde auch von CHASMAN³⁷ gegeben, der in seiner Betrachtung jedoch von den gemessenen Niveauenergien ausgeht und daraus im

³⁶ B. NILSSON, „ ε_4 -Program“, Programmbibliothek d. NBI Kopenhagen, unveröffentlicht.

³⁷ R. R. CHASMAN, Nucl. Phys. **89**, 11 [1966].

Rahmen der Paarungstheorie einen Satz von Einteilchenzuständen entwickelt. Dieser stimmt gut mit dem gemäß der obigen Rechnung aus dem Nilsson-Modell bestimmten überein.

6. Bandenmischungsrechnung für die Zustände negativer Parität

In Yb175 liegen im Energiebereich von 500 bis 900 keV vier Nilsson-Zustände negativer Parität mit K -Zahlen von $1/2$ bis $5/2$. Verschiedene experimentelle Anzeichen, wie das Auftreten eines positiven B -Parameters und schlechte Übereinstimmung der Verzweungsverhältnisse mit den Alaga-Regeln für Übergänge zwischen den Bändern, deuteten darauf hin, daß diese Zustände aufgrund der Rotations-Teilchen-Wechselwirkung miteinander mischen. Daher wurde in einer Mehrbandenmischungsrechnung¹⁰ versucht, sowohl die Niveauenergien als auch die M1- und E2-Übergangswahrscheinlichkeiten zu erklären. In die Rechnungen wurden nur die $[510]$ -, $[521\downarrow]$ -, $[512\downarrow]$ -, $[512\uparrow]$ - und $[514\downarrow]$ -Bänder einbezogen, nachdem der Rechnungsgang gezeigt hatte, daß der Einfluß von anderen, auch experimentell nicht beobachteten Zuständen in guter Näherung vernachlässigbar war. Auf der Grundlage

des Nilsson-Modells wurde die Energiediagonalisierung durchgeführt, wobei die Kopplungsmatrixelemente aus den mit einem Faktor 0,8 (Erfahrungswert³⁸) abgeschwächten Wellenfunktionen berechnet und mit den entsprechenden Pairingfaktoren versehen wurden. Die ungestörten Bandenkopfenergien, Rotations- und Entkopplungsparameter wurden so gewählt, daß die Energieanpassung optimal war. Die Tab. 5 zeigt die Ergebnisse.

Die aus der Diagonalisierung gewonnenen Mischungsamplituden wurden zur Bestimmung der M1- und E2-Übergangswahrscheinlichkeiten verwendet, wobei vereinfachend die E2-Übergangswahrscheinlichkeit zwischen Einteilchenzuständen zu 0 angenommen und ein einheitliches inneres Quadrupolmoment $Q_0 = 7,55 \text{ e cm}^{-24}$ gewählt wurde. Die ungestörten M1-Matrixelemente wurden aus den Nilsson-Wellenfunktionen berechnet unter der Annahme³⁹ von $g_R = 0,3$. Auch der Einfluß von g_s wurde untersucht¹⁰. Die berechneten Übergangswahrscheinlichkeiten ließen an einigen Stellen die Änderung von M1-Matrixelementen notwendig erscheinen, wo die experimentellen Daten, trotz eines erwiesenen kleinen Mischungseinflusses, deutliche Diskrepanzen zum Nilsson-Modell zeigten. Von 13 Parametern wurden dazu nur 4 abgeändert. Damit ist sichergestellt, daß die Zahl der angepaß-

Tab. 5. Energien und Mischungsamplituden von Zuständen negativer Parität.

| Zustand K | I | Energie [keV] | | Mischungsamplituden | | | | | |
|----------------|------|---------------|---------|---------------------|------------|------------|------------|------------|------------|
| | | gemessen | gestört | ungestört | $1/2[510]$ | $1/2[521]$ | $3/2[512]$ | $5/2[512]$ | $7/2[514]$ |
| 7/2 | 7/2 | 0 | 0 | 4,55 | — 0,0004 | 0 | 0,0012 | — 0,0352 | — 0,9980 |
| | 9/2 | 104,53 | 104,53 | 114,89 | — 0,0010 | 0 | 0,0024 | — 0,0522 | — 0,9954 |
| | 11/2 | 231,50 | 232,33 | 249,75 | — 0,0018 | 0 | 0,0039 | — 0,0663 | — 0,9923 |
| 1/2 | 1/2 | 514,87 | 514,82 | 515,14 | 0,9996 | 0,0282 | 0 | 0 | 0 |
| | 3/2 | 556,08 | 555,98 | 558,16 | — 0,9971 | — 0,0501 | 0,0574 | 0 | 0 |
| | 5/2 | 602,83 | 602,20 | 607,46 | — 0,9928 | — 0,0791 | 0,0840 | — 0,0254 | 0 |
| | 7/2 | 698,11 | 698,85 | 707,83 | — 0,9871 | — 0,0864 | 0,1156 | — 0,0840 | 0,0031 |
| | 9/2 | 782,23 | 782,52 | 796,59 | — 0,9815 | — 0,1240 | 0,1248 | — 0,0653 | 0,0052 |
| 5/2 | 5/2 | 639,25 | 639,21 | 644,12 | 0,0304 | 0,0050 | — 0,0002 | — 0,9972 | 0 |
| | 7/2 | 729,21 | 729,23 | 741,28 | — 0,0680 | — 0,0117 | 0,0046 | 0,9905 | — 0,0355 |
| | 9/2 | 844,18 | 844,53 | 866,20 | — 0,0567 | — 0,0172 | 0,0021 | 0,9848 | — 0,0532 |
| 3/2 | 3/2 | 811,42 | 811,39 | 812,47 | 0,0350 | 0,0900 | 0,9931 | 0 | 0 |
| | 5/2 | 871,69 | 871,41 | 877,47 | 0,0637 | 0,2380 | 0,9693 | 0,0032 | 0 |
| | 7/2 | 957,47 | 959,66 | 968,47 | — 0,0965 | — 0,2150 | — 0,9718 | — 0,0049 | — 0,0044 |
| 1/2 | 1/2 | 920,03 | 919,95 | 919,75 | — 0,0240 | 0,9996 | 0 | 0 | 0 |
| | 3/2 | 992,26 | 992,06 | 989,47 | — 0,0500 | 0,9929 | — 0,1035 | 0 | 0 |
| | 5/2 | 1009,38 | 1009,31 | 1000,27 | — 0,0967 | 0,9676 | — 0,2311 | 0,0027 | 0 |
| | 7/2 | 1174,76 | 1174,32 | 1162,95 | 0,1095 | 0,9717 | 0,2039 | — 0,0052 | 0,0018 |

³⁸ P. KLEINHEINZ, private Mitteilung.

³⁹ O. PRIOR, F. BOEHM u. S. G. NILSSON, Nucl. Phys. A **110**, 257 [1968].

Tab. 6. Vergleich der experimentellen und theoretischen Gamma-Verzweigungsverhältnisse. In der Tabelle sind experimentelle Intensitätsverhältnisse mit den Verhältnissen der berechneten Gesamtübergangswahrscheinlichkeiten, d. h. E2+M1, verglichen. Die angegebenen Werte „ohne Mischung“ sind mit denselben ungestörten Übergangsmatrixelementen berechnet, die auch bei der Bandenmischungsrechnung verwendet wurden. Somit zeigt ein Vergleich von Spalte 4 und 5 direkt den Einfluß der Coriolis-Kopplung. Die in Spalte 4 auftretenden Werte ∞ , $-$ bzw. 0 erklären sich aus der für die Berechnung zu 0 angenommenen ungestörten E2-Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen Einteilchenzuständen oder durch das Vorliegen eines K-Verbotess ohne Mischung. Die mit \star bzw. \times markierten experimentellen Verhältnisse gelten nur, falls die Einordnung der 612,5 keV- bzw. 556,1 keV-Linie (im Niveauschema gestrichelt eingezeichnet) richtig ist. Die Verhältnisse $> 0,5$; $< 0,7$ o. ä. folgen aus den experimentellen Nachweisgrenzen.

| Ausgangsniveau $I_i[Nn_z\lambda\Sigma]_i$ | Endniveau $I_f[Nn_z\lambda\Sigma]_f$ | Gamma-Intensitätsverhältnis | | |
|--|---|-----------------------------|-----------|-----------|
| | | experim. | o. Misch. | m. Misch. |
| 1/2 [521 \downarrow] | 3/2 [510] | 19,5 \pm 3,0 | 43 | 35 |
| | 1/2 [510] | | | |
| 1/2 [521 \downarrow] | 5/2 [510] | 0,0070 \pm 0,0016 | 0 | 0,0070 |
| | 3/2 [510] | | | |
| 3/2 [521 \downarrow] | 3/2 [510] | 0,67 \pm 0,10 | 0,73 | 0,70 |
| | 1/2 [510] | | | |
| 3/2 [521 \downarrow] | 5/2 [510] | 0,063 \pm 0,010 | 0,060 | 0,040 |
| | 3/2 [510] | | | |
| 5/2 [521 \downarrow] | 7/2 [510] | 8,6 \pm 1,6 | 10,3 | 7,8 |
| | 3/2 [510] | | | |
| 5/2 [521 \downarrow] | 7/2 [510] | 2,24 \pm 0,31 | 2,9 | 2,1 |
| | 5/2 [510] | | | |
| 7/2 [521 \downarrow] | 7/2 [510] | 0,32 \pm 0,08 | 0,30 | 0,27 |
| | 5/2 [510] | | | |
| 3/2 [521 \downarrow] | 5/2 [512 \downarrow] | 0,60 \pm 0,16 | 0,45 | 0,30 |
| | 3/2 [512 \downarrow] | | | |
| 3/2 [521 \downarrow] | 5/2 [512 \downarrow] | 0,110 \pm 0,027 | 0,02 | 0,091 |
| | 5/2 [510] | | | |
| 3/2 [521 \downarrow] | 1/2 [521 \downarrow] | 0,28 \pm 0,10 | 0,017 | 0,04 |
| | 5/2 [510] | | | |
| 5/2 [521 \downarrow] | 1/2 [521 \downarrow] | 0,012 \pm 0,005 | 0,002 | 0,004 |
| | 7/2 [510] | | | |
| 7/2 [521 \downarrow] | 3/2 [521 \downarrow] | 0,60 \pm 0,18 | 0,07 | 0,14 |
| | 7/2 [510] | | | |
| 7/2 [521 \downarrow] | 5/2 [521 \downarrow] | 0,33 \pm 0,08 | 0,2 | 0,19 |
| | 3/2 [521 \downarrow] | | | |
| 5/2 [512 \uparrow] | 9/2 [514 \downarrow] | 0,35 \pm 0,05 | 0 | 0,29 |
| | 7/2 [514 \downarrow] | | | |
| 7/2 [512 \uparrow] | 9/2 [514 \downarrow] | 0,21 \pm 0,04 | 2,2 | 0,21 |
| | 7/2 [514 \downarrow] | | | |
| 7/2 [512 \uparrow] | 11/2 [514 \downarrow] | 0,82 \pm 0,25 | 0 | 0,73 |
| | 9/2 [514 \downarrow] | | | |
| 9/2 [512 \uparrow] | 11/2 [514 \downarrow] | $\star > 0,5$ | 16 | 0,3 |
| | 7/2 [514 \downarrow] | | | |
| 9/2 [512 \uparrow] | 11/1 [514 \downarrow] | $\star > 0,7$ | 1,1 | 0,18 |
| | 9/2 [514 \downarrow] | | | |
| 7/2 [512 \uparrow] | 5/2 [512 \uparrow] | 30 \pm 12 | ∞ | 37 |
| | 5/2 [510] | | | |
| 7/2 [512 \uparrow] | 5/2 [512 \uparrow] | 0,52 \pm 0,17 | 160 | 0,19 |
| | 7/2 [514 \downarrow] | | | |
| 9/2 [512 \uparrow] | 5/2 [512 \uparrow] | $\star 0,15$ | 160 | 1,9 |
| | 11/2 [514 \downarrow] | | | |
| 9/2 [512 \uparrow] | 7/2 [512 \uparrow] | 3,8 \pm 1,9 | 1,7 | 1,5 |
| | 5/2 [512 \uparrow] | | | |

Tab. 6.

| Ausgangsniveau $I_i[Nn_z\lambda\Sigma]_i$ | Endniveau $I_f[Nn_z\lambda\Sigma]_f$ | Gamma-Intensitätsverhältnis | | |
|--|---|-----------------------------|-----------|-----------|
| | | experim. | o. Misch. | m. Misch. |
| 3/2 [512↓] | 5/2 [510] | 2,4 ± 0,9 | 0,07 | 1,9 |
| | 1/2 [510] | | | |
| 3/2 [512↓] | 5/2 [510] | 0,27 ± 0,04 | 0,14 | 0,09 |
| | 3/2 [510] | | | |
| 5/2 [512↓] | 3/2 [510] | 0,36 ± 0,10 | ∞ | 0,29 |
| | 1/2 [510] | | | |
| 5/2 [512↓] | 7/2 [510] | 4,0 ± 1,0 | 0,06 | 11,6 |
| | 3/2 [510] | | | |
| 5/2 [512↓] | 7/2 [510] | > 5 | 0,085 | 9 |
| | 5/2 [510] | | | |
| 7/2 [512↓] | 7/2 [510] | > 0,4 | ∞ | 6,3 |
| | 3/2 [510] | | | |
| 7/2 [512↓] | 7/2 [510] | 0,38 ± 0,16 | 0,52 | 0,8 |
| | 5/2 [510] | | | |
| 3/2 [512↓] | 5/2 [512↑] | 13,0 ± 3,3 | 90 | 20 |
| | 5/2 [510] | | | |
| 5/2 [512↓] | 7/2 [512↑] | 0,86 ± 0,22 | 0,57 | 0,62 |
| | 5/2 [512↑] | | | |
| 5/2 [512↓] | 7/2 [512↑] | 7,3 ± 2,6 | 2,8 | 10 |
| | 3/2 [510] | | | |
| 7/2 [512↓] | 7/2 [512↑] | 0,70 ± 0,25 | 4,8 | 0,33 |
| | 5/2 [510] | | | |
| 7/2 [512↓] | 3/2 [512↓] | 0,27 ± 0,14 | 1,37 | 0,11 |
| | 5/2 [510] | | | |
| 3/2 [510] | 1/2 [510] | × 16 | ∞ | 386 |
| | 7/2 [514↓] | | | |
| 5/2 [510] | 3/2 [510] | 0,9 ± 0,4 | 0,16 | 0,16 |
| | 1/2 [510] | | | |
| 5/2 [510] | 1/2 [510] | 7,2 ± 1,5 | ∞ | 14,6 |
| | 7/2 [514↓] | | | |
| 5/2 [510] | 9/2 [514↓] | 1,9 ± 0,5 | — | 0,6 |
| | 7/2 [514↓] | | | |
| 7/2 [510] | 5/2 [510] | 6,3 ± 1,3 | 5,7 | 5,9 |
| | 3/2 [510] | | | |
| 7/2 [510] | 3/2 [510] | 4 ± 1,7 | ∞ | 20 |
| | 7/2 [514↓] | | | |
| 7/2 [510] | 9/2 [514↓] | 1,2 ± 0,6 | — | 0,3 |
| | 7/2 [514↓] | | | |

ten Parameter wesentlich geringer ist als die Zahl der damit berechneten Verzweungsverhältnisse (vgl. Tab. 6) und daß weitgehend das Nilsson-Modell als Grundlage für diese Berechnungen beibehalten wurde.

7. Erweitertes Niveauschema und Schlußbemerkungen

Die (n,γ)-Messung konnte ein recht vollständiges Bild der tiefliegenden Niveaus in Yb175 vermitteln

und schuf gleichzeitig die Grundlage für eine eingehende theoretische Untersuchung, durch welche die starken Einflüsse der Coriolis-Kopplung in diesem Kern nachgewiesen werden konnten. Obgleich das Nilsson-Modell sich im allgemeinen als brauchbare Basis erwies, ließen die experimentellen Befunde doch an einigen Stellen den Wunsch nach einer besseren Modellvorstellung aufkommen.

Durch den niedrigen Spin des Einfangzustandes in Yb175 ist der Anwendbarkeit der (n,γ)-Messung

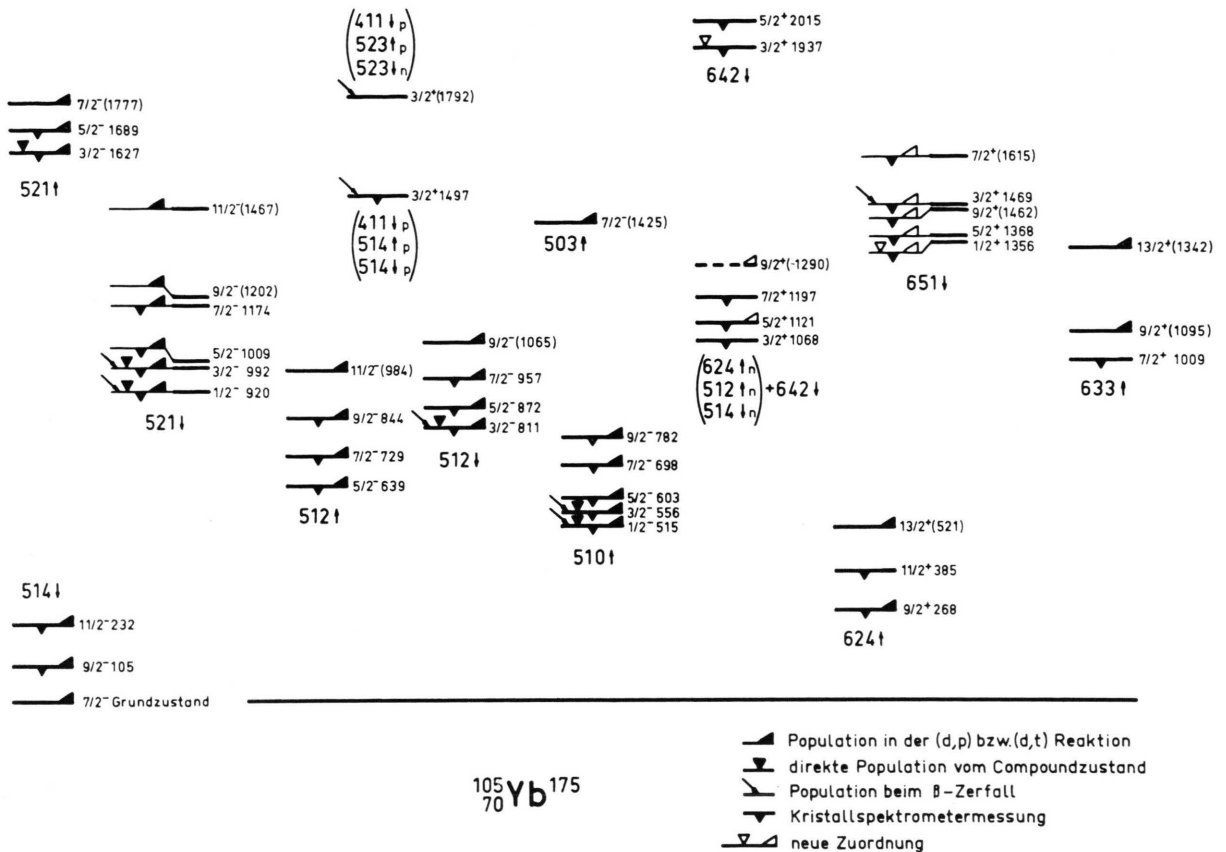


Abb. 5. Erweitertes Niveauschema. Die in Klammern angegebenen Energiewerte sind an die vorliegende Messung angeschlossen (vgl. ¹⁵). Der Fehler dieses Anschlusses kann 4 keV betragen.

eine Grenze gesetzt. Hier können zur Erweiterung der Rotationsbanden die (d,p)- und (d,t)-Daten zusätzliche Information liefern, wie auch diese Reaktionen zusammen mit β -Zerfallsstudien, hochenergetischen (n, γ)-Daten u. ä. wertvolle Entscheidungshilfen bei der Interpretation der Kristallspektrometerdaten darstellen (Abb. 5).

Trotz der durch die erwähnten Messungen gegebenen, recht detaillierten Information über Yb¹⁷⁵, trugen die (n, γ)-Daten mit ihrer hohen Präzision sowohl zu einer wesentlichen Erweiterung als auch zu einem besseren Verständnis des Niveauschemas bei. Besonders am Beispiel der Banden positiver Parität wird deutlich, daß die γ -Übergänge nicht nur Aussagen über Spin und Parität von Niveaus erlau-

ben, sondern auch im Rahmen der RPC-Theorie Aufschlüsse über die Struktur von Zuständen liefern.

Meinem verehrten Lehrer Herrn Prof. Dr. H. MAIER-LEIBNITZ danke ich aufrichtig für die Übertragung und Förderung dieser interessanten Arbeit. Besonders herzlich danke ich Herrn Dr. O. SCHULT für seine Unterstützung und wertvollen Ratschläge, sowie meinen Kollegen Herrn Dr. R. KOCH und Herrn Dr. H. BAADER für gute Zusammenarbeit und hilfreiche Hinweise. Herrn Dr. P. KLEINHEINZ bin ich für wertvolle Diskussionen zu besonderem Dank verpflichtet, wie auch den Herren K. HAGEMANN, Dr. C. GÜNTHER und Dr. P. TJØM. Der Leitung und dem Betriebspersonal des DR-3 in Risø danke ich herzlich für die aktive Hilfe bei den experimentellen Vorbereitungen.