

ТРЕХКВАЗИЧАСТИЧНЫЕ
СОСТОЯНИЯ
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ
В ОБЛАСТИ $150 < A < 190$

К. Я. Громов, З. А. Усманова, С. И. Федотов
Х. Штрусный

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ, ДУБНА

А Н Н О Т А Ц И Я

Рассматриваются расщепление и разрядка трехквaziчастичных состояний, а также возможности их экспериментального обнаружения и исследования в деформированных ядрах в области $150 < A < 190$. Подсчитаны энергии расщепления наблюдаемых экспериментальных трехквaziчастичных состояний, граничные значения параметров W и α , определяющих силу взаимодействия и часть спиновых сил в общих парных силах соответственно.

Как показывает анализ экспериментального материала, разрядку трехквaziчастичных уровней на одноквaziчастичные состояния, которая F -запрещена в модели независимых квази-частиц, можно объяснить на основе простых модельных представлений.

A B S T R A C T

The splitting and deexcitation of threequasiparticle states and the possibilities of their experimental observation and investigation in deformed nuclei in the region of $150 < A < 190$ are considered. The splitting energies of experimentally observed threequasiparticle states, the limit values of the parameters W and α determining the interaction force and the part of the spin forces in common pairing forces, respectively, have been calculated.

As is shown by the analysis of the experimental results the deexcitation of threequasiparticle levels to the onequasiparticles states which is F -forbidden in the model of independent quasiparticles could be explained on the basis of a simple model.

ВВЕДЕНИЕ

Современные модели атомного ядра [1—4] описывают возбужденные состояния деформированных ядер с нечетными массовыми числами, используя представления об одноквазичастичных, трехквазичастичных и т. д. состояниях и состояниях коллективного возбуждения: квадрупольные β - и γ -колебания, октупольные колебания и т. д. Теоретические расчеты и экспериментальные данные показывают, что самые низкие состояния деформированных ядер хорошо объясняются как состояния одночастичного возбуждения (схемы уровней Нильсона или Саксона — Вудса) и связанные с ними ротационные уровни. Однако уже при энергиях возбуждения 200—300 кэв в одночастичных состояниях появляются заметные примеси колебательных состояний [5]. Выше, при энергиях примерно 500 кэв и больше, наряду с уровнями, имеющими в основном одноквазичастичный характер, экспериментально обнаружены уровни, имеющие преимущественно колебательную природу.

Трехквазичастичные состояния в деформированном ядре с нечетным массовым числом могут возникать при разрыве нейтронной или протонной пары. Это значит, что энергия трехквазичастичного состояния должна быть больше или близка к одному мегаэлектронвольту. Трехквазичастичные состояния могут быть двух типов: первый, когда все три квазичастицы одинаковы — трехпротонные ($3p$) или трехнейтронные ($3n$), и второй, когда квазичастицы разные, т. е. ($2p, n$) или ($2n, p$). В сверхтекучей модели ядра каждый трехквазичастичный уровень является четырехжды вырожденным, так как проекции момента количества движения трех квазичастиц на ось симметрии ядра могут складываться четырьмя различными способами*:

$$K = |-\Omega_1 + \Omega_2 + \Omega_3|; K = |\Omega_1 - \Omega_2 + \Omega_3|;$$
$$K = |\Omega_1 + \Omega_2 - \Omega_3|; K = |\Omega_1 + \Omega_2 + \Omega_3|.$$

* Ниже для описания одноквазичастичных состояний будем использовать применяемые в обобщенной и сверхтекучей моделях асимптотические квантовые числа $\Omega^\pi [N n_z \Lambda] \uparrow$, где Ω — проекция момента количества движения одноквазичастичного состояния на ось симметрии ядра; π — четность состояния; N — главное квантовое число, определяющее номер главной оболочки в осцилляторном потенциале; n_z — квантовое число осциллятора вдоль оси симметрии ядра; Λ — проекция орбитального момента количества движения на ось симметрии ядра. Стрелкой справа указывается значение спинного квантового числа Σ . Если стрелка направлена вверх, то $\Sigma = +1/2$ ($\Omega = \Lambda + 1/2$), и если вниз, то $\Sigma = -1/2$ ($\Omega = \Lambda - 1/2$). K — проекция момента количества движения трехквазичастичного состояния на ось симметрии ядра.

Уровни трехквазичастичного мультиплета могут расщепляться в результате взаимодействия квазичастиц, не учитываемого в модели независимых квазичастиц. Это значит, что экспериментально можно наблюдать трехквазичастичные мультиплеты, состоящие из четырех уровней.

В 1962 г. В. Г. Соловьев указал на возможность обнаружения состояний, проявляющих трехквазичастичную природу [6]. Им были рассчитаны энергии центра тяжести некоторых трехквазичастичных мультиплетов в деформированных ядрах. Н. И. Пятов и А. С. Чернышев [7] исследовали расщепление уровней трехквазичастичных мультиплетов типа $(2n, p)$ и $(2p, n)$.

Экспериментальные данные о трехквазичастичных состояниях были уже рассмотрены в 1965 г. одним из авторов этой работы [8]. В настоящей работе проведен анализ полученных в последние годы более полных сведений о трехквазичастичных состояниях.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИДЕНТИФИКАЦИИ ТРЕХКВАЗИЧАСТИЧНЫХ СОСТОЯНИЙ

Основные экспериментальные трудности обнаружения и изучения трехквазичастичных состояний связаны с тем, что они по энергии расположены в области 1 Мэв или больше. При этом следует иметь в виду, что в указанной области плотность уровней в ядре с нечетным A возрастает и вблизи возможного состояния трехквазичастичной природы могут оказаться уровни другой природы того же спина и четности. В этом случае состояния разной природы могут быть сильно смешаны. Интенсивность такого смешивания, по-видимому, сильно зависит от свойств конкретного ядра, от характера одночастичных состояний в этом ядре, от расположения уровней коллективного возбуждения и т. д. Однако сразу можно сказать, что низколежащие трехквазичастичные состояния с экстремально большими значениями спина (например, $21/2$ или больше) будут мало смешиваться с состояниями другой природы. Причина этого заключается в том, что при энергиях $1\text{--}2 \text{ Мэв}$ такими большими значениями спина могут обладать только трехквазичастичные состояния. Состояния другой природы имеют значительно меньшие значения спина.

Можно указать два случая, когда задача экспериментального обнаружения состояний трехквазичастичной природы облегчается. В. Г. Соловьев [6] указал на возможность экспериментально обнаружить состояния трехквазичастичной природы при β -распаде. Как было указано выше, трехквазичастичные состояния можно разделить на две группы: состояния типа $(3n)$ или $(3p)$, когда все три квазичастицы одинаковы, и состояния типа $(2n, p)$ или $(2p, n)$. β -Распад из основного состояния нечетного ядра (одноквазичастичное состояние) на трехквазичастичное типа $(3n)$ или $(3p)$ возбуж-

денное состояние дочернего ядра будет сильно запрещен, так как такой переход $(p) \rightarrow (3n)$ или $(n) \rightarrow (3p)$ связан с изменением состояния нескольких квазичастиц (так называемый F -запрет [9]). Иное положение при β -распаде на трехквазичастичные состояния типа $(2n, p)$ или $(2p, n)$. Такие β -переходы можно схематически изобразить так:

$$p_1 \rightarrow p_2 p_3 n_4 \text{ (состояния типа } 2p, n)$$

или

$$n_1 \rightarrow n_2 n_3 p_4 \text{ (состояния типа } 2n, p).$$

Здесь индексы 1, 2, 3, 4 — набор асимптотических квантовых чисел, характеризующих одноквазичастичные состояния. Если состояние 1 тождественно состоянию 2 (или 3), то в протонной и нейтронной схемах при рассматриваемом переходе возникает по одной частице: F -запрета нет. Если же состояния 1, 2, 3 различны, то в одной из систем возникают две квазичастицы и переход опять F -запрещен. Таким образом, в случае, если состояние 1 тождественно состоянию 2, может наблюдаться β -распад на трехквазичастичные состояния. Вероятность β -распада при этом определяется вероятностью β -перехода между одноквазичастичными протонным и нейтронным состояниями с индексами 3 и 4. Особо выделяются тогда нейтронные и протонные состояния, между которыми происходит разрешенный незадержанный β -переход:

$$p \ 7/2^- [523] \rightleftharpoons n \ 5/2^- [523];$$

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

Известно [8], что между этими состояниями происходят особо быстрые β -переходы со значениями $\lg ft$ в пределах 4,6—4,8. Очевидно, что β -переходы на трехквазичастичные состояния указанного типа будут также разрешенными незадержанными, и следует ожидать, что значения $\lg ft$ для этих переходов будут лежать в тех же пределах. Из систематики матричных элементов для β -распада деформированных ядер с нечетным A следует, что разрешенные незадержанные β -переходы достаточно четко выделяются в отдельную группу: значения $\lg ft$ для разрешенных задержанных β -переходов уже больше, чем 5,5. Таким образом, если экспериментально наблюдается β -распад на возбужденное состояние деформированного ядра с нечетным массовым числом, значение $\lg ft$ для этого перехода меньше, чем 5,2, и можно исключить возможность β -перехода на одноквазичастичное состояние, то можно утверждать, что мы имеем дело с β -переходом на трехквазичастичное состояние.

Так, при изучении распада ядра ^{165}Tm было установлено [10], что уровень с энергией 1428 кэв дочернего ядра ^{165}Er заселяется в 12% случаев. Прейбиш и др. [11] измерили энергию распада $^{165}\text{Tm} \rightarrow ^{165}\text{Er}$ и определили значение $\lg ft$ для K -захвата на уровень

1428 кэв. Оно оказалось равным $5,1 \pm 0,2$. Спин основного состояния ^{165}Tm измерен, он равен $1/2$ [12]. Таким образом, основное состояние ^{165}Tm характеризуется асимптотическими квантовыми числами $1/2^+$ [411]. Разрешенный незадержанный β -переход из этого состояния на одноквазичастичное состояние в ^{165}Er невозможен. β -Переходы другого типа должны иметь более высокие значения $\lg ft$. Таким образом, было показано, что остается единственная возможность интерпретации уровня 1428 кэв как трехквазичастичного состояния типа $p_1 1/2^+$ [411] + $p_2 7/2^-$ [523] — $n 5/2^-$ [523]. Измерения мультипольности γ -переходов с уровня 1428 кэв позволили установить, что этот уровень имеет спин и четность $3/2^+$, а это подтверждает сделанный вывод о природе состояния [10].

Аналогичным образом на основе идентификации разрешенного незадержанного β -распада трехквазичастичные состояния были найдены еще в ряде ядер. Данные об этих состояниях собраны в табл. 1. В первом столбце этой таблицы указано ядро, в котором наблюдается трехквазичастичное состояние. Во втором столбце приводится конфигурация трехквазичастичного состояния. В третьем — экспериментальные сведения о спине и четности рассматриваемого уровня. В четвертом — экспериментальное значение энергии уровня. В пятом столбце приведены теоретические оценки энергии центра тяжести трехквазичастичного мультиплета. Далее приведены основные экспериментальные данные, позволяющие интерпретировать рассматриваемые уровни как трехквазичастичные. Для рассмотренного случая (трехквазичастичные состояния, возбуждающиеся при разрешенном незадержанном β -распаде ядер) приведены значения $\lg ft$ (шестой столбец).

Другая возможность экспериментально обнаружить трехквазичастичные состояния — это трехквазичастичные изомерные состояния. Трехквазичастичные состояния с высоким спином могут возбуждаться в разного рода ядерных реакциях, а также при β -распаде из трехквазичастичных изомерных состояний. Рассмотрим для примера изомерное состояние в ^{177}Lu . Авторы работы [13], облучая естественную смесь изотопов лютеция тепловыми нейтронами, обнаружили, что наряду с ранее известным радиоактивным ядром ^{177}Lu ($T_{1/2} = 6,8$ дня) наблюдается новая активность с периодом полураспада 155 дней. Изучая спектры γ -квантов и конверсионных электронов, они показали, что новая активность связана с уровнем 969 кэв в ядре ^{177}Lu . Было установлено также, что спин и четность этого уровня — $23/2^-$. Объяснить уровень с таким высоким значением спина, как одночастичный, было невозможно: в соответствующей области энергий в схемах Нильсона нет уровней со спином больше $13/2$. Исключается также возможность интерпретации этого уровня как коллективного. Была единственная возможность интерпретировать этот уровень как трехквазичастичный типа:

$$n_1 9/2^+ [624] + n_2 7/2^- [514] + p 7/2^+ [404].$$

Трехквартичные состояния в деформированных ядрах с $150 < A < 190$

Ядро	Конфигурация	$K\pi$	$E_{\text{эксп}}, \text{кэВ}$	$E_{\text{теор}}, \text{кэВ}$	$\lg^{**}ft$	$T_{1/2}$	Литература			
^{163}Dy	$p_1 7/2^- [523]$	$(5/2^+)$	935	≈ 1200	5,2	—	[16]			
	$p_2 3/2^+ [411]$		884		4,9	—				
	$n 5/2^- [523]$									
^{161}Er	$p_1 7/2^- [523]$	$(9/2^+, 5/2^+)$	1838	≈ 3200	5,0	—	[21]			
	$p_2 7/2^+ [404]$					—				
	$n 5/2^- [523]$					—				
^{163}Er	$p_1 7/2^- [523]$	$1/2^+$	1802,0	≈ 1400	4,9	—	[19][22]			
	$p_2 1/2^+ [411]$	$3/2^+$	1538,4			5,3		—		
	$n 5/2^- [523]$									
^{166}Er	$p_1 7/2^- [523]$	$3/2^+$	1428	≈ 1400	5,1	—	[10] [23] [24]			
	$p_2 1/2^+ [411]$									
	$n 5/2^- [523]$									
^{175}Yb	$p_1 7/2^- [523]$	$1/2^+$	2113	≈ 3000	5,2	—	[25]			
	$p_2 1/2^+ [411]^{***}$					$3/2^+$		1792	5,5	—
	$n 5/2^- [523]$									

Продолжение табл. 1

Ядро	Конфигурация	$K\pi$	$E_{\text{эксп. кэВ}}$	$E^*_{\text{теор. кэВ}}$	$\lg^{**}ft$	$T_{1/2}$	Литература
^{176}Yb	$p_1 9/2^- [514]$	$(1/2^+)$ $3/2^+$	(1891) 1497	≈ 1600	4,8 5,0	— —	[25]
	$p_2 1/2^+ [411]$ $n 7/2^- [514]$						
^{177}Hf	$p_1 9/2^- [514]$	$23/2^+$	1315	≈ 1400	—	1,12 сек	[26] [27]
	$p_2 7/2^+ [404]$ $n 7/2^- [514]$						
^{178}W	$p_1 9/2^- [514]$	$7/2^+$ $3/2^+$	1680, 1 720, 5	≈ 1400	5,2 5,2	— —	[18]
	$p_2 5/2^+ [402]$ $n 7/2^- [514]$						
^{181}Ho	$n_1 5/2^- [523]$	$5/2^-$ $1/2^-$	1943 1897	≈ 1800	5,1 4,8	— —	[28]
	$n_2 3/2^- [521]$ $p 7/2^- [523]$						
^{177}Lu	$n_1 9/2^+ [624]$ $n_2 7/2^- [514]$ $p 7/2^+ [404]$	$23/2^-$	970	≈ 1000	—	155 дней	[13] [29]

Продолжение табл. 1

Ядро	Конфигурация	Кл	$E_{\text{эсп. кэв}}$	$E^*_{\text{теор. кэв}}$	$\lg^{**}ft$	$T_{1/2}$	Литература
	$n_1 7/2^- [514]$	$7/2^+$	1241	≈ 1200	4,4	—	[30]
	$n_2 9/2^+ [624]$ $p 9/2^- [514]$	$11/2^+$	1230				
^{177}Lu	$n_1 1/2^- [510]$	$13/2^+$	1503	≈ 1900	—	—	[31]
	$n_2 7/2^- [514]$ $p 7/2^+ [404]$	$15/2^+$	1357				
^{183}Re	$n_1 9/2^+ [624]$ $n_2 11/2^+ [615]^{***}$ $p 5/2^+ [402]$	$25/2^+$	1907	≈ 2300	—	1,02 мсек	[32]

* $E_{\text{теор}}$ грубо рассчитаны в рамках сверхтекучей модели без учета взаимодействия квазичастиц аналогично работе [6].

** Рассматриваются только те уровни, β -распад на которые происходит со значением $\lg ft \leq 5,5$.

*** Интерпретация неоднозначна.

В той же работе [13] было показано, что при β -распаде изомерного состояния ^{177}Lu возбуждается трехквaziчастичное состояние с энергией 1315 кэв в ^{177}Hf типа $23/2^+ \{p_1 7/2^+ [404], p_2 9/2^- [514], n 7/2^- [514]\}$.

Л. К. Пекер [14] указал, что трехквaziчастичные изомерные состояния следует искать в ядрах с нечетными массовыми числами, там, где в соседних четно-четных ядрах наблюдаются двухквaziчастичные изомеры. В самом деле, в ядре ^{178}Hf , соседнем с ^{177}Lu , при энергии 1148 кэв наблюдалось изомерное состояние ($T_{1/2} = 4,8$ сек) типа 8^- . Галахер и Соловьев [15] объяснили его как двухквaziчастичное состояние $n_1 9/2^+ [624] + n_2 7/2^- [514]$. Можно было ожидать, что самое низкое по энергии трехквaziчастичное состояние в ^{177}Lu получится при добавлении к этому состоянию третьей частицы в том же состоянии, в каком находится протон в основном состоянии ^{177}Lu , т. е. $p 7/2^+ [404]$.

Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные о трехквaziчастичных изомерных состояниях также представлены в табл. 1. В седьмом столбце таблицы даны измеренные значения периодов полураспада изомерных состояний.

Как видно из табл. 1, все более или менее надежно установленные уровни, обнаруживающие трехквaziчастичную природу, относятся к типу $(2p, n)$ или $(2n, p)$. Возбуждение трехпротонных или трехнейтронных состояний при β -распаде основных состояний ядер крайне маловероятно. Состояния типа $(3p)$ или $(3n)$, по-видимому, могут быть обнаружены в ядерных реакциях (например, $n\gamma$ -реакциях) или при β -распаде трехквaziчастичных изомерных состояний.

2. РАСЩЕПЛЕНИЕ ТРЕХКВАЗИЧАСТИЧНЫХ СОСТОЯНИЙ

Разности энергий между уровнями трехквaziчастичного мультиплета типа $(2n, p)$ или $(2p, n)$ можно рассчитать, используя формулы, полученные в работе [7]:

$$E_{(K=|\Omega_1+\Omega_2+\Omega_3|)} - E_{(K=\Omega_1+\Omega_2+\Omega_3)} = (1-4\alpha) \omega [A_{12} + B_{12}] - 2\alpha\omega [A_{13} + B_{13}];$$

$$E_{(K=|\Omega_1-\Omega_2+\Omega_3|)} - E_{(K=\Omega_1+\Omega_2+\Omega_3)} = (1-4\alpha) \omega [A_{12} + B_{12}] - 2\alpha\omega [A_{23} + B_{23}];$$

$$E_{(K=|\Omega_1+\Omega_2-\Omega_3|)} - E_{(K=\Omega_1+\Omega_2+\Omega_3)} = -2\alpha\omega [A_{23} + B_{23}] - 2\alpha\omega [A_{13} + B_{13}].$$

При этом параметр ω определяет силу нуклон-нуклонного взаимодействия, зависящего от спинов. Параметр α определяет вклад спиновых сил в общие парные силы ($0 \leq \alpha \leq 1$). A_{ij} и B_{ij} — коэффициенты, зависящие от асимптотических квантовых чисел квазичастиц. Величины A_{ij} и B_{ij} для некоторых пар одноквaziчастичных состояний (p, n) , (p, p) и (n, n) рассчитаны в работе [7].

Из формул видно, что характер расщепления — порядок уровней в мультиплете — определяется параметром α . Энергия расщепления зависит от параметра w . Зависимость расщепления от параметра α для некоторых трехквартичных состояний представлена на рис. 1. Авторы работы [7], исследуя все возможные комбинации асимптотических спиновых квантовых чисел Σ_1 , Σ_2 и Σ_3 , пришли к выводу, что в состояниях типа $(2p, n)$ или $(2n, p)$ самым высоким уровнем в мультиплете всегда будет уровень, в котором асимптотические спины нуклонов разорванной пары (p_1, p_2) или (n_1, n_2) параллельны, а спин третьей частицы антипараллелен им

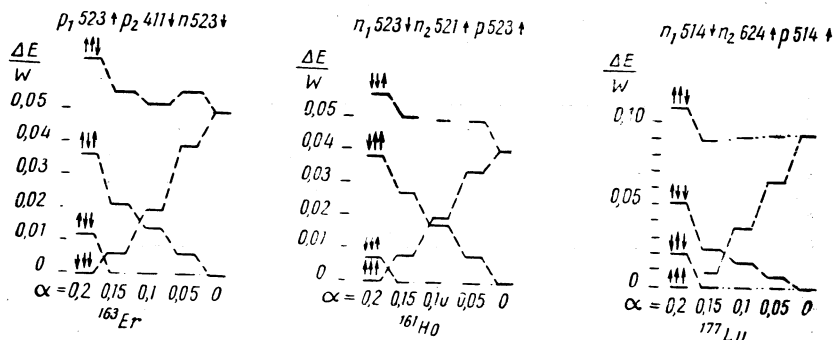


Рис. 1. Расщепление трехквартичного мультиплета, для некоторых состояний.

($\uparrow\uparrow, \downarrow$). Три других возможных уровня всегда лежат ниже (см. рис. 1). Отметим здесь, что к тому же выводу мы придем, если распространим правило Галахера — Мошковского на трехквартичные состояния. Действительно, состояние типа ($\uparrow\uparrow, \downarrow$) является самым невыгодным с точки зрения этого правила: асимптотические спины одинаковых частиц параллельны; спин третьей частицы антипараллелен спином первых двух.

Экспериментальных данных о расщеплении трехквартичных состояний пока совсем немного. Все они собраны в табл. 2. В этой таблице в первом столбце указано ядро, в котором наблюдаются трехквартичные уровни; во втором столбце — асимптотические квантовые числа одноквартичных состояний, из которых состоит рассматриваемое трехквартичное состояние; в третьем столбце даны спины и четности трехквартичных уровней; в четвертом показана взаимная ориентация асимптотических спиновых квантовых чисел; в пятом представлены экспериментальные значения энергии трехквартичных уровней. Как видно из таблицы, имеется несколько случаев, когда наблюдается два уровня мультиплета, и нет ни одного случая с большим числом экспериментально обнаруженных уровней мультиплета. В связи с этим нельзя из экспериментальных данных вычислить α и w одновременно.

Таблица 2

Расщепление трехкварцевых состояний в деформированных ядрах с $150 < A < 190$

Ядро	Конфигурация	$K\pi$	$(\Sigma_1, \Sigma_2, \Sigma_3)$	$E_{\text{эксп. кэВ}}$	$\Delta E_{\text{эксп. кэВ}}$	$\Delta E_{\text{теор. кэВ}}$	α	$\omega, \text{ МэВ}$
^{168}Dy	$p_1 7/2^- [523]$	$5/2^+$	$(\downarrow\downarrow, \downarrow)$	935	51	—	—	—
	$p_2 3/2^+ [411]$ $n 5/2^- [523]$	$1/2^+$	$(\uparrow\uparrow, \downarrow)$	884				
^{169}Er	$p_1 7/2^- [523]$	$1/2^+$	$(\downarrow\downarrow, \downarrow)$	1802,0	264	380	Меньше 0,17	Больше 5,4
	$p_2 1/2^+ [411]$ $n 5/2^- [523]$	$3/2^+$	$(\uparrow\uparrow, \downarrow)$	1538,4				
^{176}Yb	$p_1 7/2^- [523]$	$1/2^+$	$(\downarrow\downarrow, \downarrow)$	2113	321	380	Меньше 0,17	Больше 6,4
	$p_2 1/2^+ [411]$ $n 5/2^- [523]$	$3/2^+$	$(\uparrow\uparrow, \downarrow)$	1792				
^{176}Yb	$p_1 9/2^- [514]$	$1/2^+$	$(\downarrow\downarrow, \downarrow)$	1891	394	—	—	—
	$p_2 1/2^+ [411]$ $n 7/2^- [514]$	$3/2^+$	$(\uparrow\uparrow, \downarrow)$	1497				

Продолжение табл. 2

Ядро	Конфигурация	$K\pi$	$(\Sigma_1, \Sigma_2, \Sigma_3)$	$E_{\text{эксп. кэВ}}$	$\Delta E_{\text{эксп. кэВ}}$	$\Delta E_{\text{теор. кэВ}}$	α	$\omega, \text{ Мэв}$
^{170}W	$p_1 9/2^- [514]$	$7/2^+$	$(\downarrow\downarrow, \downarrow)$	1680, 1	960	Около 600	—	—
	$p_2 5/2^+ [402]$ $n 7/2^- [514]$	$3/2^+$	$(\downarrow\uparrow, \downarrow)$	720, 5				
^{163}Ho	$n_1 5/2^- [523]$	$5/2^-$	$(\downarrow\downarrow, \downarrow)$	1943	46	330	Меньше 0,19	Больше 1,1
	$n_2 3/2^- [521]$ $p 7/2^- [523]$	$1/2^-$	$(\downarrow\uparrow, \downarrow)$	1897				
	$n_1 7/2^- [514]$	$7/2^+$	$(\downarrow\uparrow, \downarrow)$	1241	—11	740	Больше 0,17	Больше 0,1
	$n_2 9/2^+ [624]$ $p 9/2^- [514]$	$11/2^+$	$(\downarrow\downarrow, \downarrow)$	1230				
^{177}Lu	$n_1 1/2^- [510]$	$13/2^+$	$(\downarrow\downarrow, \downarrow)$	1503	146	—	—	—
	$n_2 7/2^- [514]$ $p 7/2^+ [404]$	$15/2^+$	$(\downarrow\uparrow, \downarrow)$	1357				

Параметры α и ω , необходимые для расчета энергии расщепления трехквартичных состояний, были определены в работе [7] из экспериментальных значений энергии расщепления двухквартичных состояний в четно-четных и нечетно-нечетных ядрах. Используя выбранные в работе [7] величины для (1—4 α) $\omega = 8,45 \text{ Мэв}$ и для $\alpha\omega = 0,314 \text{ Мэв}$, мы подсчитали разности энергии между соответствующими трехквартичными уровнями. Они представлены в седьмом столбце таблицы. Экспериментальные значения этих разностей даны в шестом столбце. В последних двух столбцах представлены оценки пределов значений α и ω , сделанные на основе экспериментальных значений разностей энергий трехквартичных уровней. Эти оценки делались следующим образом. С помощью формулы для соответствующей разности энергий находилось значение α при $\Delta E = 0$. Экспериментальное значение ΔE (его знак) позволяло определить, верхним или нижним пределом является полученное значение α (при $\Delta E = 0$). Указанные в последней колонке значения параметра ω получены из экспериментальных значений ΔE в предположении, что $\alpha = 0$. Вид выражения для ΔE и значения $(A_{ij} + B_{ij})$ позволяют определить, как изменяется ω при увеличении α и при $\Delta E = \text{const}$ и, таким образом, опять установить, с верхним или нижним пределом мы имеем дело. Прочерки в последних трех столбцах обозначают, что в работе [7] не рассчитаны величины A_{ij} и B_{ij} для соответствующих пар одноквартичных состояний.

Сравнивая экспериментальные и рассчитанные значения энергий расщепления ($\Delta E_{\text{эксп}}$ и $\Delta E_{\text{теор}}$), видим, что во всех случаях, кроме одного, мы получаем правильный знак для энергии расщепления; в ряде случаев имеем неплохое согласие и по величине, хотя в случае ^{161}Ho $\Delta E_{\text{эксп}}$ и $\Delta E_{\text{теор}}$ отличается в шесть-семь раз. Полученные в табл. 2 пределы значений α и ω не противоречат друг другу.

3. РАЗРЯДКА ТРЕХКВАРТИЧНЫХ СОСТОЯНИЙ

Рассматривая γ -переходы с трехквартичных состояний, следует иметь в виду, что для этих переходов наряду с обычно используемыми в обобщенной модели ядра правилами отбора по асимптотическим квантовым числам $K\Omega^\pi [Nn, \lambda]$ существует запрет по числу частиц, участвующих в переходе (F -запрет). При разрядке трехквартичных состояний типа $(2p, n)$ или $(2n, p)$ F -запрета нет, если при γ -переходе одна из одинаковых частиц переходит в состояние, занимаемое другой частицей, образуя пару. γ -Переход происходит при этом в одноквартичное состояние, занимаемое непарной частицей. γ -Переходы в другие одноквартичные состояния в модели независимых квартиц запрещены, так как эти переходы происходят с изменением положения более чем одной частицы.

Анализируя характер разрядки состояний, проявляющих трехквaziчастичную природу, известные в настоящее время трехквaziчастичные состояния естественно разделить на две группы. В первую группу входят трехквaziчастичные изомерные состояния, во вторую — состояния, проявляющие трехквaziчастичную природу и обладающие малым значением спина.

Изомерия низколежащих трехквaziчастичных состояний с высокими значениями момента количества движения вполне удовлетворительно объясняется на основе правил отбора по моменту количества движения и его проекции на ось симметрии ядра (асимптотическое квантовое число K). Рассмотрим, например, трехквaziчастичное изомерное состояние со спином $23/2^-$ в ядре ^{177}Lu (рис. 2). Это состояние в основном (на 78%) разряжается β -переходом на трехквaziчастичное состояние типа $23/2^+$ в ядре ^{177}Hf . Структура рассматриваемых трехквaziчастичных состояний в ^{177}Lu и ^{177}Hf указана на рис. 2. Видно, что при β -переходе происходит следующее превращение $n9/2^+ [624] \xrightarrow{\beta} p9/2^- [514]$; две другие квазичастицы своего положения не меняют. Этот β -переход относится к классу первого запрещения незадержанных β -переходов. Измеренная величина матричного элемента для этого перехода ($\lg ft = 6,1$) согласуется с обычно наблюдаемыми величинами $\lg ft$ для первого запрещения незадержанных β -переходов [8]. γ -Переход с энергией $115,8 \text{ кэВ}$ типа $E3$ с трехквaziчастичного уровня $970,2 \text{ кэВ}$ в ^{177}Lu на ротационный уровень полосы основного состояния $17/2 \ 7/2^+ [404] - 854,2 \text{ кэВ}$ запрещен по асимптотическому квантовому числу K . Степень запрета $\nu = \Delta K - L = 8 - 3 = 5$. Фактор задержки γ -перехода $115,8 \text{ кэВ}$ по Вайскопфу равен $F_w = \frac{T_{\text{эксп}}}{T_w} \approx 2 \cdot 10^8$.

Иное положение наблюдается при разрядке состояний, проявляющих трехквaziчастичную природу [типа $(2p, n)$ или $(2n, p)$] и имеющих малое значение момента количества движения. В модели независимых квазичастиц γ -переходы с этих уровней на все нижележащие одноквaziчастичные уровни, кроме базисного состояния*, запрещены, так как такие γ -переходы связаны с изменением состояния более чем одной частицы (F -запрет). Поэтому можно было бы ожидать, что время жизни этих уровней должно определяться вероятностью γ -переходов на базисное состояние. Между тем оказывается, что γ -переходы на другие, не базисные, одноквaziчастичные состояния наблюдаются, и наоборот, γ -переходы на базисные состояния относительно слабы или вообще не наблюдаются. Очевидно, этот факт указывает на то, что эти состояния не являются чистыми трехквaziчастичными, а имеют примеси других состояний. Оказывается, что рассмотрение характера разрядки уровней,

* Базисным одноквaziчастичным называется состояние, имеющее те же характеристики, что и состояние непарной квазичастицы в трехквaziчастичном состоянии.

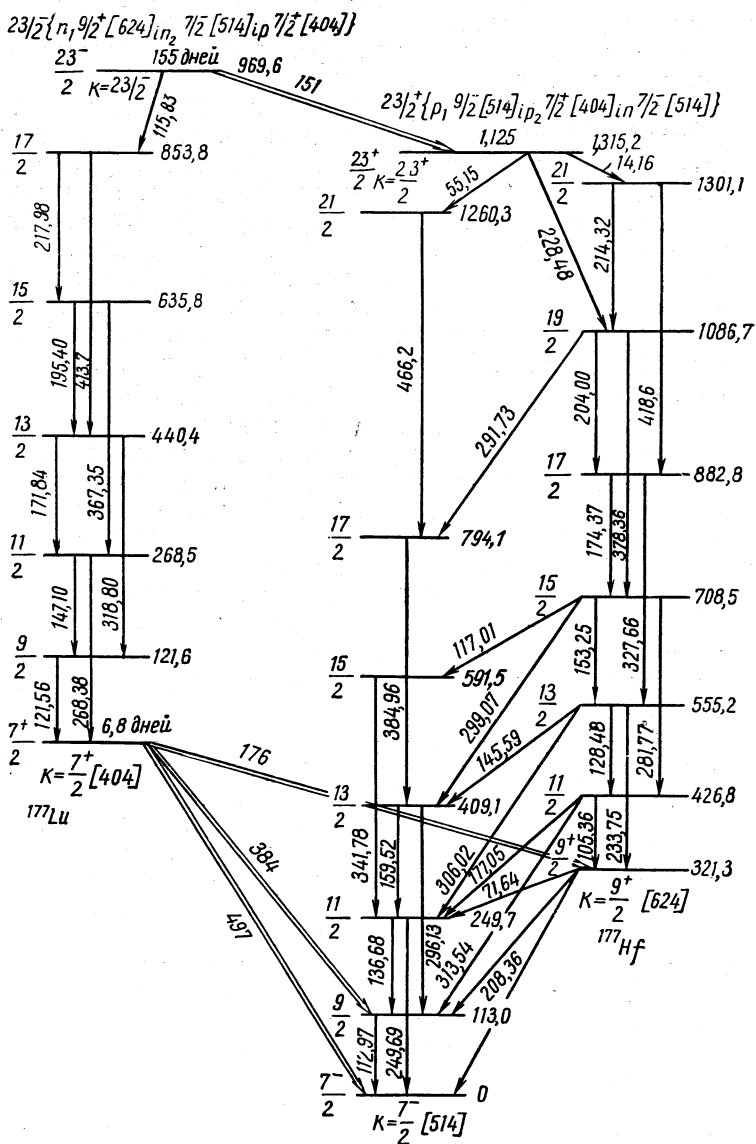


Рис. 2. Разрядка трехквaziчастичных состояний в ядрах ^{177}Lu и ^{177}Hf .

имеющих трехквазичастичную природу и обладающих малым значением момента количества движения, позволяет более детально проанализировать структуру этих состояний.

Из анализа экспериментального материала делается вывод, что разрядку трехквазичастичных состояний на одноквазичастичные состояния можно объяснить на основе простой модели, в которой эти трехквазичастичные состояния имеют примеси одноквазичастичных состояний и состояний типа «квазичастица + фонон». Со-

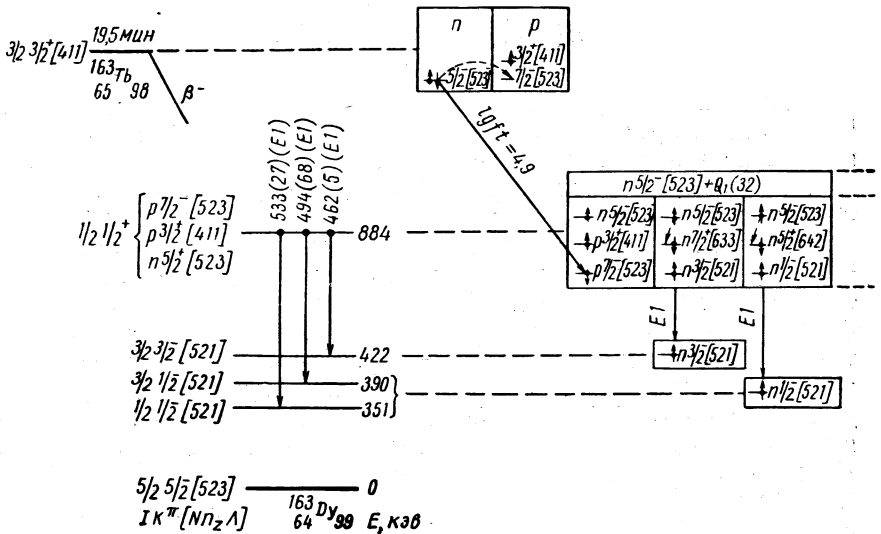


Рис. 3. Разрядка состояния трехквазичастичной природы в ядре ^{163}Dy .

стояния последнего типа возникают как результат взаимодействия фононов четно-четного остова ядра с квазичастицами нечетного ядра. Рассмотрим несколько примеров.

γ -Переходы с уровня с энергией 884 кэВ в ядре ^{163}Dy (рис. 3), интерпретированного в табл. 1 как трехквазичастичный типа $1/2^+ \{p_1 7/2^- [523], p_2 3/2^+ [411], n 5/2^- [523]\}$, на уровни ротационной полосы основного состояния не наблюдались [16]. В то же время наблюдаются интенсивные $E1$ -переходы на уровни 351 кэВ — $1/2^- [521]$, 390 кэВ — $3/2^- [521]$ и 422 кэВ $3/2^- [521]$. Расчеты [5] показывают, что состояния $1/2^- [521]$ и $3/2^- [521]$ в ядре ^{163}Dy в высокой степени чистые одноквазичастичные и возможные примеси к этим состояниям не могут снять F -запрета для γ -переходов на них с трехквазичастичного состояния. Таким образом, наблюдаемые γ -переходы можно объяснить только предположением о более сложной структуре уровня с энергией 884 кэВ. Согласно расчетам В. Г. Соловьева и др. [17], окупольное состоя-

ние $Q_1(32)$ с $K^\pi = 2^-$ в ядре ^{162}Dy при энергии 1148 кэв содержит следующие основные двухквaziчастичные компоненты:

$$p [523] \uparrow \quad p [411] \uparrow \quad 51,4\%;$$

$$n [651] \uparrow \quad n [521] \downarrow \quad 0,9\%;$$

$$n [642] \uparrow \quad n [521] \downarrow \quad 1,7\%;$$

$$n [633] \uparrow \quad n [521] \uparrow \quad 24,2\%.$$

Поскольку ^{162}Dy является четно-четным остовом для ядра ^{163}Dy , можно предположить, что уровень с энергией 884 кэв и спином $1/2$ связан с октупольным возбуждением четно-четного остова, т. е. этот уровень имеет природу $n [523] \downarrow + Q_1(32)$. Действительно, согласно работе [5], эта компонента дает преобладающий вклад в состоянии $K^\pi = 1/2^+$ с энергией 884 кэв. Нечетная частица ядра ^{163}Dy будет только немного изменять вклад фоновых компонент с $K^\pi = 2^-$ ядра ^{162}Dy [5]. Поэтому можно ожидать, что самые большие фоновые компоненты с $K^\pi = 2^-$ в ядре ^{162}Dy будут также самыми большими в ядре ^{163}Dy . Самой сильной трехквaziчастичной компонентой этого состояния будет $n [523] - p_1 [523] \uparrow - p_2 [411] \uparrow$ ($\approx 50\%$). Эта компонента объясняет разрешенный незадержанный β -переход из основного состояния ^{163}Tb . Другие компоненты объясняют γ -переходы с уровня 884 кэв (рис. 3). Подобные выводы сделаны при рассмотрении разрядки уровня с энергией 720,5 кэв в ^{179}W [18].

Рассмотрим теперь разрядку уровней с энергией 1538,4 и 1802,0 кэв в ядре ^{163}Er (рис. 4). Эти уровни интерпретированы в табл. 1 как трехквaziчастичные типа $3/2^+ \{p_1 7/2^- [523], p_2 1/2^+ [411], n 5/2^- [523]\}$ и $1/2^+ \{p_1 7/2^- [523], p_2 1/2^+ [411], n 5/2^- [523]\}$ соответственно.

Для примера обсудим только разрядку уровня с энергией 1538,4 кэв, так как механизм разрядки уровня с энергией 1802,0 кэв имеет тот же самый характер, как и при разрядке уровня с энергией 1538,4 кэв (см. рис. 4). γ -Переходы с уровня при энергии 1538,4 кэв на уровни ротационной полосы основного состояния не наблюдались [19]. Разрядка уровня с энергией 1538,4 кэв происходит интенсивными γ -переходами на уровни ротационной полосы состояния $3/2^- [521]$ и на уровень $5/2 5/2^+ [642]$ (см. рис. 4), для которых наблюдается хорошее согласие между экспериментальными и теоретическими значениями приведенных вероятностей переходов. Эти γ -переходы в модели независимых квaziчастиц F -запрещены. Наличие этих γ -переходов можно объяснить, учитывая взаимодействие фононов четно-четного остова ядра ^{162}Er с квaziчастицами нечетного ядра ^{163}Er . Как результат взаимодействия фононов ^{162}Er с квaziчастицами ^{163}Er образуются состояния типа квaziчасти-

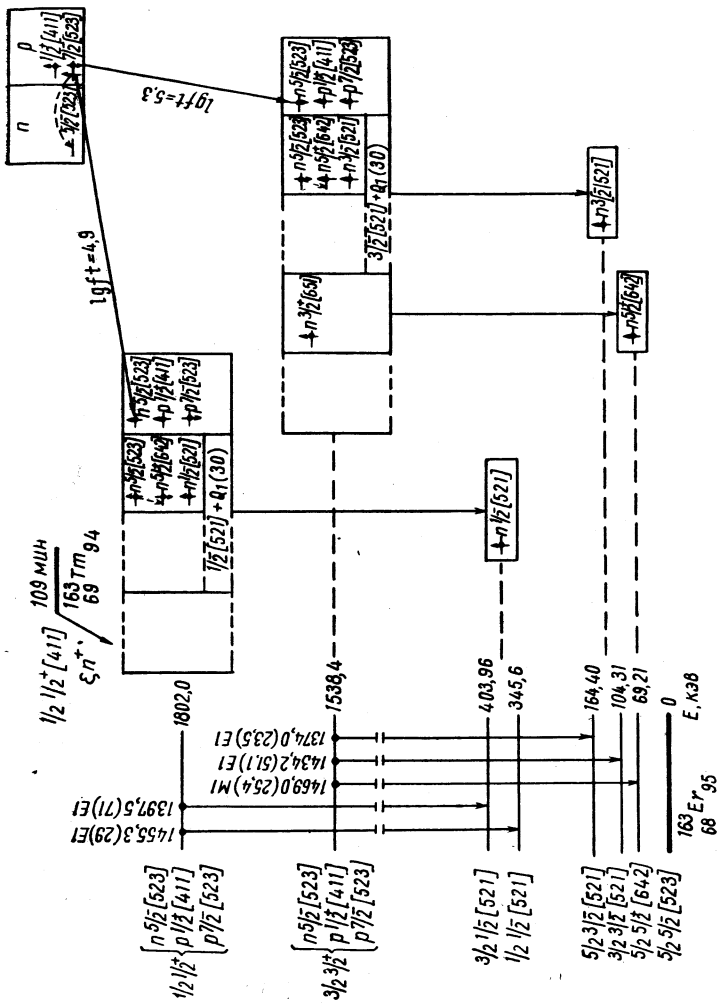


Рис. 4. Разрядка состояний трехкварцевичастичной природы в ядре ^{169}Er .

ца + фонон. Примеси этих состояний в уровень с энергией 1538,4 кэв ядра ^{163}Er могут разрешить его разрядку на одноквазичастичные состояния. Тогда в рассматриваемом случае с учетом экспериментальных данных получается, что только примесь типа $3/2^- [521] + Q_1 (30)$ может объяснить разрядку уровня с энергией 1538,4 кэв на уровне ротационной полосы состояния $3/2^- [521]$ (см. рис. 4). В этом случае мы имеем γ -переходы типа $E1$ с $\Delta K = 0$. Для переходов такого типа влияние связи частичного и вращательного движения на вероятности переходов мало. Поэтому мы наблюдаем хорошее согласие между экспериментальными и теоретическими значениями приведенных вероятностей для этих переходов [20].

Существование γ -перехода 1469,0 кэв между уровнями с энергиями 1538,4 и 69,21 кэв ($5/2^+ [642]$) при учете теоретических и экспериментальных значений энергий одноквазичастичных состояний можно объяснить только примесью одноквазичастичного состояния $3/2^+ [651]$ и состояния типа $3/2^+ [651] + Q (20)$ к уровню с энергией 1538,4 кэв.

По расчетам, сделанным в работе [5], при энергии 1200 кэв в ядре ^{163}Er ожидается состояние со спином $3/2^+$ и с конфигурацией $3/2^+ [651]$ 2%; $3/2^- [521] + Q_1 (30)$ 72%; $3/2^+ [651] + Q_1 (20)$ 3%,..., которое может смешиваться с трехквазичастичным состоянием $3/2^+ \{p_1 7/2 [523], p_2 1/2^+ [411], n 5/2^- [523]\}$ [5]. Таким образом, получается довольно хорошее согласие нашей интерпретации, которая следует из экспериментальных данных и вышеописанной простой модели, с предположением В. Г. Соловьева и др. [5] о природе уровня при энергии 1538, 4 кэв в ядре ^{163}Er . Анализ экспериментальных данных о свойствах рассматриваемых состояний показывает, что с помощью такой простой модели возможно объяснить разрядку всех известных в настоящее время трехквазичастичных состояний.

ВЫВОДЫ

Среди возбужденных состояний деформированных ядер с нечетными массовыми числами в области $150 < A < 190$ наблюдается ряд уровней, имеющих трехквазичастичную природу. Все до сих пор обнаруженные уровни трехквазичастичной природы принадлежат к типу $(2n, p)$ и $(2p, n)$. Пока нет ни одного трехквазичастичного уровня типа $(3n)$ и $(3p)$. Энергии трехквазичастичных уровней удовлетворительно согласуются с рассчитанными по сверхтекучей модели энергиями центров тяжести трехквазичастичных состояний.

Имеющиеся экспериментальные данные о расщеплении трехквазичастичных состояний качественно удовлетворительно объясняются расчетами, проведенными в работе [7] с учетом взаимодействия квазичастиц. Однако количественного согласия не наблюдается.

Экспериментальные данные о разрядке состояний, проявляющих трехквазичастичную природу, позволяют более детально проана-

лизировать структуру этих состояний. Изомерные трехквaziчастичные состояния с высокими значениями спина являются в высокой степени чистыми трехквaziчастичными. В то же время состояния с малыми значениями спина имеют заметные примеси колебательных состояний.

Представляет значительный интерес получение новых экспериментальных данных о трехквaziчастичных состояниях. Здесь, очевидно, большое значение будет иметь обнаружение новых трехквaziчастичных состояний при исследовании ядерных реакций и, в частности, возможность обнаружить состояния типа $(3p)$ и $(3n)$ в реакции (γ, n) . При исследовании β -распада ядер, удаленных от линии стабильности, может быть обнаружено большое число трехквaziчастичных состояний, заселяющихся разрешенным незадержанным β -распадом.

Исследования трехквaziчастичных состояний важны для выяснения вопроса о том, в какой степени квазичастичная природа уровней ядер сохраняется при высоких энергиях возбуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Соловьев В. Г. Влияние парных корреляций сверхпроводящего типа на свойства атомных ядер. М., Госатомиздат, 1963.
2. Nathan O., Nilsson S. G. In Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy. Edited by K. Siegbahn.
3. Соловьев В. Г. В сб. «Структура сложных ядер». М., Атомиздат, 1966, стр. 38.
4. Soloviev V. G., Vogel P. Nucl. Phys., A92, 449 (1967).
5. Соловьев В. Г. и др. «Изв. АН СССР. Серия физ.», 31, 518 (1967).
6. Соловьев В. Г. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 43, 246 (1962).
7. Пятков Н. И., Чернышев А. С. «Изв. АН СССР. Серия физ.», 28, 1173 (1964).
8. Громов К. Я. В сб. «Структура сложных ядер», М., Атомиздат, 1966, стр. 299.
9. Соловьев В. Г. Mat.-fys. Skr. dan. vid. selskab, 1, No. 11 (1961); «Изв. АН СССР. Серия физ.», 25, 1198 (1961).
10. Bonch-Osmolovskaja N. A. et al. Nucl. Phys., 81, 225 (1966).
11. Preibisz Z. et al. Phys. Lett., 14, 206 (1965).
12. Ekstrom C. et al. Phys. Lett., 26, B 146 (1968); Erratum Phys. Lett., 26, B 387 (1968).
13. Jorgensen M. et al. Phys. Lett., 1, 321 (1962).
14. Пекер Л. К. «Изв. АН СССР. Серия физ.», 28, 306 (1964).
15. Gallagher C. J., Soloviev V. G. Mat.-fys. Skr. dan. vid. selskab, 2 (1962).
16. Funke L. et al. Nucl. Phys., 84, 424 (1966).
17. Соловьев В. Г. и др. «Докл. АН СССР», 189, 987 (1969).
18. Арльт Р. и др. Препринт ОИЯИ Р6-4635, Дубна, 1969.
19. Абдуразаков А. А. и др. Программа и тезисы докладов XX ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Ленинград. Л., «Наука», 1970.
20. Funke L. et al. Dissertation, Dresden, 1966.
21. Абдумаликов А. А. и др. Препринт ОИЯИ 6-4393, Дубна, 1969.
22. Гнатович В. и др. «Изв. АН СССР. Серия физ.», 31, 587 (1967).
23. Абдуразаков А. А. и др. Программа и тезисы докладов XX ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Ленинград. Л., «Наука», 1970.

24. Kursecwicz W. et al. Nucl. Phys., A 108, 434 (1968).
25. Funke L. et al. Nucl. Phys., A 130, 333 (1969).
26. Kristensen L. et al. Phys. Lett., 8, 57 (1964).
27. Bodenstedt E. et al. Z. Phys., 190, 60 (1966).
28. Громов К. Я. и др. «Ядерная физика», 2, 783 (1965).
29. Alexander P. et al. Phys. Rev., 133, B 284 (1964).
30. Johansen H. S. et al. Phys. Lett., 8, 61 (1964).
- 31a. Sheline R. K. Proceed. Dubna Symp., 1968, p. 71.
- 31b. Бейтинь М. Р. Программа и тезисы докладов XIX ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Ереван. Л., «Наука», 1969.
32. E m t o t M. J. et al. Phys. Lett., 20, 56 (1966).