

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

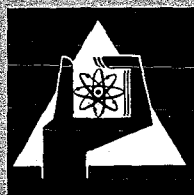
November 1968

KFK 919

Institut für Angewandte Kernphysik

Konfigurationsmischungen in ^{169}Yb

W. Michaelis, F. Weller, H. Schmidt, G. Markus, U. Fanger



**GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE**

1.E.1:
3.A

Nuclear Physics A119 (1968) 609—640; © North-Holland Publishing Co., Amsterdam

Not to be reproduced by photoprint or microfilm without written permission from the publisher

KONFIGURATIONSMISCHUNGEN IN ^{169}Yb

W. MICHAELIS, F. WELLER, H. SCHMIDT, G. MARKUS und U. FANGER

Institut für Angewandte Kernphysik, Kernforschungszentrum Karlsruhe,
Karlsruhe, Deutschland

Eingegangen am 22. Juni 1968

Abstract: The level structure of ^{169}Yb has been studied by radiative capture of thermal neutrons in ^{168}Yb . High resolution measurements of the gamma-ray spectrum have been performed using a Ge(Li) anti-Compton spectrometer in the low-energy region and a Ge(Li) pair spectrometer for the high-energy transitions. The target was Yb_2O_3 enriched to 19.5 % in ^{168}Yb thus corresponding to a cross section contribution of $(97.5^{+0.8}_{-2.3})\%$ for ^{168}Yb . More than 300 gamma lines have been detected in the spectrum. The high accuracy of the data allows the application of Ritz' combination principle to excitation energies up to 1.5 MeV. The results clearly demonstrate the presence of remarkable band-mixing effects. The analysis suggests the following spectroscopic interpretation (bandhead energies and dominant structure): 0 keV, $\frac{7}{2}^+(633)$; 24.25 keV, $\frac{1}{2}^-(521)$; 191.18 keV, $\frac{5}{2}^-(512)$; 569.78 keV, $\frac{5}{2}^-(523)$; 659.61 keV, $\frac{3}{2}^-(521) + \frac{1}{2}^-(521) + Q_{2-2}$; 720.02 keV, $\frac{7}{2}^+(633) + Q_{2-2} + \frac{3}{2}^+(651)$; 813.46 keV, $\frac{5}{2}^-(512) + Q_{2-2} + \frac{1}{2}^-(510)$; 960.28 keV, $\frac{7}{2}^-(514)$; 1033.82 keV, $\frac{1}{2}^+(660) + \frac{1}{2}^+(660) + Q_{20}(?)$; 1110.68 keV, $\frac{1}{2}^-(521) + Q_{22}$; 1204.28 keV, $\frac{3}{2}^+(651) + \frac{7}{2}^+(633) + Q_{2-2}$; 1231.45 keV, $\frac{1}{2}^-(521) + Q_{2-2} + \frac{3}{2}^-(521)$; 1319.72 keV, $\frac{1}{2}^-(510) + \dots$. The neutron binding energy was found to be 6867.21 ± 0.46 keV. Theoretical calculations have been performed which take into account pair correlation, quasiparticle-phonon interaction, rotation-vibration interaction and Coriolis coupling. The energy and structure of individual levels, the ratios of intensities for gamma-ray transitions and multipolarity admixtures are predicted. In general, good agreement is achieved between the theoretical calculations and the experimental results.

E

NUCLEAR REACTIONS ^{168}Yb (th n, γ); measured E_γ, I_γ .
 ^{169}Yb deduced levels, J, π . Enriched target, Ge(Li) detector.

1. Einleitung

Die Termstruktur des ^{169}Yb wurde zuerst über den radioaktiven Zerfall des ^{169}Lu (K-Einfang, $T_{1/2} = 1.5$ d) untersucht¹⁾. Da ^{169}Lu im Grundzustand einen Spin von $\frac{7}{2}$ oder $\frac{5}{2}$ besitzt, werden beim Zerfall in ^{169}Yb bevorzugt Zustände mit hohen Spinwerten populiert. Die Ergebnisse der ersten Arbeit wurden von anderen Autoren (Ref. 2)), zum Teil unter Verwendung von Analogieschlüssen zum ^{171}Yb , uminterpretiert. Die Deutung der beiden vorgeschlagenen Termschemata ist in einigen wesentlichen Punkten widersprüchlich. Über die hochenergetischen Konversionslinien liegen ausführliche neuere Daten vor³⁾, die Linien wurden jedoch nicht in ein Zerfallschema eingeordnet.

Erst in jüngster Zeit wurden Ergebnisse von (d, p)- und (d, t)-Messungen an den ungeraden Ytterbiumisotopen veröffentlicht⁴⁾. Diese Untersuchungen lieferten u.a. aufschlußreiche Informationen über die tiefliegenden Anregungszustände in ^{169}Yb .

Auf ihrer Grundlage wurden verschiedene theoretische Versuche unternommen, das Nilsson-Modell zu erweitern⁵⁻⁷). Insbesondere die Arbeiten von Bès und Cho Yi-Chung⁶) sowie von Soloviev, Vogel und Jungklausen⁷), die neben der Paarkorrelation auch die Quasiteilchen-Phonon-Wechselwirkung berücksichtigen, stellen eine wesentliche Verbesserung der Theorie dar. Allerdings sagen die Autoren im Energiebereich bis 1350 keV erheblich mehr Anregungszustände voraus als bisher experimentell beobachtet werden konnten. Dieser Befund sowie die Tatsache, daß die Struktur der höherliegenden Niveaus auch in den (d, p)- und (d, t)-Untersuchungen nicht eindeutig aufgeklärt werden konnte, machen weitere experimentelle Untersuchungen, möglichst mit Hilfe anderer Methoden, dringend erforderlich. Eine Überprüfung der genannten theoretischen Voraussagen ist ein wichtiger Schritt zu einem besseren Verständnis der Wechselwirkungseffekte im Bereich der ungeraden deformierten Kerne.

Für ein detailliertes Studium der Termstruktur des ^{169}Yb bietet sich wegen des relativ hohen Absorptionsquerschnittes des ^{168}Yb für thermische Neutronen die (n, γ)-Reaktion am ^{168}Yb an. Ausführliche Untersuchungen dieser Reaktion sind bisher nicht bekannt. Da der Einfangzustand im ^{169}Yb den Spin $\frac{1}{2}^+$ besitzt, werden beim Neutroneneinfang bevorzugt Zustände mit niedrigen Spinwerten bevölkert. Ein großer Teil der gesuchten Zustände zeigt ebenfalls kleine Spins, so daß die Untersuchung der (n, γ)-Reaktion neue Aufschlüsse erwarten läßt. Durch die jüngsten Entwicklungen der Experimentiertechnik für diese Methode sind die meßtechnischen Voraussetzungen für detaillierte Studien bis zu Anregungsenergien im MeV-Bereich gegeben.

Die vorliegende Arbeit beschreibt experimentelle Untersuchungen zur Struktur der Anregungszustände in ^{169}Yb mit Hilfe hochauflösender Gammaspektroskopie an der Reaktion $^{168}\text{Yb}(n, \gamma)^{169}\text{Yb}$. Sie umfaßt ferner theoretische Überlegungen, die neben der Paarkorrelation und der Quasiteilchen-Phonon-Wechselwirkung die Rotations-Vibrations-Wechselwirkung sowie die Coriolis-Kopplung berücksichtigen.

2. Experimentelle Methoden

2.1. TARGET

Als Probensubstanz lagen 50 mg Yb_2O_3 mit 19.5 % Anreicherung in ^{168}Yb vor. In Tabelle 1 sind die genaue Probenzusammensetzung, die Wirkungsquerschnitte sowie die relativen Beiträge der einzelnen Isotope zum Neutroneneinfang im Target zusammengefaßt. Die Wirkungsquerschnitte wurden dem Report⁸) BNL-325 entnommen. Nach der Tabelle trägt ^{168}Yb zu mindestens 95.2 % zum Einfang in der Probe bei. Geringfügige Störungen im Gammaspektrum sind nur von Übergängen in ^{171}Yb , ^{172}Yb und ^{175}Yb zu erwarten. Beiträge von ^{173}Yb , ^{174}Yb sowie ^{177}Yb dürften vernachlässigbar sein. Das gleiche gilt für den Aufbau störender Nuklide durch Neutroneneinfang. Die spektrographische Analyse der Probe zeigte außer einer schwachen Beimischung von Ca keine sichtbaren Linien von anderen Elementen.

Der Anteil von Ca ist etwa 0.02 %. Da der Einfangquerschnitt 0.44 b beträgt, können im Gammaskpektrum keine Linien meßbarer Intensität auftreten.

Der Produktkern ^{169}Yb ist instabil und zerfällt durch K-Einfang mit einer Halbwertszeit von 32 d zu ^{169}Tm . Im Einfangspektrum erscheinen daher auch Gamma-linien von Übergängen im ^{169}Tm . Diese konnten durch eine kurze Messung nach Beendigung der Bestrahlung des Targets leicht identifiziert werden.

TABELLE 1
Probenzusammensetzung

Isotop	Atom %	Einfangquerschnitt für thermische Neu- tronen (b)	Relativer Beitrag zum Einfang in der Probe (%)
^{168}Yb	19.5 \pm 0.1	5500 \pm 2600	97.5 $^{+0.8}_{-2.3}$
^{170}Yb	6.62 \pm 0.05	92 \pm 11 ^{a)}	0.5 $^{+0.5}_{-0.2}$
^{171}Yb	18.0 \pm 0.1	46 \pm 10	0.7 $^{+0.7}_{-0.2}$
^{172}Yb	19.9 \pm 0.1	3.3 \pm 0.4 ^{a)}	0.06 $^{+0.05}_{-0.02}$
^{173}Yb	12.0 \pm 0.1	20 \pm 5	0.2 $^{+0.2}_{-0.06}$
^{174}Yb	18.5 \pm 0.1	55 \pm 10	0.9 $^{+0.8}_{-0.3}$
^{176}Yb	5.5 \pm 0.05	19 \pm 2 ^{b)}	0.09 $^{+0.08}_{-0.03}$

^{a)} Reaktorspektrum.

^{b)} Totaler Querschnitt.

Das pulverförmige Oxyd wurde für die Experimente in einen zylindrischen Probenhalter aus Polyäthylen mit 15 mm \varnothing und 0.5 mm Wandstärke gepreßt.

2.2. SPEKTROMETER UND AUSWERTVERFAHREN

Das Neutroneneinfangspektrum wurde mit zwei hochauflösenden Spektrometern untersucht, und zwar im niederenergetischen Bereich bis etwa 1800 keV mit Hilfe eines neu entwickelten Anti-Compton-Spektrometers und im hochenergetischen Bereich oberhalb 2400 keV mit einem 5-Kristall-Paarspektrometer.

Das Anti-Compton-Spektrometer bestand aus einer planaren 4.9 cm³ Ge(Li) Diode, einem 50 cm \varnothing \times 40 cm Plastikszintillator vom Typ NE 102 A sowie einem 10.16 cm \varnothing \times 15.25 cm NaJ(Tl)-Detektor für Streuwinkel um 0°. Für die 662 keV Strahlung des ^{137}Cs wurde ein Verhältnis der Höhen von Photolinie und Compton-Kante von etwa 40 : 1 erreicht. Das Verhältnis Höhe der Photolinie zu Compton-Minimum war etwa 100 : 1. Die Auflösung betrug 2.15 keV FWHM bei 662 keV [†].

[†] Mit einer anderen 5 cm³ Diode beträgt die Energieauflösung jetzt 1.62 keV FWHM bei gleichzeitiger weiterer Verbesserung des Verhältnisses von Photolinie zu Compton-Verteilung.

Das Spektrometer wurde an anderer Stelle im einzelnen beschrieben ⁹⁾.

Um die Leistungsfähigkeit des Spektrometers voll auszunutzen, wurden die gemessenen Spektren mit Hilfe eines Computer-Programms analysiert. Dem Programm liegt die folgende empirisch bestimmte Linienform zugrunde:

$$y = A \exp \{-\lambda(x-x_0)^2\} \quad \text{für } x \geq x_0 - b,$$

$$y = A[\exp \{-\lambda(x-x_0)^2\} - Bx_{\text{cor}} \exp(x_{\text{cor}})] \quad \text{für } x < x_0 - b,$$

mit

$$b = (\lambda^{-1} \ln 2)^{\frac{1}{2}},$$

$$x_{\text{cor}} = (x - x_0 + b)/b.$$

Diese Linienform erscheint physikalisch sinnvoll und ist zudem relativ einfach mathematisch zu handhaben. Sie setzt allerdings eine wirksame Ladungsträgersammlung im Detektor voraus. Diese Annahme war bei den gemessenen Spektren hinreichend gut erfüllt. Der Parametersatz b , B wird für jede Messung mit Hilfe von geeigneten Gammapräparaten neu bestimmt und als Funktion der Energie interpoliert.

Für die Energieeichung fanden folgende Standards Verwendung:

^{203}Hg	$279.10 \pm 0.05 \text{ keV (Ref. }^{10})$,
$e^+(e^-, \gamma)$	$511.003 \pm 0.005 \text{ keV (Ref. }^{11})$,
^{137}Cs	$661.595 \pm 0.076 \text{ keV (Ref. }^{12})$,
$\text{H}(n, \gamma)$	$2223.29 \pm 0.07 \text{ keV (Ref. }^{13})$.

Die Ansprechfunktion des Anti-Compton-Spektrometers wurde für Gammaenergien bis 1836 keV mit Hilfe eines Satzes von absolut geeichten Gammaquellen (^{57}Co , $\pm 2\%$; ^{203}Hg , $\pm 1\%$; ^{22}Na , $\pm 1\%$; ^{137}Cs , $\pm 2\%$; ^{54}Mn , $\pm 1\%$; ^{60}Co , $\pm 1\%$ und ^{88}Y , $\pm 2\%$) experimentell ermittelt.

Das 5-Kristall-Paarspektrometer enthielt als Primärdetektor einen Germaniumzähler mit einem empfindlichen Volumen von $2.7 \text{ cm}^2 \times 0.2 \text{ cm}$. Die Diode wurde radial bestrahlt. Die Sekundärdetektoren bestanden aus vier unter 45° abgeschrägten $7.62 \text{ cm} \varnothing 7.62 \text{ cm}$ NaJ(Tl)-Kristallen, die auf Photomultipliern vom Typ RCA 6810A montiert waren. Eine genauere Beschreibung der Anordnung findet man im Zitat ¹⁴⁾. Es wurden zwei Meßreihen durchgeführt. Die erste erstreckte sich über den gesamten Energiebereich von 2.5 bis 7 MeV. Die Energieauflösung betrug einschließlich Langzeitinstabilitäten 10 bis 15 keV FWHM. In einer zweiten Meßreihe wurde die Untersuchung des hochenergetischen Teils oberhalb 5 MeV mit einer anderen Diode ($5 \text{ cm}^2 \times 0.7 \text{ cm}$) und verbesserter Auflösung (volle Halbwertsbreite 8.9 keV bei 7 MeV) wiederholt. Das Spektrum wurde in diesem Bereich mit Hilfe des oben erwähnten Computer-Programms analysiert.

Die Energieeichung für die Paarspektromettermessungen beruht auf folgenden Standards:

$\text{Be}(n, \gamma)$	6809.4 ± 0.4 keV (Ref. ¹⁵),	$\text{C}(n, \gamma)$	4945.5 ± 0.2 keV (Ref. ¹⁷),
$\text{N}(n, \gamma)$	5562.6 ± 0.4 keV (Ref. ¹⁶),	$^{164}\text{Dy}(n, \gamma)$	4612.3 ± 0.6 keV (Ref. ¹⁸),
	5533.5 ± 0.4 keV (Ref. ¹⁶),		4123.2 ± 0.4 keV (Ref. ¹⁸),
	5298.3 ± 0.35 keV (Ref. ¹⁶),		3885.2 ± 1.0 keV (Ref. ¹⁸).
	5269.6 ± 0.35 keV (Ref. ¹⁶).		

Für die zweite Meßreihe (Energiebereich oberhalb 5 MeV) wurde die Ansprechwahrscheinlichkeit unter Verwendung der bekannten Intensitäten ¹⁹) aus der Reaktion $\text{Ni}(n, \gamma)$ experimentell ermittelt. Die Bestimmung der Intensitäten im Bereich unterhalb 5 MeV beruht auf Monte Carlo-Rechnungen für das Ansprechvermögen von planaren Ge(Li) Halbleiterdetektoren ²⁰). Da solche Rechnungen bisher nur für den Fall der Einstrahlung parallel zur Feldrichtung vorliegen, wurden die Ergebnisse mittels des einfachen Exponentialgesetzes auf den Fall der Einstrahlung senkrecht zur Feldrichtung umgerechnet. Dieses Verfahren sowie die zum Teil geringe Zählstatistik bedingen relativ große Fehler für die Gammaintensitäten unterhalb 5 MeV. Aus denselben Gründen erwies sich außerdem eine Normierung der Ansprechfunktion an prominenten Gammalinien in drei verschiedenen Energiebereichen als zweckmäßig.

2.3. STRAHLROHREINRICHTUNGEN

Beide Spektrometer sind mit externer Targetanordnung an einem durchgehenden Tangentialkanal des Karlsruher Reaktors FR 2 aufgebaut. Im Zentrum des Kanals befindet sich eine Graphit-Streuprobe von 5 cm Durchmesser und 7.5 cm Länge. Die Kollimatoren beider Kanalausgänge enthalten als Filter einen Wismut-Einkristall mit den Abmessungen 4 cm \varnothing \times 20 cm. Das Anti-Compton-Spektrometer ist eins von fünf dicht hintereinander aufgebauten Experimenten an einem der Ausgänge. Der Wismut-Filter ist auf 77° K gekühlt. Zur Ausnutzung der Totalreflexion für kalte Neutronen enthält der Kollimator ein Glasrohr mit eng tolerierter Oberflächenbeschaffenheit, das bis auf etwa 1 m an die Streuprobe heranreicht. Der Fluß am Ausgang des Strahlrohres beträgt etwa 10^8 n/cm² · sec. Das Paarspektrometer ist auf der entgegengesetzten Seite des Kanals aufgebaut. Der Filter ist hier nicht gekühlt, und der Kollimator enthält keinen Neutronenleiter. Der Neutronenfluß am Ort des Targets ist $3.3 \cdot 10^7$ n/cm² · sec. Das Verhältnis von thermischem und Resonanzneutronenfluß pro logarithmischem Energieintervall beträgt 7100. In beiden Spektrometern werden Streuneutronen aus der Meßprobe durch mehrere mm $^6\text{Li H}$ in einem doppelwandigen Polyäthylenrohr absorbiert.

3. Experimentelle Ergebnisse

3.1. EINFANG-GAMMASPEKTRUM IM ENERGIEBEREICH VON 80 keV BIS 1800 keV

Energien und relative Intensitäten der mit dem Anti-Compton-Spektrometer in diesem Energiebereich beobachteten Gammaübergänge sind in Tabelle 2 zusammengefaßt. Sehr nahe benachbarte Linien, die nicht mehr aufgelöst werden, erscheinen

TABELLE 2

Gammalinien im Energiebereich von 80 keV bis 1800 keV, gemessen mit dem Anti-Compton-Spektrometer. Target: Yb_2O_3 mit zu 19.5 % angereichertem ^{169}Yb . Die Intensitäten sind normiert auf 100 für den 720.02 keV Übergang

E_γ (keV)	$\pm\Delta E_\gamma$ (eV)	I_γ	$\pm\Delta I_\gamma$	Zuordnung ^{a)} Anmerkungen ^{b)}
87.43	100			279 → 191
92.00	500			191 → 99
93.43	200	—	—	^{169}Tm
104.30	180	2.5	0.5	191 → 87
109.57	250	—	—	^{169}Tm
110.90	250	5.1	2.6	389 → 279
113.26	180	1.5	0.6	
118.23	100	—	—	^{169}Tm
130.51	80	—	—	^{169}Tm
139.77	150	0.8	0.2	
144.50	120	7.5	0.8	244 → 99
156.81	100	17.6	1.8	244 → 87
162.22	250	0.6	0.3	
164.91	100	4.5	0.5	264 → 99
177.15	80	—	—	^{169}Tm
181.27	450	0.9	0.4	
191.10	100	126.5	12.7	191 → 0
197.88	100	—	—	^{169}Tm
207.74	200	1.0	0.2	
258.41	180	1.3	0.2	648 → 389
261.00	100	—	—	^{169}Tm
278.53	500	0.4	0.2	279 → 0
282.43	150	1.6	0.3	
286.20	500	0.5	0.2	
291.09	100	4.4	0.5	570 → 279
307.61	80	—	—	^{169}Tm
364.16	250	1.7	0.4	
369.28	150	3.2	0.5	648 → 279
373.83	450	0.7	0.3	1034 → 660
378.48	120	21.0	4.2	570 → 191
383.67	400	0.6	0.3	648 → 264
390.98	400	0.9	0.4	1204 → 814
395.95	220	—	—	^{169}Tm
397.88	1000	0.8	0.4	u
405.05	1200	0.5	0.3	u
419.26	250	2.3	0.5	mD
428.95	550	0.8	0.4	
436.02	350	1.6	0.5	
442.81	350	2.0	0.7	722 → 279
456.81	350	2.1	0.6	648 → 191
470.90	800	5.0	2.0	570 → 99
478.20	800	6.0	2.5	722 → 244
482.50	1200	5.0	2.5	570 → 87
514.57	220	20.2	1.1	$^{174}\text{Yb}(n,\gamma)$
521.16	550	1.8	0.7	
528.45	500	2.8	0.8	
534.58	1000	0.9	0.5	1256 → 722

TABELLE 2 (Fortsetzung)

E_γ (keV)	$\pm\Delta E_\gamma$ (eV)	I_γ	$\pm\Delta I_\gamma$	Zuordnung ^{a)} Anmerkungen ^{b)}
544.40	520	2.4	0.5	1204 → 660
548.44	1100	1.1	0.5	648 → 99
554.71	320	3.9	0.8	
560.37	200	8.3	1.2	660 → 99
563.13	450	3.4	1.1	807 → 244
570.15	370	13.1	1.5	570 → 0
572.51	220	34.4	1.8	660 → 87
576.48	300	16.2	1.7	648 → 71
580.74	350	4.1	1.7	
584.60	450	3.2	1.5	
590.50	180	63.6	3.2	
597.08	700	2.2	0.9	1256 → 660
606.25	800	1.4	0.7	
611.57	250	6.0	0.9	
622.46	120	48.6	2.5	722 → 99
627.71	350	5.2	1.0	1350 → 722
635.04	250	75.9	4.0	722 → 87
635.44	200		660 → 24	
639.46	800	2.8	0.8	
647.48	200	9.9	1.0	648 → 0
660.04	180	12.3	1.2	851 → 191
667.81	450	6.8	2.5	912 → 244; mD
670.15	800	4.1	1.9	
684.43	1200	1.3	0.7	u
691.00	150	29.8	1.5	762 → 71; E2
698.55	1000	3.8	1.2	
702.32	800	5.0	1.1	
707.76	500	6.7	1.2	807 → 99
720.02	150	100	—	720 → 0; E2
726.46	220	31.5	2.0	813 → 87
730.66	1200	<3		u
740.55	1000	4.9	0.9	
746.77	1000	3.0	1.0	747 → 0
752.19	800	3.9	1.0	{ 851 → 99 997 → 244
761.56	180	36.5	4.5	762 → 0; E2
764.01	600	9.4	3.0	
812.24	450	5.2	1.2	912 → 99
816.77	1200	2.2	1.1	
826.89	350	19.9	1.1	851 → 24
870.01	1500	3.9	1.0	
897.44	400	8.6	0.9	997 → 99
920.16	1000	1.8	1.0	1111 → 191
926.20	500	3.4	1.1	
934.99	750	2.5	1.1	1034 → 99
946.60	900	2.1	1.1	1034 → 87
960.28	220	12.1	1.2	960 → 0
969.01	1000	1.8	1.0	
979.46	500	7.8	1.0	
1009.76	250	12.9	1.3	1034 → 24

TABELLE 2 (Fortsetzung)

E_γ (keV)	$\pm \Delta E_\gamma$ (eV)	I_γ	$\pm \Delta I_\gamma$	Zuordnung ^{a)} Anmerkungen ^{b)}
1023.81	280	10.4	1.3	1111 → 87
1037.30	800	5.2	1.3	
1042.38	900	4.0	1.3	
1063.62	500	5.5	1.4	
1067.84	550	5.0	1.4	
1076.72	350	23.4	2.9	
1086.30	350	11.1	1.7	1111 → 24
1096.14	650	8.4	1.6	(1196 → 99)
1109.69	600	9.6	1.8	(1196 → 87)
1116.09	900	4.4	1.7	
1132.09	750	4.7	1.6	1231 → 99
1144.86	380	10.6	1.5	1231 → 87
1151.52	350	12.4	1.5	1395 → 244
1155.98	450	8.6	1.3	
1163.13	500	6.6	1.3	
1176.19	1000	3.5	1.7	
1183.90	650	7.8	1.6	1271 → 87
1187.97	520	12.5	2.4	
1197.79	700	7.3	2.1	1297 → 99
1201.27	280	—	—	d.e. H(n, γ)
1206.83	400	12.8	2.5	{ 1231 → 24 1398 → 191
1210.34	620	7.7	2.3	1297 → 87
1220.92	450	10.8	1.6	1320 → 99
1232.58	380	12.5	1.6	1320 → 87
1247.68	500	10.9	1.5	1271 → 24
1256.02	550	9.4	1.8	1256 → 0
1261.84	400	—	—	C(n, γ)
1266.40	550	11.2	1.9	
1295.17	350	12.4	2.0	1320 → 24
1306.30	2500	< 3.2		1395 → 87
1325.51	550	7.4	1.6	1350 → 24
1334.62	450	10.9	2.0	
1373.63	500	14.9	2.2	1398 → 24
1379.1	1100	5.6	1.8	1450 → 71
1391.8	1700	3.3	1.7	1463 → 71
1416.6	900	6.4	1.8	
1432.5	700	11.5	2.3	
1450.6	2000	1.9	1.1	u
1465.2	1000	6.3	1.8	
1470.4	2500	2.8	1.4	
1497.6	2000	7.0	2.1	
1505.9	1000	12.9	2.6	
1517.1	1000	5.9	2.4	(1618 → 99)
1530.5	1000	7.9	2.4	1618 → 87
1540.7	1000	7.4	2.4	
1551.5	1500	3.7	1.9	
1563.0	1000	7.8	2.4	
1578.2	1200	4.5	1.8	
1583.6	1000	5.4	2.1	

TABELLE 2 (Fortsetzung)

E_γ (keV)	$\pm\Delta E_\gamma$ (eV)	I_γ	$\pm\Delta I_\gamma$	Zuordnung ^{a)} Anmerkungen ^{b)}
1594.5	1100	8.2	2.4	1618 → 24
1604.8	1200	5.4	2.1	
1614.6	1200	5.7	2.8	
1624.9	1800	12.6	3.9	mD
1637.2	1200	10.1	3.0	
1649.5	1200	6.8	2.8	
1659.8	1000	7.5	2.5	
1676.0	1000	9.3	2.7	
1689.2	1200	5.1	2.5	
1743.8	1500	8.1	2.5	

^{a)} Vergl. die Anmerkungen in Abschn. 6. ^{b)} u = unsichere Linie. mD = möglicherweise Dublett.

nicht als Multiplett, sondern als einzelne Linie. Die Energie entspricht dann dem Schwerpunkt des Multipletts und die Intensität der Intensitätssumme der Komponenten. Für Linien unterhalb 100 keV werden keine Intensitäten angegeben, da in diesem Bereich die Ansprechwahrscheinlichkeit des Spektrometers durch die angewandte Impulsformdiskriminierung ^{9,21}) merklich beeinflusst wird. Um das Auffinden der Übergänge im Niveauschema zu erleichtern (s. Abschn. 4), ist in der letzten Spalte der Tabelle die Zuordnung der einzelnen Linien angegeben.

Die Fehler für die Energiewerte setzen sich aus mehreren Anteilen zusammen. Diese sind bedingt durch statistische Schwankungen im Spektrum, die Gütezahl für die Linienanpassung, die Gütezahl für die Anpassung der Eichkurve sowie durch die absoluten Fehler für die Energiestandards. In die Fehler für die Intensitäten gehen im wesentlichen die statistischen Schwankungen sowie die Güte der Linienanpassung ein. Die Unsicherheiten in der Ansprechfunktion sind vergleichsweise klein.

Fig. 1 zeigt einen typischen Ausschnitt aus dem Gammaspektrum und verdeutlicht sowohl die gute Energieauflösung als auch die wirksame Unterdrückung des Compton-Untergrundes.

3.2. EINFANG-GAMMASPEKTRUM IM ENERGIEBEREICH OBERHALB 2400 keV

Die Ergebnisse der Paarspektrometermessungen sind in Tabelle 3 zusammengefaßt. Für komplexe Strukturen sowie für die Fehlerangaben oberhalb 5 MeV gelten die Anmerkungen unter 3.1. Die aufgeführten Fehler für Übergänge unterhalb 5 MeV sind geschätzte Werte.

Tabelle 3 ist in drei Gruppen unterteilt. Innerhalb dieser Gruppen sind die relativen Intensitäten jeweils auf eine intensitätsstarke Linie normiert.

Viele der hochenergetischen Linien stellen mit großer Wahrscheinlichkeit direkte Übergänge vom Einfangzustand zu Energieniveaus im ^{169}Yb dar. Als Kriterium dafür, daß es sich bei einer bestimmten Linie um einen direkten Übergang handelt

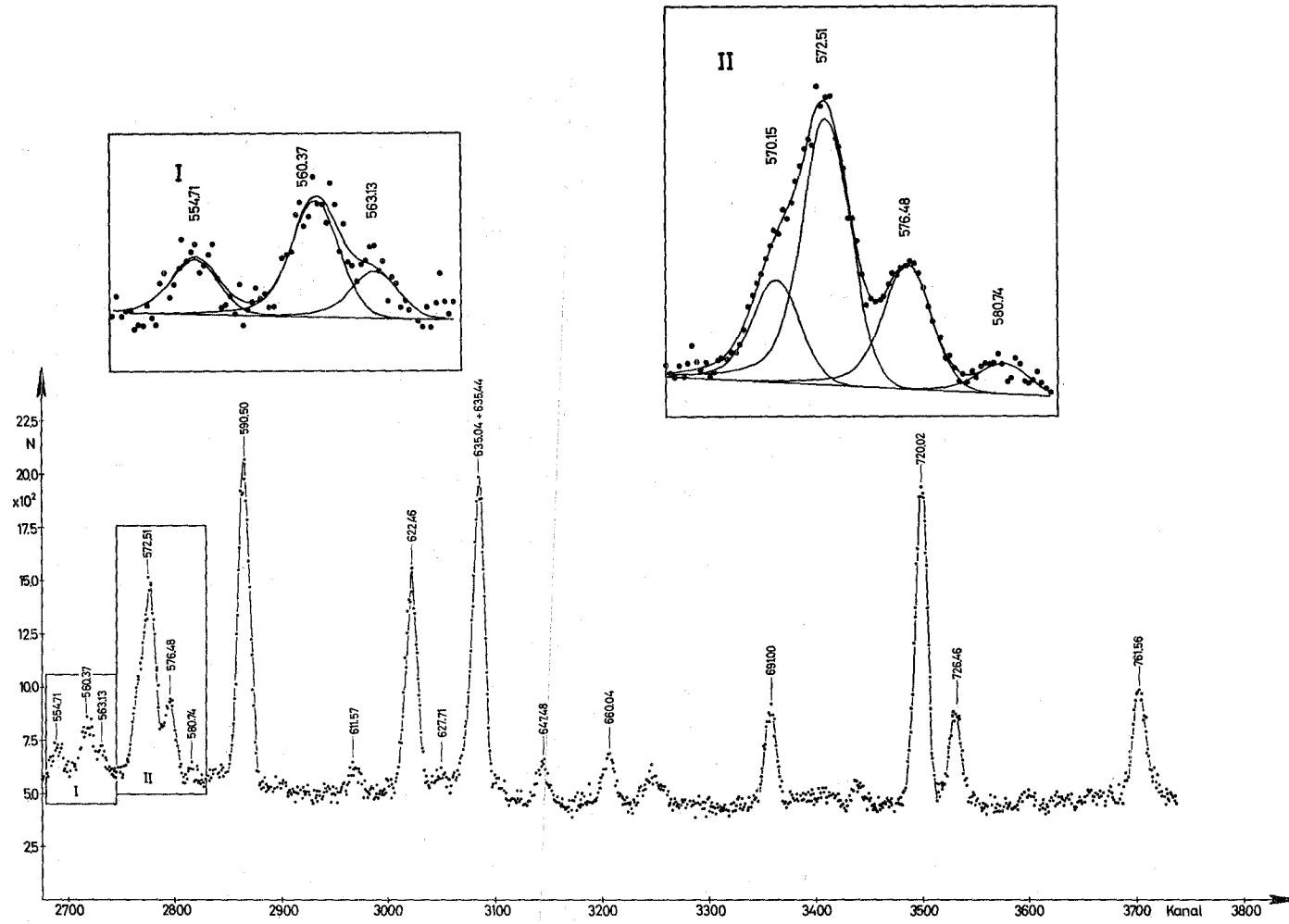


Fig. 1. Ausschnitt aus dem Gammaspektrum von Neutroneneinfang in zu 19.5 % angereichertem ^{188}Yb , gemessen mit dem Anti-Compton-Spektrometer. Energiebereich 552 keV bis 769 keV, Kanalbreite etwa 200 eV. Die vergrößerten Ausschnitte zeigen Beispiele für die Computer-Analyse. Meßzeit 69 h.

TABELLE 3

Gammalinien im Energiebereich oberhalb 2400 keV, gemessen mit dem Paarspektrometer

E_γ (keV)	$\pm\Delta E_\gamma$ (keV)	I_γ	$\pm\Delta I_\gamma$	Zuordnung ^{a)} Anmerkungen ^{b)}
6842.86	0.50	84	9	→ 24
6780.10	0.55	378	38	→ 87
6207.19	0.50	52	5	→ 660
6147.52	0.80	8	1	→ 720
6053.61	0.50	69	6	→ 813
6017.0	1.0	5	1	→ 851
5834.6	1.5	5	1	→ 1034
5663.3	2.4	2	1	→ 1204
5639.5	2.5	3	1	→ 1231
5604.5	2.0	2	1	u
5595.68	0.60	32	3	→ 1271
5581.9	1.1	4	1	u
5517.07	0.70	28	3	→ 1350
5510.5	1.0	11	3	→ 1357
5469.02	0.50	42	4	→ 1398
5389.8	1.2	10	2	→ 1477
5335.7	0.8	13	2	→ 1532; mD
5311.7	0.9	7	1	→ 1556
5280.1	1.4	6	2	→ 1587
5267.06	0.70	24	2	$^{174}\text{Yb}(n, \gamma)$
5248.47	0.50	100	—	→ 1618; Normierung
5234.5	3.1	<4		
5179.7	2.9	2	1	
5170.66	0.70	24	3	→ 1697
5144.2	0.9	9	1	→ 1723
5123.6	1.1	7	1	
5111.4	1.1	7	1	
5087.9	2.5	5	1	
5079.9	0.9	23	2	→ 1787
5069.9	0.9	19	2	→ 1797
5037.2	1.4	11	3	→ 1830; mD
5029.4	0.8	13	3	→ 1838
5010.5	0.9	14	3	→ 1857
4999.0	1.6	5	2	
4982	5	<10		
4969	5	14	5	→ 1898
4948	5	14	5	→ 1919
4928	4	31	7	→ 1939
4903	7	<10		
4868	4	21	7	→ 1999
4831	5	21	7	→ 2036; D
4810	6	<10		
4779	6	<10		
4763	5	11	5	→ 2104
4745	7	7	5	D
4735	7	<5		
4716	5	5	4	
4693	7	<5		
4670	7	7	3	mD

TABELLE 3 (Fortsetzung)

E_γ (keV)	$\pm \Delta E_\gamma$ (keV)	I_γ	$\pm \Delta I_\gamma$	Zuordnung ^{a)} Anmerkungen ^{b)}
4648	6	7	3	
4627	7	10	6	
4621	4	17	7	→ 2246
4593	6	<5		
4571	5	7	5	
4551	5	10	3	
4527	6	<8		
4512	5	21	7	→ 2355; mD
4478	5	14	6	→ 2389
4460	5	15	6	→ 2407
4447	5	10	5	
4433	6	<5		
4417	7	<7		D
4399	7	7	5	
4389	6	10	5	
4315	6	44	15	→ 2552; mD
4290	6	19	10	
4276	6	23	13	
4265	6	20	10	
4252	6	43	23	
4246	5	37	20	
4237	6	33	20	
4209	5	91	20	→ 2658; D
4186	5	41	20	
4179	5	46	20	
4158	5	35	15	
4149	5	28	15	
4123	6	31	15	mD
4092	7	34	15	mD
4063	4	82	25	→ 2804
4055	5	39	20	
4040	5	67	20	
4032	5	50	20	
4007	4	23	15	
3972	4	100	—	→ 2895; Normierung
3961	6	28	18	
3945	4	46	15	
3932	4	46	15	
3925	6	33	15	
3908	5	21	7	
3887	6	36	15	
3879	5	44	20	
3865	5	32	15	
3857	5	28	15	
3841	5	67	15	
3827	4	74	20	
3814	5	65	20	
3801	5	52	15	
3784	5	40	15	

TABELLE 3 (Fortsetzung)

E_γ (keV)	$\pm\Delta E_\gamma$ (keV)	I_γ	$\pm\Delta I_\gamma$	Zuordnung ^{a)} Anmerkungen ^{b)}
3768	5	52	15	
3759	5	83	25	
3750	6	61	30	
3742	6	42	25	
3724	4	73	25	
3716	6	42	20	
3694	5	72	30	mD
3672	6	51	25	
3657	5	83	30	
3642	5	72	35	
3634	6	59	30	
3621	4	61	25	
3602	6	37	20	
3591	4	58	15	
3581	5	33	15	
3561	5	24	12	
3539	5	50	20	
3525	5	56	25	D
3492	5	53	25	D
3474	4	43	15	
3458	6	28	15	
3437	5	53	20	
3420	5	52	25	mD
3403	4	75	25	
3378	5	31	15	
3365	5	43	15	
3343	4	77	30	D
3324	4	43	20	
3310	4	48	20	
3300	5	27	15	
3285	5	39	18	
3264	6	80	30	mD
3251	4	100	—	Normierung
3240	5	36	20	
3227	6	42	18	mD
3212	4	47	15	
3191	5	72	30	D
3174	6	56	30	mD
3161	5	44	20	
3148	6	39	20	
3140	5	63	25	
3125	4	63	20	
3111	4	64	20	
3087	5	39	10	
3071	5	36	10	
3060	4	33	10	
3034	5	25	10	
3023	5	38	15	
3006	5	39	15	

TABELLE 3 (Fortsetzung)

E_γ (keV)	$\pm \Delta E_\gamma$ (keV)	I_γ	$\pm \Delta I_\gamma$	Zuordnung ^{a)} Anmerkungen ^{b)}
2992	5	38	15	
2975	5	39	20	
2958	6	39	20	D
2943	6	35	20	D
2914	5	31	10	
2900	4	40	15	
2880	5	20	12	
2871	5	45	20	
2858	5	55	20	
2849	5	40	20	
2824	6	<20		
2814	5	46	20	
2805	4	51	20	
2790	5			
2776	5			
2752	8			mD
2727	6			D
2669	6			
2650	6			
2593	5			
2580	5			
2463	8			

Target: Yb_2O_3 mit zu 19.5 % angereichertem ^{168}Yb . Die Intensitäten sind in drei Energiebereichen normiert auf je 100 für die Übergänge bei 5248.47 keV, 3972 keV und 3251 keV.

^{a)} Vergl. die Anmerkungen in den Abschn. 3.2 und 6.

^{b)} u = unsichere Linie; mD = möglicherweise Dublett; D = Dublett.

(Tabelle 3, letzte Spalte), wurde außer Energie und Intensität auch das Fehlen entsprechend stark angeregter Zwischenniveaus in Betracht gezogen, zwischen denen der betreffende Übergang gegebenenfalls stattfinden könnte.

4. Niveauschema des ^{169}Yb

Durch Anwendung des Ritz'schen Kombinationsprinzips läßt sich aus den gemessenen intensiven Übergängen ein Niveauschema für ^{169}Yb bis zu Anregungsenergien von etwa 1.5 MeV konstruieren. Das Ergebnis ist in Fig. 2 wiedergegeben. Man erhält mindestens 15 Konfigurationen, die in diesem Abschnitt kurz diskutiert werden sollen. Insgesamt wurden 76 der mit dem Anti-Compton-Spektrometer beobachteten Linien in das Zerfallsschema eingeordnet. Das entspricht etwa 70 % der Intensitätssumme aller ^{169}Yb -Linien aus Tabelle 2. Einige niederenergetische Übergänge, die außerhalb des Arbeitsbereiches des Anti-Compton-Spektrometers liegen, sowie einige Übergänge, die von Zuständen mit hohen Spinwerten ausgehen, wurden aus früheren Arbeiten ^{1,2)} übernommen, sofern ihre Einordnung in Einklang mit den Ergebnissen der vorliegenden Untersuchung steht. Das gleiche gilt für einige Anregungszustände, die in (d, p)- und (d, t)-Messungen beobachtet werden, wegen ihres

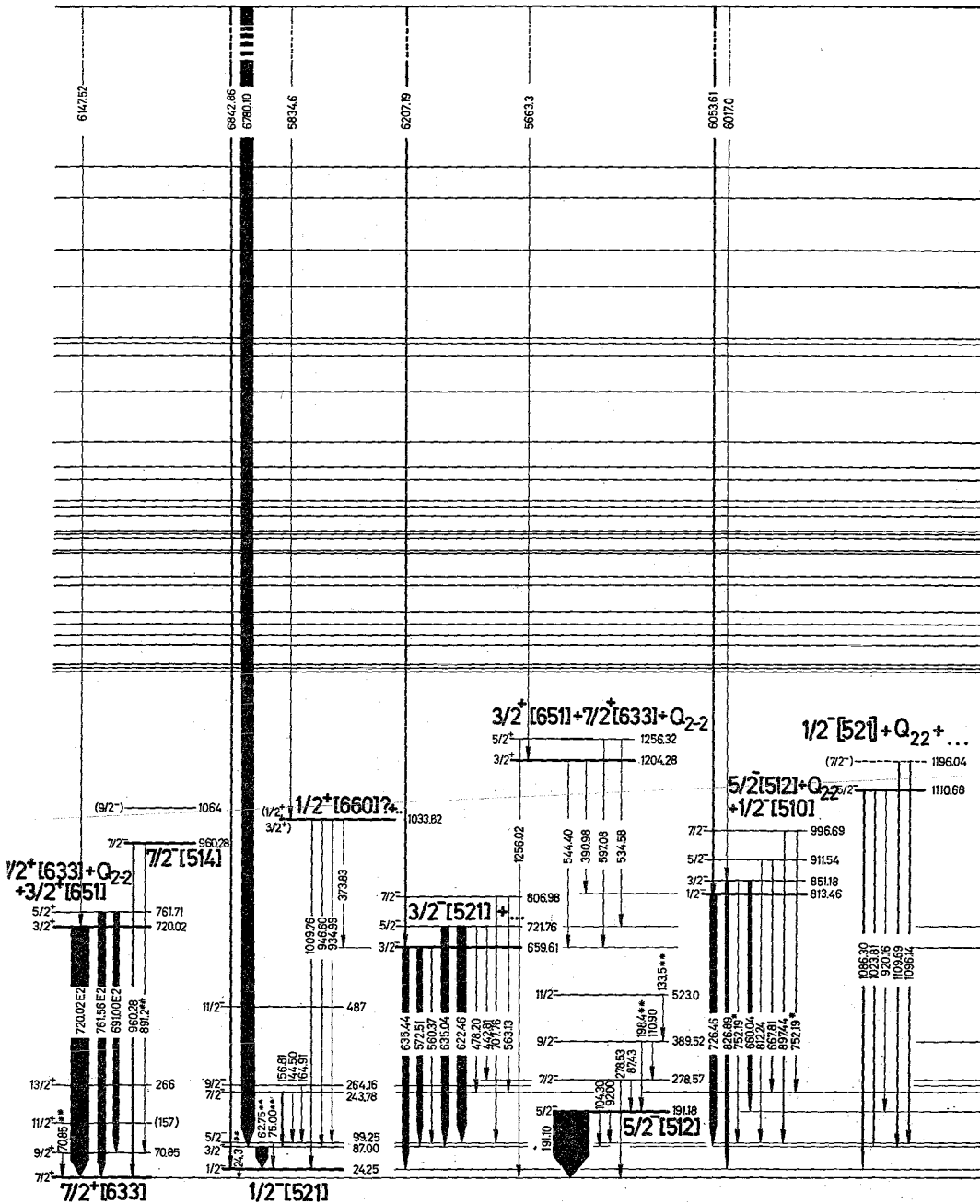


Fig. 2. Niveauschema des ¹⁶⁸Yb aufgrund der Daten von Tabelle 2 und 3. Die mit einem Stern gekennzeichneten Übergänge erscheinen zweimal im Zerfallsschema. Übergänge mit zwei Sternen wurden aus anderen Arbeiten übernommen. Die Pfeildicke gibt ein ungefähres Maß für die Intensität. Die Intensitäten der primären und der niederenergetischen Übergänge sind nicht aufeinander normiert.

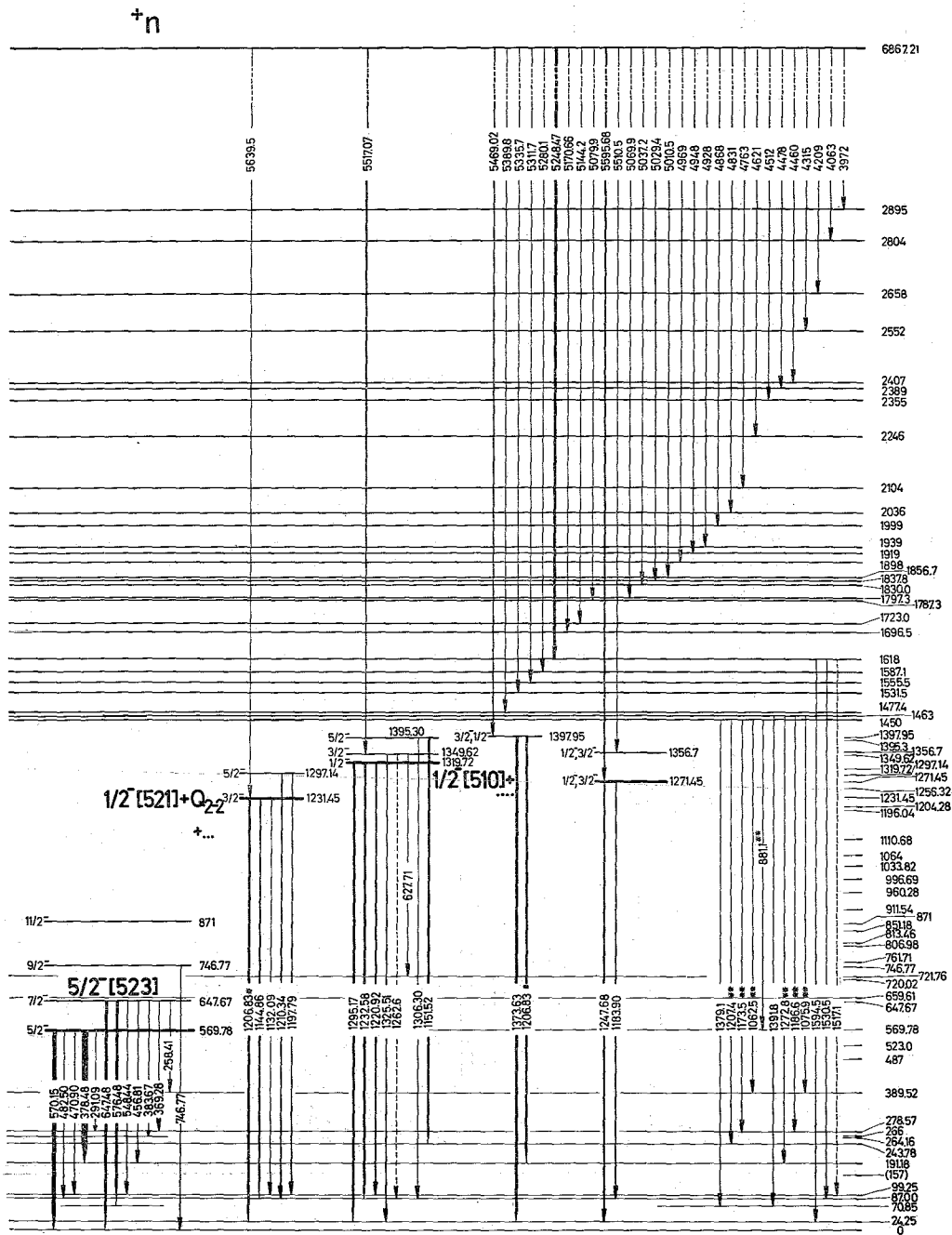


Fig. 2. (Für Unterschrift siehe Seite 623.)

hohen Spins jedoch beim Einfang thermischer Neutronen nicht mit merklicher Intensität bevölkert werden. Gegenüber früheren Arbeiten konnte das Niveauschema des ^{169}Yb wesentlich erweitert werden. Ein großer Teil der Rotationsbanden war bisher nicht beobachtet worden. Für andere Banden wurden zum ersten Mal die Verzweigungsverhältnisse der Übergänge von den einzelnen Niveaus ermittelt.

Die Rotationsbande des Grundzustandes mit der Konfiguration $\frac{7}{2}^+$ (633) sowie die tiefliegenden Banden $\frac{1}{2}^-$ (521) und $\frac{5}{2}^-$ (512) mit den Bandenköpfen bei 24 bzw. 191 keV sind aus anderen Arbeiten ^{1, 2, 4)} bereits bekannt und brauchen hier nicht im einzelnen diskutiert zu werden. Sowohl die Rechnungen von Soloviev *et al.* ⁷⁾ als auch die in Abschnitt 5 beschriebenen theoretischen Überlegungen sagen für diese Zustände eine nahezu reine Konfiguration voraus.

Eine Rotationsbande bei 570 keV wurde beim Zerfall ^{1, 2)} des ^{169}Lu wie auch bei (d, p)- und (d, t)-Messungen ⁴⁾ beobachtet. Im niederenergetischen Gammaspektrum konnte eine 570 keV Linie eindeutig von dem intensiven 572 keV Übergang abgetrennt werden (Fig. 1). Sie läßt sich als Grundzustandsübergang in das Zerfallsschema einfügen. Ein beim radioaktiven Zerfall beobachteter Übergang von dem Rotationszustand bei 648 keV zum 244 keV Niveau ¹⁾ konnte nicht eindeutig nachgewiesen werden. Dafür paßt eine Linie bei 384 keV in die Energiedifferenz zum 264 keV Niveau. Die vorliegenden Daten sind in voller Übereinstimmung mit der von einigen Autoren ^{1, 4)} vorgeschlagenen Interpretation als $\frac{5}{2}^-$ (523). Auch diese Bande zeigt nur geringe Beimischungen von anderen Zuständen.

Untersuchungen mit geladenen Teilchen ⁴⁾ ergaben die Existenz von Energieniveaus bei 657, (718) und 805 keV. Diese Zustände sind offenbar identisch mit den hier beobachteten Niveaus bei 660, 722 und 807 keV. Die Verzweigungsverhältnisse der Übergänge von diesen Niveaus sowie das Auftreten eines direkten Übergangs vom Einfangzustand bestätigen die Interpretation dieser Bande als $\frac{3}{2}^-$ (521). Beigemischt ist hier vor allem die γ -Vibration zum $\frac{1}{2}^-$ (521) Zustand (vgl. Abschnitt 5 sowie ⁷⁾).

Eine neue Rotationsbande wurde bei 720 keV eingeführt. Die Existenz eines Niveaus bei dieser Energie folgt aus der Beobachtung eines primären Übergangs vom Einfangzustand. Von den Gammalinien aus Tabelle 2 kommt für die Abregung nur die intensive Linie bei 720 keV in Frage. Spin und Parität sind daher mit großer Wahrscheinlichkeit $\frac{3}{2}^+$. Diese Interpretation wird gestützt durch die Arbeit von Prokofiev *et al.* ²²⁾, in der die Konversionselektronen mehrerer Übergänge nach Neutroneneinfang in ^{168}Yb nachgewiesen wurden. Ein Vergleich der Intensitäten mit den Gammaintensitäten der vorliegenden Arbeit zeigt, daß der 720 keV Übergang die Multipolarität E2 besitzt. Das gleiche gilt für die Gammalinien bei 762 und 691 keV, die als Übergänge von dem zweiten Term der Rotationsbande interpretiert werden.

Die 720 keV Bande stellt offenbar die $K = \Omega - 2$ Gammavibrationsbande zum Grundzustand dar. Sie enthält jedoch starke Beimischungen, vor allem von dem Nilsson-Zustand $\frac{3}{2}^+$ (651). In den Kernen ^{165}Dy und ^{167}Er ist diese Beimischung wesentlich kleiner.

Das hochenergetische Gammaspektrum liefert Energieniveaus bei 813 und 851 keV, die als die ersten Mitglieder einer $\frac{1}{2}^-$ Rotationsbande interpretiert werden können. Die Kopenhagener Gruppe ⁴⁾ fand Zustände bei 849, 911 und 996 keV und deutete diese als die $\frac{3}{2}^-$, $\frac{5}{2}^-$ und $\frac{7}{2}^-$ Niveaus einer $\frac{1}{2}^-$ Bande mit einem Bandenkopf bei etwa 805 keV, der nicht beobachtet wurde. Diese Interpretation wird durch die vorliegenden Daten vollauf bestätigt. Theoretisch erwartet man in diesem Energiebereich die $K = \Omega - 2$ Gammabande zur Nilsson-Bahn $\frac{5}{2}^-$ (512). In starkem Maße beigemischt sein sollte der $\frac{1}{2}^-$ (510) Quasiteilchenzustand. Das Experiment steht in Einklang mit den theoretischen Voraussagen. Die Beimischung äußert sich in dem merklich von 0 abweichenden Entkopplungsparameter sowie vor allem in der Art der Abregung zu den Banden $\frac{1}{2}^-$ (521) und $\frac{5}{2}^-$ (512). Übergänge wurden von allen Niveaus bis zum $\frac{7}{2}^-$ Zustand bei 996 keV beobachtet.

Die Nilsson-Bande $\frac{7}{2}^-$ (514) bei 960 keV wurde aus früheren Arbeiten ^{1,2)} übernommen. Ihre Existenz bedarf noch weiterer experimenteller Nachprüfungen.

Im hochenergetischen Gammaspektrum erscheint ein schwacher primärer Übergang bei 5835 keV, der die Annahme eines Anregungszustandes bei 1034 keV mit dem Spin $\frac{1}{2}$ oder $\frac{3}{2}$ nahelegt. Theoretisch vorausgesagt wird in diesem Energiebereich die Konfiguration $\frac{1}{2}^+(660) + \frac{1}{2}^+(660) + Q_{20} + \dots$ (s. Abschnitt 5). Die geringe Intensität der primären Übergangs wäre mit der Zuordnung $\frac{1}{2}^+$ (Bandenkopf) oder $\frac{3}{2}^+$ (Rotationszustand) verträglich, für die Abregung ist die Übereinstimmung mit den theoretischen Erwartungen jedoch nicht gut. Möglicherweise ist diese Diskrepanz darauf zurückzuführen, daß die E1-Übergänge zu der Bande $\frac{1}{2}^-$ (521) auf Grund der asymptotischen Quantenzahlen mehrfach behindert sind. Das Auffinden weiterer Mitglieder der $\frac{1}{2}^+$ (660) Bande wird durch den zu erwartenden anomalen Entkopplungsparameter erschwert. Die Zuordnung als $\frac{1}{2}^+$ (660) + ... bleibt daher vorläufig und muß durch weitere Messungen nachgeprüft werden. Das 1034 keV Niveau ist möglicherweise identisch mit dem von der Kopenhagener Gruppe beobachteten Zustand bei 1030 keV.

Eine neue Rotationsbande wurde bei 1111 keV eingeführt. Sie beruht auf der Existenz einiger Gammalinien, die sich als Übergänge zu den Energieniveaus bei 24, 87, 99 und 191 keV interpretieren lassen. Die Theorie sagt bei einer Anregungsenergie von 1097 keV die $K = \Omega + 2$ Gammavibrationsbande zu der $\frac{1}{2}^-$ (521) Konfiguration voraus. Beigemischt ist vor allem der Quasiteilchenzustand $\frac{5}{2}^-$ (523). Die Verzweigungsverhältnisse der Übergänge von den Zuständen bei 1111 keV und 1196 keV wären mit dieser Zuordnung durchaus verträglich. Ob diese Niveaus mit den in (d, p)- und (d, t)-Messungen beobachteten Zuständen bei 1106 und 1198 keV identisch sind, bleibt zweifelhaft. Das gilt insbesondere für das erste dieser Niveaus. Die Energiediskrepanz ist merklich größer als bei anderen Zuständen. Der Wirkungsquerschnitt wäre zudem mit der Interpretation $\frac{1}{2}^-$ (521) + Q_{22} kaum vereinbar. Die Proton- und Triton-Gruppen bei 1198 keV Anregungsenergie enthalten möglicherweise Beiträge von dem in dieser Arbeit nachgewiesenen dicht benachbarten Zustand bei 1204 keV. Koinzidenzmessungen sowie der Nachweis weiterer Übergänge von der vorgeschlagenen Rotationsbande wären von großem Interesse.

Im hochenergetischen Gammaskpektrum wurde eine schwache Linie bei 5663 keV beobachtet. Diese Energie entspricht einem Anregungszustand bei 1204 keV. Er wird gedeutet durch die Konfiguration $\frac{3}{2}^+(651) + \frac{7}{2}^+(633) + Q_{2-2}$. Die geringe Intensität des primären Übergangs, die mögliche Existenz eines zweiten Mitgliedes der Bande bei 1256 keV, die Verzweungsverhältnisse für die Abregung sowie die gute Übereinstimmung mit der Theorie bezüglich der energetischen Lage stützen diese Interpretation.

Auf Grund der Existenz eines primären Übergangs mit einer Energie von etwa 5640 keV wurde bei 1231 keV eine neue Rotationsbande eingeführt. Ein zweites Niveau dieser Bande läßt sich bei 1297 keV konstruieren. Der Energieabstand sowie die Verzweungsverhältnisse stehen in Einklang mit der Zuordnung $\frac{1}{2}^-(521) + Q_{2-2}$. Diese Konfiguration wird bei 1220 keV theoretisch vorausgesagt (s. Abschnitt 5). Sie enthält eine starke Beimischung des Quasiteilchenzustandes $\frac{3}{2}^-(521)$. Auffallend ist die geringe Intensität für die direkte Population des Bandeskopfes vom Einfangzustand.

In (d, p)- und (d, t)-Messungen wurde eine $\frac{1}{2}^-$ Bande mit Zuständen bei 1317, 1351, 1395 und 1473 keV beobachtet. Die Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Gruppen deuten auf einen starken Anteil des Quasiteilchenzustandes $\frac{1}{2}^-(510)$. Offensichtlich ist diese Bande identisch mit den hier beobachteten Zuständen bei 1320, 1350 und 1395 keV. Die Übergänge, die von diesen Niveaus ausgehen, erreichen Zustände mit den Spinwerten $\frac{1}{2}^-, \frac{3}{2}^-, \frac{5}{2}^-; \frac{1}{2}^-, (\frac{3}{2}^-), \frac{5}{2}^-$ bzw. $\frac{3}{2}^-, \frac{7}{2}^-$ und stehen daher in Einklang mit der Annahme einer $\frac{1}{2}^-$ Bande. Das zweite Mitglied bei 1350 keV wird zudem, wie zu erwarten, durch einen direkten intensiven Übergang vom Einfangzustand bevölkert. Eine direkte Population des Bandenkopfes konnte nicht nachgewiesen werden. Offensichtlich enthält die Bande auch merkliche kollektive Anteile. Leider zeigen die experimentellen Übergangswahrscheinlichkeiten keine befriedigende Übereinstimmung mit den theoretischen Voraussagen. Die Ursache liegt vermutlich darin, daß die theoretische Quasiteilchenenergie für die Konfiguration $\frac{1}{2}^-(510)$ offenbar zu hoch liegt (vgl. Fig. 3) und damit zu kleine Beimischungen der tiefliegenden kollektiven Anregungen berechnet werden. Hier kann nur eine nachträgliche Korrektur der Quasiteilchenenergie bessere Resultate liefern.

Im Energiebereich zwischen 1200 und 1400 keV werden außer den diskutierten Niveaus noch drei weitere Zustände durch intensive direkte Übergänge vom Einfangzustand bevölkert. Wenn die Deutung der übrigen Niveaus richtig ist, dann stellen diese drei Zustände Mitglieder von mindestens zwei weiteren $\frac{1}{2}$ oder $\frac{3}{2}$ Rotationsbanden dar. Die Parität ist sehr wahrscheinlich negativ. Erwartet werden in diesem Energiebereich insbesondere die Konfigurationen $\frac{1}{2}^-(521) + Q_{20}$ und $\frac{5}{2}^-(523) + Q_{2-2}$. Außerdem können hier Dreiquasiteilchenzustände auftreten.

Beim Zerfall des ^{169}Lu wurden einige Linien gefunden (z.B. 1075.9 keV, 1186.6 keV), die energetisch sehr dicht bei Linien aus Tabelle 2 liegen (1076.72 keV, 1187.97 keV). Es ist jedoch zweifelhaft, ob diese Übergänge identisch sind. Gegen die Identität spricht die relativ hohe Intensität der beim Neutroneneinfang beobachteten

Linien. Diese Intensität ist mit den hohen Spinwerten der beim Zerfall bevölkerten Niveaus kaum vereinbar.

TABELLE 4
Energien^{a)} der Anregungszustände in ¹⁶⁹Yb unterhalb 1.4 MeV;
Vergleich mit (d, p)- und (d, t)-Daten

(d, p) ^{b)} (d, t)	(n, γ) ^{c)}	(d, p) ^{b)} (d, t)	(n, γ) ^{c)}
0	0	911	911.54
24	24.25	925	
70	70.85	959	960.28
84	87.00	996	996.69
98	99.25	1030	1033.82
192	191.18	1064	
244	243.78	1074	
	264.16	1106	
266			1110.68
277	278.57	1134	
390	389.52	1170	
487		1182	
523			1196.04
569	569.78	1198	
584			1204.28
647	647.67	1225	
657	659.61		1231.45
704			1256.32
	720.02		1271.45
718	721.76	1285	
747	746.77		1297.14
	761.71	1317	1319.72
805	806.98	1351	1349.62
	813.46		1356.7
849	851.18	1395	1395.30
877			1397.95

^{a)} in keV.

^{b)} Ref. 4).

^{c)} vorliegende Arbeit; vergl. die Anmerkungen in Abschn. 6.

Tabelle 4 gibt einen Vergleich der Anregungszustände, die in (d, p)- und (d, t)-Messungen ⁴⁾ und in der vorliegenden Arbeit gefunden wurden. Auffallend ist, daß die Daten aus dem Neutroneneinfang keine eindeutigen Hinweise auf die Lage der Nilsson-Bahn $\frac{5}{2}^+$ (642) liefern. Nach den Untersuchungen mit geladenen Teilchen sollten die $\frac{5}{2}^+$, $\frac{9}{2}^+$ und $\frac{13}{2}^+$ Mitglieder dieser Bande bei 584, 704 bzw. 877 keV auftreten.

Mit Hilfe der primären Übergänge zu den tiefliegenden Anregungszuständen berechnet sich die Neutronenbindungsenergie zu 6867.21 ± 0.46 keV (Tabelle 5). Der angegebene Fehler wird im wesentlichen durch die Unsicherheit in den hochenergetischen Eichstandards bestimmt. Die Übereinstimmung mit dem aus (d, p)-Messungen ⁴⁾ hergeleiteten Wert von 6861 ± 12 keV ist gut.

TABELLE 5
 Berechnung der Neutronenbindungsenergie

Primärübergang		Niveauenergie		Rückstoß- Korrektur (eV)	Bindungsenergie	
E (keV)	ΔE_{Fit} (eV)	E (keV)	ΔE (eV)		E_{B} (keV)	$\Delta_1 E_{\text{B}}$ (eV) ^{a)}
6842.86	100	24.25	50	147	6867.26	110
6780.10	50	87.00	100	141	6867.24	110
6207.19	100	659.61	200	121	6866.92	220
6147.52	400	720.02	150	118	6867.66	430
6053.61	100	813.46	240	114	6867.18	260
gewichteter Mittelwert mit mittlerem Fehler					6867.21	62
gewichteter Mittelwert mit Absolutfehler					6867.21	460

a) Ohne Absolutfehler des Primärübergangs.

5. Theoretische Untersuchungen

5.1. HAMILTONOPERATOR UND BASISFUNKTIONEN

Bei der Berechnung der tiefliegenden Energiezustände und ihrer Wellenfunktionen gehen wir von dem von Faessler^{23,24)} angegebenen Hamiltonoperator

$$H = H_0 + H',$$

$$H_0 = H_N + H_{0C}$$

aus. Dabei ist H_N der Nilsson-Hamiltonoperator²⁵⁾ und H_{0C} beschreibt die ungestörten kollektiven Bewegungen des Kerns

$$H_{0C} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}_0} (I^2 - I_3^2 - j_3^2) + \frac{\hbar^2}{16Ba_2^2} [(I_3 - j_3)^2 - 1]$$

$$- \frac{\hbar^2}{2B} \left(\frac{\partial^2}{\partial a_0^2} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial a_2^2} \right) + \frac{1}{2} C_0 a_0^2 + C_2 a_2^2.$$

Die Wechselwirkung zwischen den verschiedenen Bewegungsformen des Kerns wird durch H' beschrieben

$$H' = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}_0} j^2 - \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}_0} (I_+ j_- + I_- j_+) - \hbar\omega_0 a_0 r^2 Y_{20}$$

$$- \hbar\omega_0 a_2 r^2 (Y_{22} + Y_{2-2}) + H_{\text{RV}}.$$

Dabei ist der erste Term der rechten Seite ein reiner Einteilchenoperator, der zweite der Operator der Corioliskopplung, der dritte und der vierte Term beschreiben die Wechselwirkung zwischen der Teilchenbewegung und den Schwingungen (Teilchen-

Phonon-Wechselwirkung). Der Term H_{RV} enthält die Operatoren der Rotations-Vibrations-Wechselwirkung eines ungeraden Kerns^{23,26,27}).

Die zu den Eigenwerten von H_0 gehörigen Energien sind^{23,24})

$$E_0 \equiv E_0(I, K, \Omega; n_2 n_0) = \varepsilon_\nu + (n_0 + \frac{1}{2})E_\beta + (2n_2 + \frac{1}{2}|K - \Omega| + 1)E_\gamma + [I(I+1) - \Omega^2 - K^2] \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}_0}.$$

Hierbei ist ν eine Abkürzung für die zur eindeutigen Klassifizierung der Einteilchen-zustände im Nilssonpotential erforderlichen Quantenzahlen und ε_ν die Energie des betreffenden Zustandes. In der Besetzungszahldarstellung hat H_N dann die Form

$$H_N = \sum_\nu \varepsilon_\nu a_\nu^\dagger a_\nu.$$

Bei Berücksichtigung der Paarkorrelationen wird H_N durch

$$H_{QP} = \sum_\nu E_\nu \alpha_\nu^\dagger \alpha_\nu$$

ersetzt, wobei in der konventionellen Notation

$$E_\nu = [(\varepsilon'_\nu - \lambda)^2 + \Delta_\nu^2]^{\frac{1}{2}}, \quad \varepsilon'_\nu = \varepsilon_\nu - G V_\nu^2$$

und die α -Operatoren für die Erzeugung und Vernichtung von Quasiteilchen durch die Bogolyubov-Valatin Transformation²⁸) mit den a -Operatoren verknüpft sind²⁹).

Der Grundzustand und die nichtkollektiven Energiezustände eines ungeraden Kerns sind bei nicht zu hohen Anregungsenergien Einquasiteilchenzustände

$$\alpha_i^\dagger |\phi_0\rangle = a_i^\dagger \prod_{\nu \neq i, \nu > 0} (U_\nu^{(i)} + V_\nu^{(i)} a_\nu^\dagger a_{-\nu}^\dagger) |0\rangle.$$

Hierbei ist ϕ_0 das Quasiteilchenvakuum (die BCS -Funktion) und die Funktion $|0\rangle$ das Teilchenvakuum.

Die Koeffizienten U_ν und V_ν werden für jeden Quasiteilchenzustand getrennt aus dem Variationsproblem

$$\delta \langle \phi_0 | \alpha_i H_P \alpha_i^\dagger | \phi_0 \rangle = 0$$

mit

$$H_P = \sum_{\nu > 0} \varepsilon_\nu (a_\nu^\dagger a_\nu + a_{-\nu}^\dagger a_{-\nu}) - G \sum_{\nu, \nu' > 0} a_{\nu'}^\dagger a_{-\nu'}^\dagger a_{-\nu} a_\nu$$

bestimmt. Dann werden die Koeffizienten abhängig vom jeweils "blockierten" Niveau i (volle Berücksichtigung des Blockingeffektes). Die Einquasiteilchenzustände $\alpha_i^\dagger |\phi_0\rangle$ bleiben auch in diesem allgemeinen Fall orthonormiert.

Für die Matrixelemente eines Einteilchenoperators M zwischen Einquasiteilchen-zuständen

$$\langle \phi_0 | \alpha_i \sum_{\nu, \mu} \langle \nu | M | \mu \rangle a_\nu^\dagger a_\mu \alpha_k^\dagger | \phi_0 \rangle \equiv \langle i | M | k \rangle_{QP}$$

erhält man für Nichtdiagonalelemente das Ergebnis

$$\langle i|M|k\rangle_{\text{QP}} = \langle i|M|k\rangle (U_k^{(i)} U_i^{(k)} - \beta V_k^{(i)} V_i^{(k)}) \prod_{v \neq i, k} (U_v^{(i)} U_v^{(k)} + V_v^{(i)} V_v^{(k)}).$$

Hierbei ist $\beta = +1$ für Operatoren, die gegenüber Zeitumkehr gerade sind, und $\beta = -1$ für ungerade Operatoren. Für diagonale Matrixelemente bekommt man bei Operatoren M , die gegenüber Zeitumkehr gerade sind,

$$\langle k|M|k\rangle_{\text{QP}} = \langle k|M|k\rangle + 2 \sum_{v > 0, v \neq k} (v|M|v) V_v^{(k)2}$$

und bei ungeraden Operatoren

$$\langle k|M|k\rangle_{\text{QP}} = \langle k|M|k\rangle.$$

Die Berechnung der Quasiteilchenmatrixelemente kann mit Hilfe der obigen Formeln vollständig auf die Berechnung der Teilchenmatrixelemente zurückgeführt werden.

Bei der Diagonalisierung werden zu den verschiedenen in Betracht gezogenen Nilssonfunktionen $|\Omega\rangle \equiv |N\Omega\alpha\rangle$ nur jeweils die vier untersten Rotationsbanden berücksichtigt. Wie aus dem Ausdruck für die ungestörte Energie E_0 ersichtlich, sind dies

$$\begin{aligned} K = \Omega, & \quad n_2 = 0, n_0 = 0: \text{Nilsson-Bande,} \\ K = \Omega + 2, & \quad n_2 = 0, n_0 = 0: \gamma^+ \text{-Bande,} \\ K = \Omega - 2, & \quad n_2 = 0, n_0 = 0: \gamma^- \text{-Bande,} \\ K = \Omega, & \quad n_2 = 0, n_0 = 1: \beta \text{-Bande.} \end{aligned}$$

Bei der Berechnung der Zustände negativer Parität sind die Nilssonfunktionen

$$\frac{1}{2}^-(521), \frac{3}{2}^-(512), \frac{5}{2}^-(523), \frac{7}{2}^-(521), \frac{1}{2}^-(510), \frac{7}{2}^-(514)$$

und bei denen positiver Parität die Funktionen

$$\frac{7}{2}^+(633), \frac{5}{2}^+(642), \frac{3}{2}^+(651), \frac{9}{2}^+(624), \frac{1}{2}^+(660)$$

berücksichtigt worden. Die Energie des tiefsten Zustandes negativer Parität wurde auf 24 keV normiert. Die Nilssonfunktionen wurden den Arbeiten von Nilsson²⁵⁾ und Chi³⁰⁾ ($\mu = 0.45, \kappa = 0.05, \eta = 6$), die Teilchenenergien ε , der Arbeit von Soloviev (Ref. 31)) entnommen. Mit dem dort angegebenen Satz von 36 Energien ist auch die BCS-Rechnung mit $G_n = 26/A$ MeV durchgeführt worden. Der Parameter $\varepsilon = \hbar/J_0$ wurde angepaßt, für die Schwingungsenergie E_γ wurde der bezüglich des Blockingeffektes korrigierte³²⁾ Wert von ^{168}Yb genommen³³⁾:

$$\varepsilon = 23.5 \text{ keV}, \quad E_\gamma = 865 \text{ keV}.$$

Die Lage der β -Schwingung in ^{168}Yb ist nicht mit Sicherheit bekannt. Für E_β wurde ein Wert von 1160 keV angenommen. Die Voraussagen für die Anregungszustände in ^{169}Yb sind relativ unempfindlich gegenüber kleinen Fehlern in E_β , mit Ausnahme der β -Banden selbst, die bisher jedoch noch nicht identifiziert wurden.

TABELLE 6
Theoretische Struktur der Anregungszustände in ^{169}Yb

$I\pi$	$E_{\text{exp.}}$ (keV)	$E_{\text{theor.}}$ (keV)	Komponenten ^{a)}							
$\frac{7}{2}^+$	0	0	$\frac{7}{2}^+(633)$	89 %	$\frac{7}{2}^+(633) + Q_{20}$	9 %	$\frac{5}{2}^+(642)$	1.5 %		
$\frac{9}{2}^+$	71	72	$\frac{7}{2}^+(633)$	86 %	$\frac{7}{2}^+(633) + Q_{20}$	9 %	$\frac{5}{2}^+(642)$	3 %		
$\frac{1}{2}^-$	24	24	$\frac{1}{2}^-(521)$	93 %	$\frac{1}{2}^-(521) + Q_{20}$	4 %	$\frac{5}{2}^-(523) + Q_{2-2}$	1 %	$\frac{3}{2}^-(521) + Q_{2-2}$	1 %
$\frac{3}{2}^-$	87	89								
$\frac{5}{2}^-$	99	97								
$\frac{7}{2}^-$	244	246	$\frac{1}{2}^-(521)$	90 %	$\frac{1}{2}^-(521) + Q_{20}$	6 %	$\frac{5}{2}^-(523) + Q_{2-2}$	1 %	$\frac{3}{2}^-(521) + Q_{2-2}$	1 %
$\frac{9}{2}^-$	265	260								
$\frac{5}{2}^-$	191	300	$\frac{5}{2}^-(512)$	89 %	$\frac{1}{2}^-(510) + Q_{22}$	8.5 %	$\frac{5}{2}^-(512) + Q_{20}$	1 %		
$\frac{7}{2}^-$	279	396	$\frac{5}{2}^-(512)$	88 %	$\frac{1}{2}^-(510) + Q_{22}$	8.5 %	$\frac{5}{2}^-(512) + Q_{20}$	1 %	$\frac{3}{2}^-(521)$	1 %
$\frac{9}{2}^-$	390	517	$\frac{5}{2}^-(512)$	87 %	$\frac{1}{2}^-(510) + Q_{22}$	8.5 %	$\frac{3}{2}^-(521)$	2 %		
$\frac{5}{2}^-$	570	559	$\frac{5}{2}^-(523)$	86 %	$\frac{1}{2}^-(521) + Q_{22}$	8.5 %	$\frac{5}{2}^-(523) + Q_{20}$	3 %		
$\frac{7}{2}^-$	648	640								
$\frac{9}{2}^-$	747	745	$\frac{5}{2}^-(523)$	83 %	$\frac{1}{2}^-(521) + Q_{22}$	8 %	$\frac{5}{2}^-(523) + Q_{20}$	4 %	$\frac{5}{2}^-(512)$	1 %
			$\frac{7}{2}^-(514)$	1 %					$\frac{3}{2}^-(521)$	1 %
$\frac{3}{2}^-$	660	810	$\frac{3}{2}^-(521)$	54 %	$\frac{1}{2}^-(521) + Q_{2-2}$	44 %	$\frac{3}{2}^-(521) + Q_{20}$	1.5 %		
$\frac{5}{2}^-$	722	878								
$\frac{7}{2}^-$	807	974	$\frac{3}{2}^-(521)$	52 %	$\frac{1}{2}^-(521) + Q_{2-2}$	42 %	$\frac{3}{2}^-(521) + Q_{20}$	2 %	$\frac{5}{2}^-(512) + Q_{2-2}$	1 %
			$\frac{5}{2}^-(523)$	1 %					$\frac{5}{2}^-(523)$	1 %
$\frac{5}{2}^+$		855	$\frac{5}{2}^+(642)$	66 %	$\frac{5}{2}^+(642) + Q_{20}$	14 %	$\frac{3}{2}^+(651)$	13 %	$\frac{3}{2}^+(651) + Q_{20}$	3.5 %
			$\frac{7}{2}^+(633) + Q_{2-2}$	1 %	$\frac{1}{2}^+(660)$	1 %	$\frac{1}{2}^+(660) + Q_{20}$	1 %		
$\frac{7}{2}^+$		884	$\frac{5}{2}^+(642)$	60 %	$\frac{5}{2}^+(642) + Q_{20}$	13 %	$\frac{3}{2}^+(651)$	18 %	$\frac{3}{2}^+(651) + Q_{20}$	5 %
$\frac{9}{2}^+$		911	$\frac{5}{2}^+(642)$	47 %	$\frac{5}{2}^+(642) + Q_{20}$	11 %	$\frac{3}{2}^+(651)$	24 %	$\frac{3}{2}^+(651) + Q_{20}$	6 %
			$\frac{7}{2}^+(633)$	2.5 %	$\frac{7}{2}^+(633) + Q_{2-2}$	1 %	$\frac{1}{2}^+(660)$	5.5 %	$\frac{1}{2}^+(660) + Q_{20}$	2 %
$\frac{1}{2}^-$	813	866	$\frac{5}{2}^-(512) + Q_{2-2}$	67 %	$\frac{1}{2}^-(510)$	31 %	$\frac{1}{2}^-(521) + Q_{20}$	1 %		
$\frac{3}{2}^-$	851	902								
$\frac{5}{2}^-$	912	981								
$\frac{7}{2}^-$	997	1065								
$\frac{3}{2}^+$	720	951	$\frac{7}{2}^+(633) + Q_{2-2}$	76 %	$\frac{3}{2}^+(651)$	19 %	$\frac{3}{2}^+(651) + Q_{20}$	4 %		
$\frac{5}{2}^+$	762	1003	$\frac{7}{2}^+(633) + Q_{2-2}$	70 %	$\frac{3}{2}^+(651)$	10 %	$\frac{3}{2}^+(651) + Q_{20}$	2 %	$\frac{5}{2}^+(642)$	7.5 %
			$\frac{1}{2}^+(660)$	5 %	$\frac{5}{2}^+(642) + Q_{20}$	2 %	$\frac{5}{2}^+(642) + Q_{2-2}$	2 %		

$\frac{1}{2}^-$	1111	1097	}	$\frac{1}{2}^-(521)+Q_{22}$	88 %	$\frac{5}{2}^-(523)$	8 %	$\frac{3}{2}^-(521)$	1 %	$\frac{5}{2}^-(523)+Q_{20}$	1 %
$\frac{3}{2}^-$	(1196)	1192									
$\frac{3}{2}^-$	1231	1220	}	$\frac{1}{2}^-(521)+Q_{2-2}$	53 %	$\frac{3}{2}^-(521)$	43 %	$\frac{3}{2}^-(521)+Q_{20}$	2.5 %		
$\frac{5}{2}^-$	1297	1292									
$\frac{7}{2}^-$		1393		$\frac{1}{2}^-(521)+Q_{2-2}$	53 %	$\frac{3}{2}^-(521)$	37 %	$\frac{3}{2}^-(521)+Q_{20}$	3.5 %	$\frac{1}{2}^-(521)+Q_{22}$	2 %
				$\frac{7}{2}^-(514)$	1 %	$\frac{5}{2}^-(512)+Q_{2-2}$	1 %				
$\frac{9}{2}^-$		1517		$\frac{1}{2}^-(521)+Q_{2-2}$	52 %	$\frac{3}{2}^-(521)$	33 %	$\frac{3}{2}^-(521)+Q_{20}$	3 %	$\frac{1}{2}^-(521)+Q_{22}$	3 %
				$\frac{7}{2}^-(514)$	3 %	$\frac{5}{2}^-(512)$	1 %	$\frac{5}{2}^-(512)+Q_{2-2}$	1.5 %		
$\frac{3}{2}^+$	1204	1253		$\frac{3}{2}^+(651)$	55 %	$\frac{7}{2}^+(633)+Q_{2-2}$	24 %	$\frac{3}{2}^+(651)+Q_{20}$	18 %	$\frac{1}{2}^+(660)$	1 %
				$\frac{1}{2}^+(660)+Q_{2-2}$	1 %						
$\frac{5}{2}^+$	1256	1368		$\frac{3}{2}^+(651)$	51 %	$\frac{7}{2}^+(633)+Q_{2-2}$	9 %	$\frac{3}{2}^+(651)+Q_{20}$	16 %	$\frac{1}{2}^+(660)$	7 %
				$\frac{1}{2}^+(660)+Q_{2-2}$	1 %	$\frac{5}{2}^+(642)$	6.5 %	$\frac{5}{2}^+(642)+Q_{2-2}$	4 %	$\frac{5}{2}^+(642)+Q_{20}$	1.5 %
				$\frac{1}{2}^+(660)+Q_{20}$	2.5 %						
$\frac{1}{2}^+$	(1034)	1255		$\frac{1}{2}^+(660)$	67 %	$\frac{1}{2}^+(660)+Q_{20}$	23 %	$\frac{5}{2}^+(642)+Q_{2-2}$	7 %	$\frac{3}{2}^+(651)+Q_{2-2}$	3 %
$\frac{3}{2}^+$		1487		$\frac{1}{2}^+(660)$	65 %	$\frac{1}{2}^+(660)+Q_{20}$	23 %	$\frac{5}{2}^+(642)+Q_{2-2}$	7 %	$\frac{3}{2}^+(651)+Q_{2-2}$	3 %
$\frac{5}{2}^+$		1220		$\frac{1}{2}^+(660)$	55 %	$\frac{1}{2}^+(660)+Q_{20}$	19 %	$\frac{5}{2}^+(642)+Q_{2-2}$	2 %	$\frac{3}{2}^+(651)+Q_{2-2}$	2 %
				$\frac{3}{2}^+(651)$	2 %	$\frac{7}{2}^+(633)+Q_{2-2}$	17.5 %	$\frac{5}{2}^+(642)$	1 %		
$\frac{7}{2}^+$		1764		$\frac{1}{2}^+(660)$	62 %	$\frac{1}{2}^+(660)+Q_{20}$	22 %	$\frac{5}{2}^+(642)+Q_{2-2}$	7 %	$\frac{3}{2}^+(651)+Q_{2-2}$	2 %
				$\frac{3}{2}^+(651)$	4 %	$\frac{3}{2}^+(651)+Q_{20}$	1 %				
$\frac{9}{2}^+$		1329		$\frac{1}{2}^+(660)$	43 %	$\frac{1}{2}^+(660)+Q_{20}$	16 %	$\frac{5}{2}^+(642)$	2.5 %	$\frac{3}{2}^+(651)+Q_{2-2}$	1 %
				$\frac{7}{2}^+(633)+Q_{2-2}$	36 %						
$\frac{1}{2}^-$		1365		$\frac{1}{2}^-(521)+Q_{20}$	92 %	$\frac{1}{2}^-(521)$	3.5 %	$\frac{5}{2}^-(523)+Q_{2-2}$	4 %		
$\frac{3}{2}^-$		1456		$\frac{1}{2}^-(521)+Q_{20}$	87 %	$\frac{1}{2}^-(521)$	3 %	$\frac{5}{2}^-(523)+Q_{2-2}$	7 %	$\frac{5}{2}^-(512)+Q_{2-2}$	1 %
$\frac{5}{2}^-$		1467		$\frac{1}{2}^-(521)+Q_{20}$	91 %	$\frac{1}{2}^-(521)$	3.5 %	$\frac{5}{2}^-(523)+Q_{2-2}$	4.5 %		
$\frac{7}{2}^-$		1675		$\frac{1}{2}^-(521)+Q_{20}$	70 %	$\frac{1}{2}^-(521)$	3 %	$\frac{5}{2}^-(523)+Q_{2-2}$	24 %	$\frac{5}{2}^-(512)+Q_{2-2}$	2 %
$\frac{9}{2}^-$		1702		$\frac{1}{2}^-(521)+Q_{20}$	86 %	$\frac{1}{2}^-(521)$	4 %	$\frac{5}{2}^-(523)+Q_{2-2}$	7.5 %	$\frac{1}{2}^-(521)+Q_{2-2}$	1 %
$\frac{7}{2}^-$	960	1444		$\frac{7}{2}^-(514)$	95 %	$\frac{7}{2}^-(514)+Q_{20}$	2 %	$\frac{5}{2}^-(523)+Q_{20}$	1 %		
$\frac{9}{2}^-$	(1064)	1597		$\frac{7}{2}^-(514)$	58 %	$\frac{5}{2}^-(523)+Q_{22}$	38 %	$\frac{5}{2}^-(523)+Q_{20}$	1 %	$\frac{5}{2}^-(523)$	1 %
$\frac{1}{2}^-$		1537		$\frac{5}{2}^-(523)+Q_{2-2}$	95 %	$\frac{1}{2}^-(521)+Q_{20}$	3 %	$\frac{1}{2}^-(521)$	2 %		
$\frac{1}{2}^-$		1941		$\frac{3}{2}^-(521)+Q_{2-2}$	98 %	$\frac{1}{2}^-(521)$	1.5 %				
$\frac{1}{2}^-$		2625		$\frac{1}{2}^-(510)$	65 %	$\frac{5}{2}^-(512)+Q_{2-2}$	30 %	$\frac{1}{2}^-(510)+Q_{20}$	4 %		

a) Komponenten mit Beimischungen < 1 % sind nicht aufgeführt.

5.2. TERMSTRUKTUR UND ÜBERGANGSWAHRSCHEINLICHKEITEN

Für die wichtigsten Anregungszustände bis etwa 1.5 MeV ist die berechnete Termstruktur in Tabelle 6 zusammengestellt. In Fig. 3 sind die experimentellen Energiezustände mit den berechneten Werten verglichen. Die Übereinstimmung ist im allgemeinen gut. Die bei der Diagonalisierung verwendeten Quasiteilchenenergien wurden aus dem von Soloviev³¹⁾ angegebenen Satz von Einteilchenenergien bestimmt.

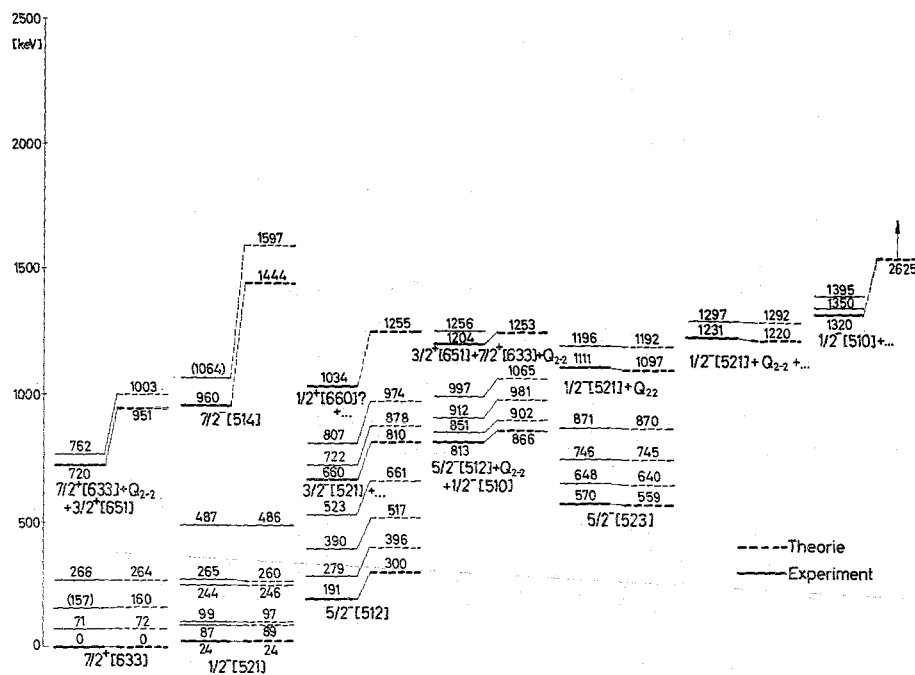


Fig. 3. Vergleich der experimentellen Anregungsenergien mit den theoretischen Voraussagen. Die Rechnung beruht auf $E_\gamma = 865$ keV und $E_\beta = 1160$ keV von ^{168}Yb sowie dem Parameter $\epsilon = \hbar^2/J_0 = 23.5$ keV. Die Lage des Niveaus $1/2^-(521)$ wurde auf 24 keV normiert. Die Theorie enthält keine weiteren Parameter.

Relativ zu $1/2^-(521)$ beträgt danach die Quasiteilchenenergie des Zustandes $5/2^-(512)$ 0.44 MeV und die der Zustände $7/2^-(514)$ und $1/2^-(510)$ 1.3 MeV bzw. 2.3 MeV. Die entsprechenden Werte für die Zustände $5/2^+(642)$ und $1/2^+(660)$ relativ zu $7/2^+(633)$ sind 1.1 MeV bzw. 2 MeV. Durch die Quasiteilchen-Phonon-Wechselwirkung mit dem Niveau $5/2^-(512)+Q_{2-2}$ wird die Nilssonbahn $1/2^-(510)$ zu der noch höheren Energie 2.6 MeV verschoben. Falls das bei 1320 keV gefundene $1/2^-$ Niveau tatsächlich als Hauptkomponente die $1/2^-(510)$ -Konfiguration enthält, kann dieser Widerspruch nur durch eine Korrektur der Lage der $1/2^-(510)$ -Bahn im Nilssonschema aufgehoben werden. Auch die übrigen merklichen Abweichungen rühren hauptsächlich von dieser Wahl des Energiesatzes her. Eine bessere Übereinstimmung könnte man mit dem in

(Ref. ³⁴) angegebenen Energiesatz II erreichen. Aber auch damit bleibt das $\frac{1}{2}^-$ (510)-Niveau im Bereich der hohen Energien um 1.9 MeV.

Man darf erwarten, daß durch die gewählte Basis die wichtigsten Zustände bis etwa 900 keV erfaßt werden. Bei Energien um 1 MeV und darüber können jedoch Oktupolzustände, Drei-Quasiteilchenzustände, Pairing-Vibrations⁵) und die γ -Banden mit den Quantenzahlen $K = \Omega$, $n_2 = 1$, deren ungestörte Energie etwa $2 E_\gamma$ beträgt, angeregt werden. Unter diesen zusätzlichen Anregungszuständen gibt es zahlreiche mit den Spins $\frac{1}{2}$ und $\frac{3}{2}$, die direkt vom Einfangzustand aus populiert werden können.

Die $\frac{1}{2}^+$ (660)-Bahn mit dem theoretischen Entkopplungsfaktor $a = 6.15$ wird bei 1255 keV vorausgesagt. Die Interpretation des experimentellen Niveaus bei 1034 keV als $\frac{1}{2}^+$ oder $\frac{3}{2}^+$ dieser Bande ist nicht gesichert. Falls dieses Niveau mit dem in ⁴) gefundenen Niveau bei 1030 keV identisch ist, läßt sich der für das 1030 keV Niveau gemessene (d, t)-Wirkungsquerschnitt nur dann mit der Interpretation als $\frac{3}{2}^+$ oder $\frac{1}{2}^+$ von $\frac{1}{2}^+$ (660) vereinbaren, wenn zu diesem $\frac{1}{2}^+$ (660)-Zustand ein Nilssonzustand mit sehr hohem (d, t)-Wirkungsquerschnitt beigemischt wird. Als solche Konfigurationen mit richtigem Spin und gleicher Parität kommen nur $\frac{1}{2}^+$ (400) für $\frac{1}{2}^+$ sowie $\frac{1}{2}^+$ (400) und $\frac{3}{2}^+$ (402) für $\frac{3}{2}^+$ in Frage. Diese Konfigurationen können mit der $\frac{1}{2}^+$ (660) Bahn durch die Operatoren $(\beta_0 + a_0)r^2 Y_{20}$ bzw. $a_2 r^2 (Y_{22} + Y_{2-2})$ gekoppelt werden.

Für die β -Bande $\frac{1}{2}^-$ (521) + Q_{20} , die experimentell noch nicht identifiziert ist, hat der Bandenkopf die theoretische Energie 1365 keV bei $E_\beta = 1160$ keV. Da für diese Bande sowohl $K = \frac{1}{2}$ als auch $\Omega = \frac{1}{2}$ ist, hat der Operator $(I_+ j_- + I_- j_+)$ ein diagonales Matrixelement, so daß sie annähernd denselben Entkopplungsfaktor wie ihre Nilssonbande hat. Bei der experimentellen Identifizierung dieser Bande ist ferner zu beachten, daß für den M1-Übergang vom $\frac{1}{2}^-$ Bandenkopf zu $\frac{1}{2}^-$ (521) nur die geringe $\frac{1}{2}^-$ (521) Beimischung beitragen kann und deshalb die Intensität dieser Linie weniger als 1 % der für kollektive E2-Übergänge zu erwartenden Intensität beträgt.

Zwischen den Konfigurationen negativer Parität ist die Corioliskopplung relativ schwach. Die Teilchen-Loch-Konfigurationen $\frac{3}{2}^-$ (521), $\frac{5}{2}^-$ (512) und $\frac{7}{2}^-$ (523), $\frac{7}{2}^-$ (514) liefern die größten Matrixelemente ($A_{\frac{3}{2}} = 3.58 \hbar^2/2\mathcal{J}_0$ bzw. $A_{\frac{5}{2}} = 3.77 \hbar^2/2\mathcal{J}_0$), die aber durch die Paarkorrelation um etwa 50 % reduziert werden. Zwischen den Konfigurationen positiver Parität ist dagegen die Corioliskopplung wichtig; alle Coriolismatrixelemente zwischen benachbarten Termen der Reihe $\frac{1}{2}^+$ (660), $\frac{3}{2}^+$ (651), $\frac{5}{2}^+$ (642), $\frac{7}{2}^+$ (633), $\frac{9}{2}^+$ (624) sind asymptotisch erlaubt und werden durch Paarkorrelation schwächer reduziert. Die entsprechenden Matrixelemente haben die Werte (in Einheiten $\hbar^2/2\mathcal{J}_0$) 6.2, 6.2, 4.1, 5.6 und die entsprechenden Paarreduktionsfaktoren 0.55, 0.99, 0.68, 0.81. Außer von der Größe dieser Matrixelemente hängt die Vermischung empfindlich von den Energiedifferenzen der betreffenden Niveaus ab, so daß sich eine Abweichung der theoretischen Quasiteilchenenergie von der experimentellen besonders nachteilig auswirkt. Die zu hohe theoretische Quasiteilchenenergie für $\frac{5}{2}^+$ (642) scheint die Hauptursache für den zu kleinen $\hbar^2/2\mathcal{J}_0$ Wert der berechneten $\frac{5}{2}^+$ (642) Bande zu sein. Für eine detaillierte Untersuchung der

TABELLE 7
Übergangswahrscheinlichkeiten und Multipolmischungen

Niveau $E_i(\text{keV});$	$I_1 \pi_1 K_1$	$I_2 \pi_2 K_2$	Multi- polarität	$I_1', \pi_1' K_1';$	Multi- polarität	$\delta^2_{\text{theor.}}$	$\delta'^2_{\text{theor.}}$	Intensitätsverhältnis I/I'		Experiment
								Theorie ^{a)}		
								$H' = 0$	$H' \neq 0$	
570;	$\frac{5}{2}^- \frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}^- \frac{5}{2};$ $\frac{7}{2}^- \frac{5}{2};$	M1+E2	$\frac{7}{2}^+ \frac{7}{2};$	E1+M2	$<10^{-3}$	—	0.53	0.09	1.6 ± 0.4
			M1+E2	$\frac{5}{2}^- \frac{5}{2};$	M1+E2	$7.7 \cdot 10^{-2}$	$<10^{-3}$	0.33	0.10	0.21 ± 0.05
648;	$\frac{7}{2}^- \frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}^+ \frac{7}{2};$ $\frac{5}{2}^- \frac{5}{2};$ $\frac{5}{2}^- \frac{5}{2};$	E1+M2	$\frac{7}{2}^+ \frac{7}{2};$	E1+M2	—	—	2.5	3.9	1.6 ± 0.2
			M1+E2	$\frac{5}{2}^+ \frac{7}{2};$	E1+M2	$6.8 \cdot 10^{-2}$	—	0.61	0.03	0.13 ± 0.04
			M1+E2	$\frac{5}{2}^- \frac{5}{2};$	M1+E2	$<10^{-3}$	$6.8 \cdot 10^{-2}$	1.0	1.7	1.5 ± 0.5
660;	$\frac{3}{2}^- \frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}^- \frac{1}{2};$ $\frac{3}{2}^- \frac{1}{2};$	M1+E2	$\frac{1}{2}^- \frac{1}{2};$	M1+E2	0.24	0.78	0.59	0.52	0.45 ± 0.03 ^{b)}
			M1+E2	$\frac{3}{2}^- \frac{1}{2};$	M1+E2	0.32	0.24	0.24	0.24	0.24 ± 0.04
722;	$\frac{5}{2}^- \frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}^- \frac{1}{2};$ $\frac{7}{2}^- \frac{1}{2};$	M1+E2	$\frac{3}{2}^- \frac{1}{2};$	M1+E2	0.11	0.06	1.1	1.1	0.64 ± 0.05 ^{b)}
			M1+E2	$\frac{5}{2}^- \frac{1}{2};$	M1+E2	0.83	0.11	0.14	0.08	0.12 ± 0.05
807;	$\frac{7}{2}^- \frac{3}{2}$	$\frac{7}{2}^- \frac{1}{2};$	M1+E2	$\frac{5}{2}^- \frac{1}{2};$	M1+E2	0.17	$7.2 \cdot 10^{-2}$	0.68	0.45	0.51 ± 0.20
762;	$\frac{5}{2}^+ \frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}^+ \frac{7}{2};$	E2	$\frac{7}{2}^+ \frac{1}{2};$	M1+E2	∞	1.1	0.74	0.25	0.82 ± 0.11
813;	$\frac{1}{2}^- \frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}^- \frac{1}{2};$	M1+E2	—	—	$2 \cdot 10^{-3}$	—	—	—	—
851;	$\frac{3}{2}^- \frac{1}{2}$	$\frac{5}{2}^- \frac{1}{2};$ $\frac{5}{2}^- \frac{5}{2};$	M1+E2	$\frac{1}{2}^- \frac{1}{2};$	M1+E2	0.41	0.10	^{c)}	0.07	0.20 ± 0.05 ^{b)}
			M1+E2	$\frac{5}{2}^- \frac{1}{2};$	M1+E2	441	0.41	∞	4.2	3.2 ± 0.9 ^{b)}
912;	$\frac{5}{2}^- \frac{1}{2}$	$\frac{7}{2}^- \frac{1}{2};$	M1+E2	$\frac{5}{2}^- \frac{1}{2};$	M1+E2	$3.6 \cdot 10^{-5}$	0.11	^{c)}	5.6	1.3 ± 0.6
997;	$\frac{7}{2}^- \frac{1}{2}$	$\frac{7}{2}^- \frac{1}{2};$	M1+E2	$\frac{5}{2}^- \frac{1}{2};$	M1+E2	$1.9 \cdot 10^{-3}$	$7.7 \cdot 10^{-2}$	^{c)}	0.47	0.45 ± 0.12 ^{b)}
1034;	$\frac{1}{2}^+ \frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}^- \frac{1}{2};$	E1+M2	$\frac{1}{2}^- \frac{1}{2};$	E1+M2	—	—	1.0	1.5	0.16 ± 0.08
1111;	$\frac{5}{2}^- \frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}^- \frac{1}{2};$ $\frac{5}{2}^- \frac{5}{2};$	M1+E2	$\frac{1}{2}^- \frac{1}{2};$	E2	27	∞	0.85	1.04	0.94 ± 0.18
			M1+E2	$\frac{3}{2}^- \frac{1}{2};$	M1+E2	$5.4 \cdot 10^{-3}$	27	0	0.50	0.17 ± 0.09
1196;	$\frac{7}{2}^- \frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}^- \frac{1}{2};$	M1+E2	$\frac{3}{2}^- \frac{1}{2};$	E2	23	∞	1.7	3.1	0.88 ± 0.20
1204;	$\frac{3}{2}^+ \frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}^- \frac{1}{2};$	E1+M2	$\frac{3}{2}^- \frac{3}{2};$	E1+M2	—	—	0	0.10	0.37 ± 0.18
1256;	$\frac{5}{2}^+ \frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}^- \frac{3}{2};$	E1+M2	$\frac{3}{2}^- \frac{3}{2};$	E1+M2	—	—	0.70	$4 \cdot 10^3$	0.41 ± 0.28
1231;	$\frac{3}{2}^- \frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}^- \frac{1}{2};$ $\frac{5}{2}^- \frac{1}{2};$	M1+E2	$\frac{1}{2}^- \frac{1}{2};$	M1+E2	0.51	0.49	0.69	1.00	0.83 ± 0.20
			M1+E2	$\frac{3}{2}^- \frac{1}{2};$	M1+E2	1.2	0.51	0.40	0.33	0.44 ± 0.16
1297;	$\frac{5}{2}^- \frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}^- \frac{1}{2};$	M1+E2	$\frac{3}{2}^- \frac{1}{2};$	M1+E2	0.44	0.53	0.52	1.00	0.95 ± 0.39
1320;	$\frac{1}{2}^- \frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}^- \frac{1}{2};$ $\frac{3}{2}^- \frac{1}{2};$	M1+E2	$\frac{1}{2}^- \frac{1}{2};$	M1	$6.4 \cdot 10^{-4}$	0	5.7	4.1	1.0 ± 0.2
			E2	$\frac{3}{2}^- \frac{1}{2};$	M1+E2	∞	$6.4 \cdot 10^{-4}$	$7 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-5}$	0.86 ± 0.17

^{a)} $H' = 0$ Ergebnisse des adiabatischen Modells mit Paarkorrelation; $H' \neq 0$ Ergebnisse bei Berücksichtigung der Wechselwirkungen.

^{b)} Aufteilung der Intensitäten auf die Komponenten des Dubletts bei 635 keV bzw. 752 keV unbekannt.

^{c)} Das adiabatische Modell treten diese Übergänge nicht auf.

Corioliskopplung in diesem Bereich wäre zusätzliche experimentelle Information wertvoll.

Im adiabatischen Grenzfall $H' = 0$ existiert für einen bestimmten Schwingungszustand nur zum "eigenen" Quasiteilchenzustand eine γ -Strahlung, nicht jedoch für den Übergang zu einer "fremden" Quasiteilchenkonfiguration. Wird eine solche Strahlung doch beobachtet, so stammt sie von den Quasiteilchenbeimischungen in diesem Schwingungszustand. Die Linie 726.5 keV zwischen dem 813 keV Niveau und dem 87 keV Niveau $\frac{3}{2}^- \frac{1}{2}^-$ (521) ist somit ein Maß für die Stärke der Beimischung der $\frac{1}{2}^-$ (510) Konfiguration in die Konfiguration $\frac{5}{2}^-$ (512) + Q_{2-2} . Die Intensität dieser Linie ergibt sich für eine reine $\frac{1}{2}^-$ (510) Bahn 5 mal und bei $H' \neq 0$ 36 mal so stark wie die nicht gefundene M1 Strahlung vom $\frac{1}{2}^-$ 813 keV Niveau zu $\frac{1}{2}^-$ (521).

In Tabelle 7 sind die Verhältnisse der theoretischen Übergangswahrscheinlichkeiten $P(E2)$, $P(M1)$, $P(E1)$ mit dem Verhältnis der experimentellen Intensitäten verglichen. Die Größe δ^2 kennzeichnet die theoretische Multipolmischung $\delta^2 = P(E2)/P(M1)$. Im adiabatischen Grenzfall $H' = 0$ ist die Paarkorrelation mit eingeschlossen. Bei der E2 Übergangswahrscheinlichkeit sind im kollektiven Anteil des E2 Operators die quadratischen Terme berücksichtigt ²⁷⁾.

$$M(E2, \mu) = \frac{3Z}{4\pi} R_0^2 \left(\alpha_{2\mu}^+ + 2 \left(\frac{5}{4\pi} \right)^{\frac{1}{2}} C(222|000) \sum_{\nu, k} C(222|\nu k - \mu) (-)^{\mu} \alpha_{\nu} \alpha_k \right).$$

Für die in den Multipoloperatoren auftretenden Größen sind die Werte $g_R = 0.28$, $g_I = 0$, $(g_s)_{\text{eff}} = f(-3.83)$ mit $f = 0.7$ und $e_{\text{eff}} = 1.0 e$ für das ungerade Neutron gewählt worden ^{35, 36)}.

Die Übereinstimmung ist im allgemeinen zufriedenstellend. Die Konfigurationsmischung hat in den meisten Fällen den erwarteten Effekt. Die Ursache für die Diskrepanzen im Intensitätsverhältnis der vom 1320 keV Niveau ausgehenden Linien 1221 keV und 1233 keV und der vom 1256 keV Niveau ausgehenden Linien 535 keV und 597 keV ist noch ungeklärt. Sie kann in der Interpretation der betreffenden Linien oder Niveaus und in der Ungenauigkeit der Mischungskoeffizienten liegen. Im Gegensatz zu der Corioliskopplung zwischen den Konfigurationen positiver Parität hat sich die Quasiteilchen-Phonon-Wechselwirkung zwischen den Konfigurationen $\frac{1}{2}^-$ (510) und $\frac{5}{2}^-$ (512) + Q_{2-2} , deren wechselseitige Vermischung etwa 30 % beträgt, als relativ unempfindlich gegenüber Veränderungen der Differenz der Quasiteilchenenergien erwiesen. Die Mischungen der Konfigurationen $\frac{1}{2}^-$ (521) und $\frac{1}{2}^-$ (521) + Q_{20} mit der $\frac{1}{2}^-$ (510) Bahn, die zu einem kollektiven E2 Anteil in der Linie 1221 keV beitragen können, sind aber mit 0.1 % verschwindend gering und nehmen bei einer Reduzierung der $\frac{1}{2}^-$ (510) Quasiteilchenenergie nur geringfügig zu. Falls das 1320 keV Niveau tatsächlich den Spin $\frac{1}{2}$ und negative Parität hat, beweist die E2 Intensität den kollektiven Charakter der 1221 keV Linie. Dann muß aber das 1320 keV Niveau einen starken Anteil eines zu $\frac{1}{2}^-$ (521) gehörenden Schwingungszustandes haben. Als solche kollektiven Konfigurationen kommen aber nur $\frac{1}{2}^-$ (521) + Q_{20}

TABELLE 8
Vergleich theoretischer γ -Halbwertszeiten $T_{\frac{1}{2}\gamma}$ mit experimentellen Werten

Niveau $E_1(\text{keV})$	Anfangs- konfiguration		End- konfiguration		Multi- polarität	$\delta_{\text{theor.}}^2$	Halbwertszeiten $T_{\frac{1}{2}\gamma}$ (sec)				
	$I_1\pi_1K_1$	(Nn_3A)	$I_1\pi_1K_1$	(Nn_3A)			Nilsson-Modell	vorliegende Rechnung	Experiment ³⁶⁾		
191	$\frac{5}{2}^-$	$\frac{5}{2}$	(512)	$\frac{7}{2}^+$	$\frac{7}{2}$	(633);	E1	—	$1.17 \cdot 10^{-10}$	$2.6 \cdot 10^{-10}$	$4.2 \cdot 10^{-9}$
				$\frac{1}{2}^-$	$\frac{1}{2}$	(521);	E2	∞	$2.1 \cdot 10^{-5}$	$6.3 \cdot 10^{-7}$ $3.7 \cdot 10^{-7} \text{ *)}$	$3.2 \cdot 10^{-7}$
				$\frac{3}{2}^-$	$\frac{1}{2}$	(521);	M1+E2	$5.5 \cdot 10^{-2}$	M1: K-verbotten E2: $1.9 \cdot 10^{-4}$	$1.35 \cdot 10^{-7}$	$2.6 \cdot 10^{-7}$
				$\frac{5}{2}^-$	$\frac{1}{2}$	(521);	M1+E2	$0.9 \cdot 10^{-2}$	M1: K-verbotten E2: $6.3 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^{-7}$	$2.2 \cdot 10^{-7}$

*) nur lineare Terme in E2 berücksichtigt.

und die in der vorliegenden Rechnung nicht mehr berücksichtigte γ -Vibration mit den Quantenzahlen $K = \Omega, n_2 = 1$ in Frage. Andererseits kann unter diesen Voraussetzungen das 1320 keV Niveau wegen der starken 1295 keV M1-Strahlung auch kein reiner auf $\frac{1}{2}^-$ (521) aufbauender kollektiver Zustand sein.

In Tabelle 8 sind einige Partialhalbwertszeiten für γ -Strahlung mit experimentellen Werten ³⁷⁾ verglichen.

6. Zusammenfassung und Schlussbemerkungen

Mit Hilfe eines hochauflösenden Anti-Compton-Spektrometers und eines Paarspektrometers konnten beim Neutroneneinfang in einer zu 19.5 % angereicherten Probe von ^{168}Yb mehr als 300 Gammalinien nachgewiesen werden, die mit nur wenigen Ausnahmen Übergängen in ^{169}Yb zuzuordnen sind. Die Anwendung des Kombinationsprinzips gestattet die Konstruktion eines Niveauschemas, das einen großen Teil der theoretisch voraussagbaren Rotationsbanden enthält. Es wurden eigene Rechnungen durchgeführt, die neben der Paarkorrelation die Quasiteilchen-Phonon-Wechselwirkung, die Coriolis-Kopplung und die Rotations-Vibrations-Wechselwirkung berücksichtigen. Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ist im allgemeinen sehr zufriedenstellend.

Es sei noch einmal ausdrücklich darauf hingewiesen, daß das vorgeschlagene Niveauschema für ^{169}Yb ausschließlich auf der Anwendung des Kombinationsprinzips beruht. Das Auftreten zufälliger Kombinationen ist bei diesem Verfahren nicht auszuschließen. Zur Überprüfung der Resultate werden daher z. Zt. Koinzidenzmessungen mit einem NaJ(Tl)-Ge(Li) System sowie mit zwei Ge(Li) Detektoren durchgeführt. Außerdem sollen die Untersuchungen mit dem Anti-Compton-Spektrometer im Energiebereich oberhalb 800 keV mit der inzwischen weiter verbesserten Auflösung sowie mit besserer Zählstatistik wiederholt werden. Diese Messungen könnten nicht nur für eine Bestätigung der gezeigten Resultate nützlich sein, sondern auch das Auffinden weiterer Rotationsbanden gestatten.

Nach Fertigstellung des Manuskripts erhielten wir Kenntnis von einer anderen Untersuchung des Neutroneneinfangs in ^{168}Yb . Wir danken den Autoren E. B. Shera *et al.* ³⁸⁾ für die vorzeitige Überlassung eines Vorabzuges ihrer Arbeit. Bezüglich der Rotationsbanden bei 24, 191, 570, 660, 720 und 813 keV besteht in allen wesentlichen Punkten ausgezeichnete Übereinstimmung mit den Ergebnissen der vorliegenden Untersuchung. Auch die Übereinstimmung in der Neutronenbindungsenergie ist sehr gut. Über die Existenz höherliegender Banden, wie die bei 1034, 1111, 1204 und 1231 keV, sowie über die Abregung der Bande bei 1320 keV und der Niveaus bei 1271 und 1398 keV gibt die Arbeit von Shera *et al.* keine Hinweise. Das gleiche gilt für die Anregungszustände mit Primärübergängen unterhalb 5240 keV.

Literatur

- 1) B. Harmatz, T. H. Handley und J. W. Mihelich, Phys. Rev. **119** (1960) 1345
- 2) R. G. Wilson und M. L. Pool, Phys. Rev. **120** (1960) 1843
- 3) B. S. Dzhelepov, A. I. Medvedev, S. A. Shestopalova und I. F. Uchevatkin, Nucl. Phys. **56** (1964) 283
- 4) D. G. Burke, B. Zeidman, B. Elbek, B. Herskind und M. Olesen, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **35**, No. 2 (1966)
- 5) R. R. Chasman, Nucl. Phys. **89** (1966) 11
- 6) D. R. Bès und Cho Yi-Chung, Nucl. Phys. **86** (1966) 581
- 7) V. G. Soloviev, P. Vogel und G. Jungklausen, Rep. JINR E4 -3051 (1966)
- 8) Neutron Cross Sections, BNL-325, 2nd Edition, Suppl. 2, August 1966
- 9) W. Michaelis und H. Kùpfer, Nucl. Instr. **56** (1967) 181
- 10) NDS 5-2-95 (December 1962)
- 11) G. Hall und T. Martin, J. Inorg. Nucl. Chem. **4** (1967) 137
- 12) W. W. Black und R. L. Heath, Nucl. Phys. **90** (1967) 650
- 13) R. C. Greenwood und W. W. Black, Phys. Lett. **21** (1966) 702
- 14) G. Markus, W. Michaelis, H. Schmidt und C. Weitkamp, Z. Phys. **206** (1967) 84
- 15) R. C. Greenwood, Phys. Lett. **23** (1966) 482
- 16) R. C. Greenwood, Paper F1 Slow Neutron Capture Conf., Argonne Nat. Lab., Nov. 1966
- 17) H. E. Jackson, A. I. Namenson und G. E. Thomas, Phys. Lett. **17** (1965) 324
- 18) R. K. Sheline und W. N. Shelton, H. T. Motz und R. E. Carter, Phys. Rev. **136** (1964) 351
- 19) L. V. Groshev, A. M. Demidov und N. Shadiev, J. Nucl. Phys. (USSR) **3** (1966) 444
- 20) N. V. de Castro Faria und R. J. A. Lévesque, Nucl. Instr. **46** (1967) 325
- 21) U. Tamm, W. Michaelis und P. Coussieu, Nucl. Instr. **48** (1967) 301
- 22) P. T. Prokofiev, M. K. Balodis, J. J. Bersin, V. A. Bondarenko, N. D. Kramer, E. J. Lure, G. L. Resvaya und L. I. Simonova, Atlas der Konversionselektronenspektren aus dem Einfang thermischer Neutronen in Kernen mit $A = 143$ bis $A = 197$ und Kernniveauschemata (Sinatne Verlag, Riga, 1967)
- 23) A. Faessler, Nucl. Phys. **59** (1964) 177
- 24) A. Faessler, Nucl. Phys. **85** (1966) 679
- 25) S. G. Nilsson, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **29**, No. 16 (1955)
- 26) A. Faessler und W. Greiner, Z. Phys. **177** (1964) 190
- 27) A. Faessler, W. Greiner und R. K. Sheline, Nucl. Phys. **70** (1965) 33
- 28) S. G. Nilsson und O. Prior, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **32**, No. 16 (1961)
- 29) S. T. Belyaev, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **31**, No. 11 (1959)
- 30) B. E. Chi, Nucl. Phys. **83** (1966) 97
- 31) V. G. Soloviev, Atomic Energy Review **3** (1965) 117
- 32) D. R. Bès, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **33**, No. 2 (1961)
- 33) R. Graetzer, G. B. Hagemann, K. A. Hagemann und B. Elbek, Nucl. Phys. **76** (1966) 1
- 34) C. J. Gallagher, Jr., und V. G. Soloviev, Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk. **2**, No. 2 (1962)
- 35) F. Boehm, G. Goldring, G. B. Hagemann, G. D. Symons und A. Tvester, Phys. Lett. **22** (1966) 627
- 36) Z. Bochnacki und S. Ogaza, Nucl. Phys. **69** (1965) 186
- 37) K. E. G. Löbner und S. G. Malmkog, Nucl. Phys. **80** (1966) 505
- 38) E. B. Shera, M. E. Bunker, R. K. Sheline und S. H. Vegors, erscheint demnächst