

α -, β - И γ -ПЕРЕХОДЫ, СОПРОВОЖДАЮЩИЕСЯ ИЗМЕНЕНИЕМ ФОРМЫ ЯДРА

Ю. П. Гангровский

Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна

Анализируются вероятности α -, β - и γ -переходов, сопровождающиеся изменением деформации ядра. Рассматриваются три области, где такие переходы могут иметь место: переходные ядра, ротационные полосы в сферических ядрах, спонтанно-делящиеся изомеры. В первых двух областях изменение деформации ядра оказывает слабое влияние на вероятность перехода. В то же время при распаде и заселении спонтанно делящихся изомеров переходы сопровождаются большим запретом.

The probabilities of α -, β - and γ -transitions accompanied by changes in nuclear deformation have been analyzed for the following three regions: transitional nuclei, rotational bands and spontaneously fissioning isomers. In the first and second regions changes in nuclear deformation slightly affect the transition probability, whereas these transitions are strongly forbidden in the decay and population of fissioning isomers.

ВВЕДЕНИЕ

Атомное ядро характеризуется сложной формой распределения заряда и ядерного вещества. Большинство ядер имеет отличные от нуля квадрупольные моменты; упругое и неупругое рассеяние частиц на ядрах правильно описывается лишь для сложного ядерного потенциала. Форму таких ядер можно описать с помощью выражения

$$R(\vartheta) = R_0(1 + \beta_2 Y_2(\vartheta) + \beta_4 Y_4(\vartheta) + \dots), \quad (1)$$

где R_0 — радиус сферического ядра; $Y_n(\vartheta)$ — сферические гармоники; β_n — параметр деформации n -го порядка.

Для большинства ядер определяющим является параметр квадрупольной деформации, достигающий значений 0,2—0,3. Однако и параметры деформации более высоких порядков имеют конечное значение. Например, для изотопа ^{238}U из экспериментов по неупругому рассеянию α -частиц было получено, что $\beta_2 = 0,23$;

$\beta_4 = 0,055$ и $\beta_6 = -0,018$ [1]. В некоторых случаях для описания спектров возбужденных состояний приходится предполагать отклонения формы ядра от аксиальной симметрии.

Форма ядра может меняться с изменением числа протонов и нейтронов, а также при возбуждении. Переходы между состояниями с различной формой ядра будут иметь ряд особенностей. Более слабое перекрытие волновых функций начального и конечного состояний приводит к задержке переходов. Можно ожидать, что эта задержка будет тем больше, чем сильнее различаются по форме оба состояния. Однако реальная ситуация в ядре может оказаться значительно сложнее. Состояния с различной формой, как правило, имеют и разную структуру. Эти изменения структуры при переходах приводят к различного рода запретам. Хорошо известны запреты, связанные с изменением орбитального момента, числа и положения неспаренных квазичастиц, квантового числа K (проекция спина на ось симметрии ядра) и других асимптотических квантовых чисел. Практически все переходы, связанные с изменением формы ядра, сопровождаются каким-либо из этих запретов. Для конкретного перехода обычно не представляется возможным четко разделить запреты, связанные с изменением формы ядра и с другими факторами. Требуется анализ большого экспериментального материала, чтобы разделить эти эффекты.

К настоящему времени наиболее изученной является квадрупольная деформация ядра. Имеется большой экспериментальный материал по квадрупольным моментам основных и возбужденных состояний ядер [2—5]. Из экспериментов по неупругому рассеянию также можно получить достаточно определенные сведения о знаке и значении квадрупольной деформации ядра [6]. Имеются целые области ядер, форму которых можно представить как эллипсоид с отношением полуосей 2 : 3. Нижние возбужденные состояния — результат вращения такого ядра, и вероятности переходов между ротационными состояниями определяются внутренним квадрупольным моментом ядра.

В то же время сведения о параметрах деформации более высоких порядков значительно беднее. Лишь для сравнительно небольшого числа ядер определены параметры гексадекапольной деформации (при исследовании неупругого рассеяния заряженных частиц [7—9], а также при измерениях энергий переходов в μ -мезоатомах [10]). Поэтому в данном обзоре представлены экспериментальные данные об α -, β - и γ -переходах, которые связаны с изменением квадрупольной деформации ядра. Рассматриваются три области ядер, где имеют место такие переходы:

- 1) переходные ядра от явно деформированных к сферическим ядрам;
- 2) ротационные полосы в сферических ядрах;
- 3) спонтанно делящиеся изомеры.

Анализируется зависимость приведенной вероятности перехода (или приведенной ширины), которая не зависит от энергии перехода, от изменения параметра квадрупольной деформации ядра β_2 . Последний определяется из внутреннего квадрупольного момента ядра Q_0 в предположении, что ядро представляет собой эллипсоид вращения:

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} ZR_0^2\beta_2 (1 + 0,16\beta_2 + \dots), \quad (2)$$

где Z и R_0 — заряд и радиус ядра. Указанное предположение означает, что в выражении (1), описывающем форму ядра, все значения β_n , кроме β_2 , равны 0.

1. ПЕРЕХОДНЫЕ ЯДРА

Хорошо известны области (например, с $A \geq 220$ или $150 \leq A \leq 190$), в которых ядра имеют статическую равновесную деформацию. Переход от деформированной формы к сферической в одних случаях происходит достаточно резко (например, при числе нейтронов 90), в других более плавно. На рис. 1—3 представлена зависимость параметра квадрупольной деформации β_2 от массового числа для ядер, лежащих на границах указанных выше областей. Значения β_2 получены с помощью выражения (2). Для большинства ядер внутренние квадрупольные моменты определялись измеренными в эксперименте приведенными вероятностями переходов между уровнями ротационной полосы:

$$B(E2I_i \rightarrow I_f) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 (I_i K 20 | I_f K), \quad (3)$$

где I_i, I_f — спины начального и конечного состояний; K — проекция спина на ось симметрии ядра. В некоторых нечетных ядрах, когда невозможно выделить уровни ротационной полосы, использовался спектроскопический квадрупольный момент, который определяется взаимодействием ядра с градиентом внешнего электрического поля. Спектроскопический момент связан с внутренним соотношением

$$Q_s = Q_0 I (2I - 1) / [(I + 1)(2I + 3)]. \quad (4)$$

Для ряда ядер, представленных на рис. 1—3, известен параметр гексадекапольной деформации β_4 . Учет его несколько изменяет значения β_2 (до 10%). Однако для определенности все значения β_2 получены в предположении $\beta_4 = 0$.

Ядра в районе $A = 220$ и 190 могут испытывать α -распад, а в районе 150 — β -распад. Из рис. 1—3 видно, что имеется целый ряд α - и β -переходов, при которых изменение β_2 достигает $\sim 0,1$, т. е. 30—50% его полного значения. Необходимо при этом отме-

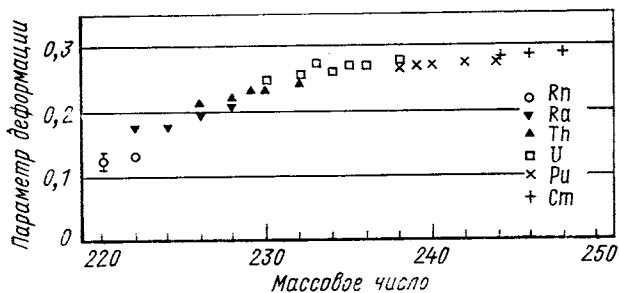


Рис. 1. Зависимость параметра квадрупольной деформации от массового числа для ядер с $A=220-248$

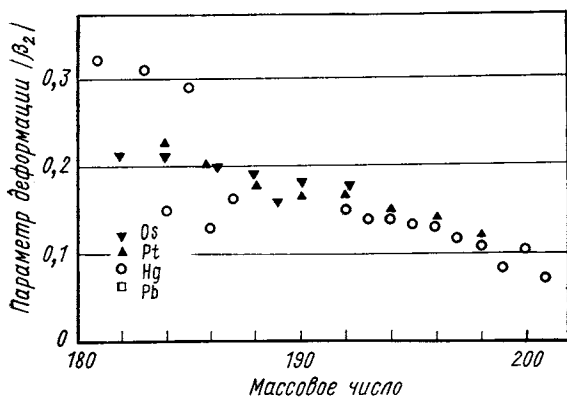


Рис. 2. Зависимость параметра квадрупольной деформации от массового числа для ядер с $A=174-200$

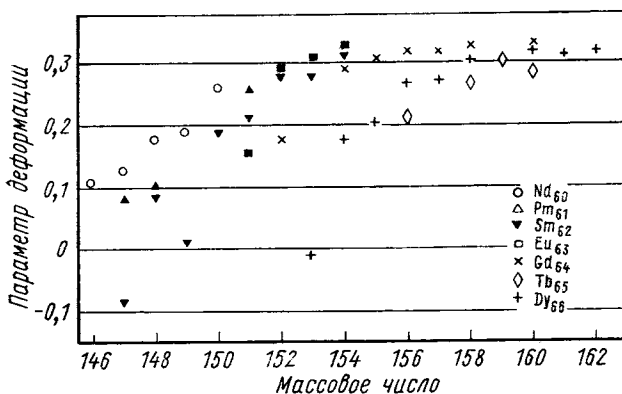


Рис. 3. Зависимость параметра квадрупольной деформации от массового числа для ядер с $A=146-162$

тить, что изменение статической деформации может быть еще больше, так как определяемый выражением (3) внутренний квадрупольный момент может отражать и динамическую деформацию ядра. На рис. 4 представлены значения β_2 , полученные из измерений времен жизни первых уровней четно-четных ядер [4] и спектроскопических моментов (при исследовании эффекта реориентации в кулоновском возбуждении [5]). Видно, что в то время как для

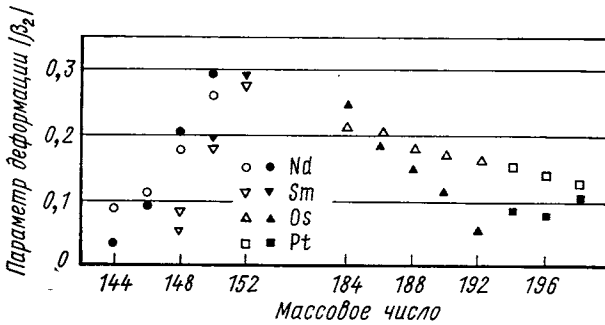


Рис. 4. Значения параметров деформации, определенных из времен жизни уровней (светлые точки) и эффекта реориентации при кулоновском возбуждении (черные точки), для изотопов Nd, Sm, Pt и Os

деформированных ядер оба значения β_2 совпадают (деформация ядра статическая), при переходе к сферическим ядрам разница между параметрами увеличивается. Это означает, что в переходных ядрах статическая деформация составляет лишь часть полной.

α -Распад. Вероятность α -распада характеризуется приведенной шириной δ_α^2 , которая не зависит от энергии α -перехода [15]. Зависимость α -ширины от массового числа для изотопов Rn, Ra, Th, Pu, U и Cm (как четных, так и нечетных) представлена на рис. 5. Значения δ_α^2 взяты из работы [12] или вычислены по методу, описанному в этой работе. Из рис. 5 видно, что для переходов без изменения спина и четности приведенная α -ширина практически одинакова как для изотопов Pu и Cm, где не происходит изменения деформации, так и для изотопов Th и Ra, при α -распаде которых параметр деформации уменьшается на 0,04—0,06. Такая же ситуация имеет место и для ядер с нечетным Z , которые не представлены на рис. 5. Отсюда можно заключить, что указанные изменения деформации ядра не приводят к заметному уменьшению приведенной α -ширины.

В случае α -переходов с изменением спина и четности приведенные α -ширины, естественно, меньше. На рис. 5 представлены α -ширины для переходов с $\Delta I = 2$ (без изменения четности) и $\Delta I = 1$ (с изменением четности). Видно, что в этом случае, как

и следует ожидать, α -ширина меньше в 100—1000 раз, чем для α -переходов в четно-четных ядрах, и это соотношение остается практически одинаковым для всей рассматриваемой области (независимо от изменения деформации). Однако для некоторых ядер α -переходы с $\Delta I = 1$ или 2 характеризуются аномально

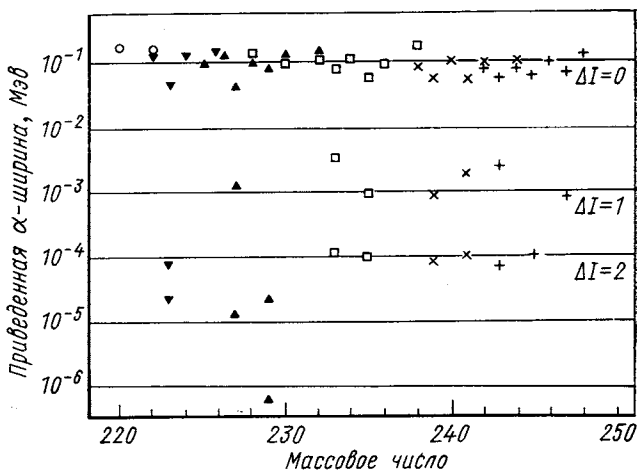


Рис. 5. Зависимость приведенной α -ширины от массового числа для ядер с $A = 220 \div 248$.

Обозначения те же, что и на рис. 1

низкими (в 10^4 — 10^5 раз) значениями δ_α^2 . Все эти переходы (на некоторые из них обратил внимание Б. Т. Гейликман [13]) представлены в табл. 1. Хотя параметры деформации некоторых начальных и всех конечных состояний неизвестны, можно предполагать, что они соответствуют систематике β_2 на рис. 1. В этом случае изменение β_2 , как уже отмечалось ранее, составляет 0,04—0,06

Таблица 1

α -Переходы с большим запретом в нечетных ядрах [10]

α -Переход	I_i^π	I_f^π	E_f , кэв	I_α , %	$\delta_\alpha^2/(\delta_\alpha^2)_{r-r}$
$^{229}\text{Pa} \rightarrow ^{225}\text{Ac}$	$5/2^+$ [642]	$3/2^-$ [532]	0	$< 0,5$	$< 5 \cdot 10^{-4}$
	$5/2^+$ [642]	$3/2^+$ [651]	40	0,2	$3 \cdot 10^{-4}$
$^{229}\text{Th} \rightarrow ^{225}\text{Ra}$	$5/2^+$ [633]	$3/2^+$	0	0,01	$6 \cdot 10^{-6}$
	$5/2^+$ [633]	$3/2^+$	42,8	0,24	$2 \cdot 10^{-4}$
$^{227}\text{Th} \rightarrow ^{223}\text{Ra}$	$3/2^+$ [631]	$3/2^-$	50,2	$2,5 \cdot 10^{-3}$	10^{-4}
$^{223}\text{Ra} \rightarrow ^{219}\text{Rn}$	$7/2^+$	$5/2^+ - 9/2^+$	0	$8 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-4}$
	$7/2^+$	$5/2^+ - 9/2^+$	14,4	$3,2 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$

и не приводит к заметному уменьшению δ_{α}^2 . Аномально высокий запрет для переходов, представленных в табл. 1, связан или с необычной формой конечных состояний, или с тем, что изменение деформации приводит к существенному изменению структуры конечных состояний. Более вероятным является второе предполо-

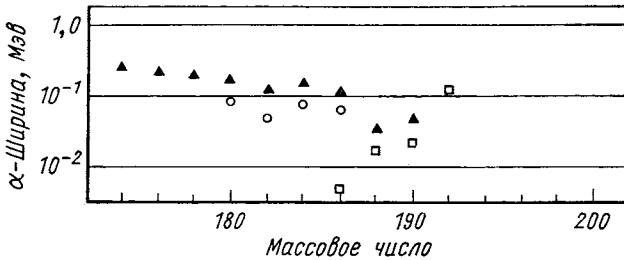


Рис. 6. Зависимость приведенной α-ширины от массового числа для ядер с $A = 174 \div 200$.

Обозначения те же, что и на рис. 2

жение, так как необычная форма состояний привела бы к запрету и для переходов с этих состояний, чего не наблюдается (подобные состояния не являются изомерными).

Зависимость α-ширины от массового числа для изотопов Рb, Hg и Pt приведена на рис. 6. Для данной области ядер имеется меньше экспериментальных результатов [14, 15], поэтому рассматриваются только четно-четные ядра. В отличие от рассмотренных выше ядер с $Z = 86 \div 96$, в данной области наблюдается значительно большее изменение δ_{α}^2 (от 0,004 Мэв для ^{186}Pb до 0,27 Мэв для ^{174}Pt). При этом обнаруживается различное поведение приведенной α-ширины для указанных элементов: с уменьшением A значения δ_{α}^2 падают для изотопов Рb, остаются постоянными для изотопов Hg и растут для изотопов Pt. Такое поведение δ_{α}^2 можно объяснить изменением квадрупольной деформации в данной области ядер:

1) во всей рассматриваемой области A изотопы Рb, по-видимому, имеют сферическую форму. В то же время в изотопах Hg с уменьшением A происходит рост деформации, следовательно, растет и разница в деформациях при α-переходах. При α-распаде ^{186}Pb разница значений β_2 уже достигает 0,20—0,25, и это может объяснить понижение значений δ_{α}^2 ;

2) в изотопах Pt деформация растет с уменьшением A так же, как и в изотопах Hg. Разница деформаций между изотопами Pt и Hg меняется мало, и это приводит к близким значениям δ_{α}^2 для различных A ;

3) изотопы Pt с $A = 188$ и 190 имеют меньшую деформацию, чем изотопы Os, которые относятся к деформированным ядрам.

При $A = 186$ в изотопах Pt происходит переход к сфероидальной форме, поэтому при $A \leq 186$ разница деформаций между изотопами Pt и Os становится малой и приводит к росту значений δ_{α}^2 .

Согласно теоретическим расчетам [16], изотопы Pt и Hg имеют при $A > 186$ сплюснутую форму, а при $A \leq 186$ — вытянутую. В то же время в изотопах Pb и Os знак деформации в данном диапазоне A не меняется. Если это действительно имеет место, то при α -распаде изотопов Pb ($A \geq 190$) и Pt ($A \geq 188$) меняется не

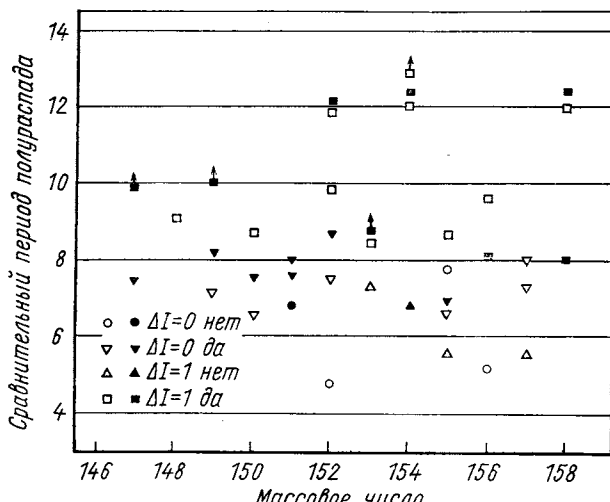


Рис. 7. Зависимость сравнительного периода β -распада от массового числа для ядер с $A = 146 \div 162$: черные точки соответствуют $\Delta\beta_2 > 0,05$; светлые — $\Delta\beta_2 < 0,05$

только значение деформации, но и ее знак. Однако из рис. 6 видно, что при этих значениях A не происходит заметного изменения приведенной α -ширины.

Таким образом, несмотря на заметное изменение параметра квадрупольной деформации в данной области ядер (вплоть до 0,20—0,25), изменения δ_{α}^2 не превышают 10—20.

β -Распад. В ядрах с $A = 145 \div 155$ изменение деформации может происходить при β -распаде. Из рис. 3 видно, что в некоторых случаях параметры квадрупольной деформации соседних ядер, между которыми происходят β -переходы, различаются на 0,05—0,1. Э. Е. Берлович уже отмечал [19], что такие изменения β_2 могут привести к задержке β - и γ -переходов в указанной области ядер, о чем можно судить из рис. 7. На рисунке систематизированы значения сравнительных периодов полураспада fT в диапазоне

массовых чисел 146—160 [18—20]. Все значения ft разбиты на две группы: в одной изменение параметра деформации при β -переходе больше 0,05, а в другой — меньше этого значения. В тех случаях, когда параметр деформации неизвестен, он находился интерполированием известных данных (см. рис. 3) в предположении плавной зависимости β_2 от A . Это предположение может не выполняться (особенно для возбужденных состояний), из-за чего снижается достоверность отнесения значений ft к той или иной группе. Однако таких случаев немного и они не могут исказить общей картины. Из рис. 7 можно видеть, что β -переходы, сопровождающиеся большим изменением деформации (черные точки), имеют большие значения ft . В среднем это превышение для переходов с одинаковым изменением спина и четности составляет около 10. В то же время разброс ft для переходов одного типа превышает данное значение. Это может означать, что различные запреты, связанные с изменением структуры состояний, влияют на вероятность β -переходов сильнее, чем изменение деформации ядра.

Значения $\lg ft$ для β -распада нечетно-нечетных ядер на уровни основной ротационной полосы двух соседних четно-четных ядер, имеющих различную деформацию, приведены в табл. 2. В данном случае начальное состояние одно и то же, а конечные состояния имеют близкую структуру. Поэтому должно более четко проявиться влияние деформации на вероятность β -перехода. Видно, что при β -распаде основного состояния ^{152}Eu на уровни 2^+ и 4^+ ^{152}Gd , когда $\Delta\beta_2 = 0,12$, значения $\lg ft$ выше соответственно на 0,2 и 0,8, чем для β -переходов на такие же уровни ^{152}Sm (в этом случае β_2 практически не меняется). Обратная ситуация имеет место при β -распаде изомерного состояния ^{152}Eu , имеющего значительно меньшую деформацию. Значения $\lg ft$ для переходов на уровни 0^+ и 2^+ сильнодеформированного ядра ^{152}Sm выше соответственно на 1,1 и 0,1, чем для переходов на уровни слабодеформированного ядра ^{152}Gd . Однако из табл. 2 можно видеть, что такие же различия $\lg ft$ наблюдаются и в тех случаях, когда β -переходы на оба ядра сопровождаются небольшим ($\sim 0,03$) изменением параметра деформации. Это означает слабое влияние изменения деформации ядра на вероятность β -распада в переходных ядрах.

γ -Распад. В переходных ядрах наблюдается целый ряд возбужденных состояний, деформация которых заметно отличается от деформации основного состояния. В некоторых случаях эта деформация измерена, например, в ^{149}Sm по спектроскопическому квадрупольному моменту [2], а в ^{151}Eu — по изомерному сдвигу в μ -мезоатоме [24]. В остальных случаях об изменении деформации можно судить из косвенных данных: сечения (t, p) - или (p, t) -реакций, момент инерции ядра в возбужденном состоянии (эти данные получены для изотопов ^{150}Sm , ^{152}Sm [2,22] и ^{151}Eu [23]). Параметры квадрупольной деформации для основных и возбуж-

Таблица 2
Сравнительные периоды полураспада для β -переходов на уровни ротационной полосы чётно-чётных ядер

β -Переход	I_i^π	β_2^i	β_2^f	$\lg \tau$			
				0+	2+	4+	—
$^{150}\text{Eu} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$	(0-, 1-)	(0,15)	$0,180 \pm 0,005$	7,5	8,5	—	—
$^{150}\text{Gd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$			$0,40 \pm 0,01$	6,5	9,2	—	—
$^{152}\text{Pm} \rightarrow ^{152}\text{Nd}$	1+	(0,30)	(0,30)	4,8	—	—	—
$^{152}\text{Sm} \rightarrow ^{152}\text{Sm}$			$0,285 \pm 0,005$	6,5	—	—	—
$^{152}\text{Sm} \rightarrow ^{152}\text{Sm}$			$0,285 \pm 0,005$	—	11,9	11,5	—
$^{152}\text{Eu} \rightarrow ^{152}\text{Gd}$	3-	$0,29 \pm 0,02$	$0,47 \pm 0,01$	—	12,1	12,3	—
$^{152}\text{Sm} \rightarrow ^{152}\text{Sm}$			$0,285 \pm 0,005$	8,6	8,5	—	—
$^{152}\text{Eu} \rightarrow ^{152}\text{Gd}$	0-	(0,20)	$0,47 \pm 0,01$	7,5	8,4	—	—
$^{154}\text{Eu} \rightarrow ^{154}\text{Sm}$			$0,345 \pm 0,005$	—	12,4	13,7	—
$^{154}\text{Gd} \rightarrow ^{154}\text{Gd}$	3-	$0,33 \pm 0,04$	$0,290 \pm 0,005$	—	> 12,9	12,5	—
$^{158}\text{Gd} \rightarrow ^{158}\text{Gd}$			$0,325 \pm 0,005$	—	12,4	12,1	—
$^{158}\text{Tb} \rightarrow ^{158}\text{Dy}$	3-	$0,26 \pm 0,04$	$0,295 \pm 0,006$	—	12,0	12,7	—

Примечание. В скобках даны оцененные из систематики (см. рис. 2) значения β_2 .

денных состояний таких ядер и приведенных вероятностей переходов между этими состояниями (в одночастичных единицах по Байскопфу) даны в табл. 3. Из табл. 3 видно, что, хотя изменения β₂

Таблица 3

Радиационные переходы между состояниями с различной деформацией ядра [20]

Ядро	I_i^π	β_2^i	$E_f, \text{кэВ}$	I_f^π	$T_{1/2}, \text{сек}$	β_2^f	$E_{\lambda+M_{\lambda}}$	$B(\lambda), \text{W.u}$
¹⁴⁹ Sm	7/2 ⁻	0,01	22	5/2 ⁻	$7,1 \cdot 10^{-9}$	0,1	$E2 + M1$	27
¹⁵⁰ Sm	0 ⁺	0,19	1255	0 ⁺	$< 10^{-8}$	(0,25)	$E2$	$> 10^{-3}$
¹⁵² Sm	0 ⁺	0,28	1083	0 ⁺	$< 10^{-8}$	(0,21)	$E2$	$> 10^{-3}$
¹⁵¹ Eu	5/2 ⁺	0,16	196	3/2 ⁺	$2,4 \cdot 10^{-10}$	0,22	$E2 + M1$	2,5
¹⁵² Eu	3 ⁺	0,29	261	5/2 ⁺	10^{-8}	(0,25)	$E2 + M1$	10^{-2}
			49	0 ⁻	$> 1,5 \cdot 10^{10}$	(0,20)	$M3$	$< 10^{-6}$

Примечание. В скобках даны оцененные значения β₂.

при γ-переходах во всех случаях близки (~0,1), значения $B(\lambda)$ обнаруживают большой разброс: от ускоренного $E2$ -перехода в ¹⁴⁹Sm (27 W.u) до сильно задержанного $M3$ -перехода в ¹⁵²Eu ($< 10^{-6}$ W.u). Такой разброс значений $B(\lambda)$, очевидно, связан с различным характером γ-переходов и разным изменением структуры состояний. Эти факторы, по-видимому, оказывают большее влияние на вероятность перехода, чем изменение деформации ядра.

Более полные данные имеются для γ-переходов с изомерного состояния 11/2⁻. В деформированных ядрах это известное одночастичное состояние [505]. Однако оно имеется и в переходных ядрах. Построенная на нем ротационная полоса указывает на большую деформацию ядра в этом состоянии. Параметр деформации можно оценить из известного соотношения

$$\beta_2 = (1255/[6(\hbar^2/2J) A^{7/3}])^{1/2}, \tag{5}$$

где J — момент инерции ядра для данной ротационной полосы. С уровня 11/2⁻ происходит $E2$ -переход на одно из нижних возбужденных состояний (со спином 7/2⁻). Характеристики уровней 11/2⁻ в изотопах Sm, Gd, Dy и Er с числом нейтронов от 87 до 93, параметры деформации основного и возбужденного состояний, а также приведенные вероятности $E2$ -переходов с изомерного уровня представлены в табл. 4. Видно, что $E2$ -переходы задержаны и с ростом A , когда увеличивается деформация ядра в основном состоянии, а разница в деформации основного и возбужденного состоя-

Таблица 4

Значения $B(E2)$ для переходов с изомерных уровней $11/2^-$ [505]

Ядро	$J\pi$	β_2^{gr}	$E_{is}, \text{ кэв}$	$T_{1/2}, \text{ сек}$	β_2^{is}	$B(E2)^+ / \text{W. u.}$
$^{151}_{87}\text{Gd}$	$7/2^-$	(0,12)	1210	$< 5 \cdot 10^{-8}$	0,29	$> 10^{-4}$
$^{151}_{89}\text{Sm}$	$5/2^-$ [523]	0,21	261	$1,4 \cdot 10^{-5}$	0,33	$8 \cdot 10^{-3}$
$^{153}_{89}\text{Gd}$	$3/2^-$ [521]	(0,20)	171	$7,7 \cdot 10^{-5}$	0,32	$8 \cdot 10^{-4}$
$^{155}_{89}\text{Dy}$	$3/2^-$ [521]	0,19	233	$6 \cdot 10^{-6}$	0,31	$3 \cdot 10^{-3}$
$^{157}_{91}\text{Dy}$	$3/2^-$ [521]	0,27	199	$2,1 \cdot 10^{-2}$	0,33	$1,2 \cdot 10^{-5}$
$^{159}_{93}\text{Dy}$	$3/2^-$ [521]	(0,30)	354	$1,1 \cdot 10^{-4}$	0,34	10^{-5}
$^{191}_{93}\text{Er}$	$3/2^-$ [521]	(0,30)	397	$7,5 \cdot 10^{-6}$	0,33	10^{-4}

ний падает, этот запрет растет. Такая задержка для переходов объясняется известным запретом по квантовому числу K . Действительно, приведенные в табл. 4 ядра с $N \geq 89$ имеют большую квадрупольную деформацию, и их нижние уровни образуют ротационную полосу с $K = 3/2^-$. При $E2$ -переходе с изомерного уровня ($K = 11/2^-$) на уровень $7/2^-$ этой ротационной полосы $\Delta K = 4$, а $\Delta K - \lambda = 2$ (λ — мультипольность перехода). Из систематики $E2$ -переходов известно, что такое изменение $\Delta K - \lambda$ приводит к запрету в 10^4 раз. Приведенные в таблице значения $B(E2)$ можно объяснить этим запретом. С уменьшением деформации ядра роль квантового числа K падает и связанный с ним запрет снижается. Из представленной в табл. 4 зависимости видно, что запрет по квантовому числу K оказывается сильнее, чем запрет, связанный с изменением деформации ядра.

Ядро ^{151}Gd относится, по-видимому, уже к сферическим ядрам (в нем не наблюдается ротационной полосы, построенной на основном состоянии). Роль квантового числа K должна быть малой. Однако в данном ядре известен лишь верхний предел времени жизни уровня $11/2^-$, и это не позволяет судить о значении запрета для $E2$ -перехода с данного уровня.

2. РОТАЦИОННЫЕ ПОЛОСЫ В СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

Уже давно отмечалось [27], что в целом ряде сферических ядер наблюдаются системы уровней, последовательность спинов и интервалы энергий в которых соответствуют ротационным полосам. Измерения времени жизни уровней данных полос показали, что ядро в этих состояниях имеет большой квадрупольный момент, которому соответствует параметр деформации $\beta_2 = 0,3 \div 0,5$.

Примеры ротационных полос в ядрах ^{40}Ca , ^{44}Sc , ^{115}In даны на рис. 8—10. В дважды магическом ядре ^{40}Ca , которое является

сферическим в основном состоянии, можно выделить три ротационные полосы (две из них основаны на уровнях 0^+ и одна на уровне 2^+). Измерения времен жизни уровней ротационных полос показали, что ядро ^{40}Ca в этих состояниях имеет внутренний квадрупольный момент $1,2-1,7 e \cdot \text{барн}$ и параметр деформации $\beta_2 \approx 0,4 \div 0,5$.

Такие же ротационные полосы обнаружены и в других четно-четных изотопах Ca, а также в изотопах Ar, Ti, Ge, Se, Zr, Mo,

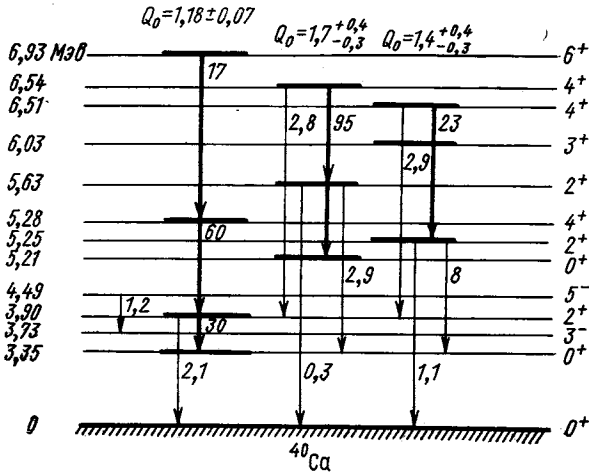


Рис. 8. Схема нижних уровней ^{40}Ca :

толстые линии — уровни ротационной полосы и переходы между ними; цифры у стрелок — значения B ($E\lambda$) в одночастичных единицах

Hg. Все эти полосы основаны на возбужденном состоянии со спином 0^+ и с энергией $0,5-1,0 \text{ Мэв}$. Измерения времен жизни уровней свидетельствуют о большой деформации ядра в этих состояниях, хотя в некоторых случаях параметр деформации меняется с энергией возбуждения.

Недавние исследования эффекта реориентации в кулоновском возбуждении показали, что спектроскопический квадрупольный момент первых уровней 2^+ невелик (параметр деформации не превышает $0,15$). Такой же, по-видимому, параметр деформации у данных ядер и в основном состоянии, что значительно меньше, чем для уровней ротационной полосы. В то же время ряд нерегулярностей в энергиях и времени жизни уровней указывает на то, что эти полосы имеют более сложную структуру. Возможно, что полученная из измерений времени жизни деформация ядра является динамической (связанной с большой амплитудой колебаний),

а не статической, как в хорошо известных областях деформированных ядер.

В последние годы ротационные полосы исследовались и в нечетных ядрах. В некоторых из них (^{44}Sc , ^{115}In , ^{117}In) методом возмущенных угловых корреляций измерены спектроскопические квадрупольные моменты одного из уровней ротационной полосы [28].

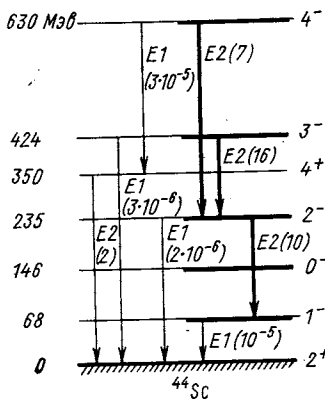


Рис. 9. Схема нижних уровней ^{44}Sc : обозначения те же, что и на рис. 8

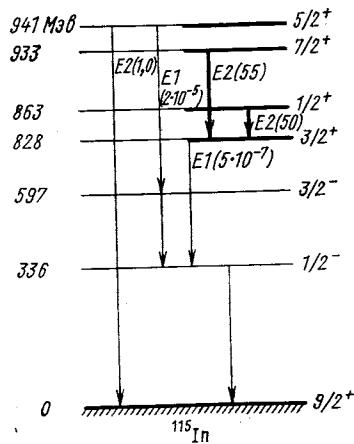


Рис. 10. Схема нижних уровней ^{115}In

Оказалось, что эти квадрупольные моменты хорошо согласуются с полученными из измерений времен жизни уровней ротационной полосы (табл. 5). Такое согласие значений квадрупольных моментов, а следовательно, и параметров деформации, определенных

Таблица 5

Квадрупольные моменты возбужденных состояний, измеренных различными способами

Ядро	Q_0^{gr} , е. барн	E_{ex} , кэв	J^π	Q_0^{ex} , е. барн	
				τ	ϕ
^{44}Sc	$0,34 \pm 0,03$ [2]	68	1^-	$0,8 \pm 0,1$ [52]	$1,05 \pm 0,10$ [28]
^{115}In	$1,3 \pm 0,1$ [2]	829	$3/2^+$	$2,6 \pm 0,3$ [53]	$3,0 \pm 0,4$ [28]
^{117}In	—	659	$3/2^+$	$3,2 \pm 0,2$ [54]	$2,9 \pm 0,4$ [28]

Примечание. τ — Измерение времен жизни уровней ротационной полосы; ϕ — измерение возмущенных угловых корреляций.

различными способами, указывает на статический характер деформации ядра в состояниях ротационной полосы.

Таким образом, в указанных выше ядрах существуют две системы уровней с заметно различающимися значениями параметра квадрупольной деформации. По крайней мере, в некоторых из этих ядер (см. табл. 5) такое различие имеет место и для статических деформаций. Радиационные переходы между уровнями разных систем будут сопровождаться значительным изменением деформации ядра. Из рис. 8 можно видеть значения приведенных вероятностей $E2$ -переходов между различными уровнями в ядре ^{40}Ca . Значения $B(E2)$ для переходов внутри полосы составляют несколько десятков одночастичных единиц. В то же время для переходов между разными полосами (при этом параметр деформации меняется мало) и для переходов между уровнями со спином 2^+ ротационных полос и основным состоянием (в этом случае $\Delta\beta_2 \approx 0,3 \div 0,4$) значения $B(E2)$ оказываются порядка одночастичных единиц. Такое соотношение между значениями $B(E2)$ свидетельствует о слабом влиянии изменения деформации ядра на вероятность радиационного перехода.

Из рис. 10 видно, что и в нечетном ядре ^{115}In приведенная вероятность $E2$ -перехода близка к одночастичной единице. В этом ядре измерены спектроскопические квадрупольные моменты основного состояния и уровня $3/2^+$ (829 кэв), на котором основана ротационная полоса, и изменение β_2 при переходе между этими состояниями составляет 0,10.

В ядре ^{44}Sc (см. рис. 9) имеют место $E1$ -переходы между уровнями ротационной полосы и основным состоянием. При этих переходах значения $B(E1)$ составляют 10^{-5} одночастичной оценки, а изменение параметра деформации — 0,15. Такие значения $B(E1)$ типичны для переходов в данной области ядер.

Наиболее изучены ротационные полосы в ядрах (как четных, так и нечетных) $f 7/2$ -оболочки. В четно-четных ядрах известны спектроскопические квадрупольные моменты первых уровней 2^+ (из измерений эффекта реориентации при кулоновском возбуждении [5]). Приведенные вероятности $E2$ -переходов на эти уровни с уровней со спинами 0^+ , 2^+ и 4^+ ротационной полосы для ряда ядер представлены в табл. 6. Значения β_2 для уровней 2^+ , а также для состояний ротационной полосы, усредненные по всем состояниям, для которых измерены времена жизни, позволяют судить об изменении деформации ядра при таких переходах. Видно, что значения $B(E2)$ лежат в пределах 1—10 одночастичных единиц.

В нечетных ядрах $f 7/2$ -оболочки уровни ротационной полосы связаны с основным состоянием $E1$ -переходами. Значения $B(E1)$ для этих переходов представлены в табл. 7. Можно видеть, что при изменении параметра деформации на 0,1—0,3 значения $B(E1)$ составляют 10^{-4} — 10^{-5} одночастичных единиц.

Таблица 6

Значения $B(E2)$ для переходов с уровней ротационной полосы на первый уровень 2^+ в четно-четных ядрах f 7/2-оболочки

Ядро	$\beta_2(2^+)$	$E(0^+)$, Мэв	$\bar{\beta}_2(\text{rot})$	$I_i \rightarrow I_f$ деф \rightarrow сф	$B(E2)$, W. u	Литература
^{38}Ar	0,16	3,38	0,36	$0^+ \rightarrow 2^+$ $2^+ \rightarrow 2^+$ $4^+ \rightarrow 2^+$	1,5 3,6 1,0	[55]
^{42}Ca	0,22	1,84	0,40	$0^+ \rightarrow 2^+$ $2^+ \rightarrow 2^+$ $4^+ \rightarrow 2^+$	10 12 2,3	[56]
^{44}Ti	0,20	1,90	0,32	$0^+ \rightarrow 2^+$ $2^+ \rightarrow 2^+$ $4^+ \rightarrow 2^+$	3 7 2,5	[57]

Таблица 7

Значения $B(E1)$ для γ -переходов с уровней ротационной полосы в основное состояние в нечетных ядрах f 7/2-оболочки [58]

Ядро	$\beta_2^{g,r}$	$E(3/2^+)$, кэв	$\bar{\beta}_2(\text{rot})$	$I_i \rightarrow I_f$ деф \rightarrow сф	$B(E1)$, W. u
^{43}Sc	0,16	151	0,25	$5/2^+ \rightarrow 7/2^-$	$1,1 \cdot 10^{-4}$
^{45}Sc	0,14	12	0,26	$5/2^+ \rightarrow 7/2^-$	$0,9 \cdot 10^{-4}$
^{47}Sc	0,14	767	0,29	$5/2^+ \rightarrow 7/2^-$	$1,5 \cdot 10^{-4}$
^{45}Ti	$\sim 0,01$	329	0,33	$7/2^+ \rightarrow 7/2^-$	$0,8 \cdot 10^{-5}$
^{47}V	—	260	0,34	$3/2^+ \rightarrow 3/2^-$ $5/2^+ \rightarrow 3/2^-$	$3,6 \cdot 10^{-4}$ $2,6 \cdot 10^{-4}$
^{49}V	—	748	0,28	$5/2^+ \rightarrow 7/2^-$	$1,0 \cdot 10^{-4}$

Для более тяжелых ядер данные не столь полные. Однако во всех случаях известные значения $B(E2)$ для переходов с уровней ротационной полосы в основное или первое возбужденное (2^+) состояние составляют несколько одночастичных единиц. Все эти примеры показывают, что практически нет запрета для радиационных переходов с уровней ротационных полос в состояния со значительно меньшей деформацией.

3. СПОНТАННО ДЕЛЯЩИЕСЯ ИЗОМЕРЫ

В тяжелых ядрах ($Z \geq 92$) наблюдаются изомерные состояния, основным видом распада которых является спонтанное деление (спонтанно делящиеся изомеры, открытые в ОИЯИ Г. Н. Флёрвым

и С. М. Поликановым с сотр. [29]). На рис. 11 показаны распространённость этих изомеров и их периоды полураспада. Исследования реакций образования спонтанно делящихся изомеров указали на их необычные свойства — сравнительно большую энергию

Z							$6 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-9}$	$8 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-9}$		Bk
96					$5 \cdot 10^{-8}$ 10^{-11}	$2 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-7}$ $4 \cdot 10^{-11}$	$8 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-8}$		Cm
		10^{-8}	$3 \cdot 10^{-5}$	$1,6 \cdot 10^{-7}$	$9 \cdot 10^{-4}$	$1,5 \cdot 10^{-6}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$7 \cdot 10^{-6}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-7}$	$7 \cdot 10^{-5}$	Am
94	$2 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-8}$ $4 \cdot 10^{-11}$	$9 \cdot 10^{-7}$ $8 \cdot 10^{-8}$	$8 \cdot 10^{-9}$ $7 \cdot 10^{-10}$	$8 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-9}$	$2,7 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-8}$ $3 \cdot 10^{-9}$	$6 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-10}$	$8 \cdot 10^{-8}$	Pu
			$4 \cdot 10^{-8}$									Np
92		10^{-7}		$2 \cdot 10^{-8}$								U
	236		238		240		242		244		A	

Рис. 11. Распространённость спонтанно делящихся изомеров и их времена жизни

(2,5—3,0 Мэв), малый спин (≤ 4), высокую энергию возбуждения, необходимую для заселения изомерного состояния ($\geq 5,5$ Мэв). Такие свойства могут характеризовать новый тип изомерных состояний.

Расчеты потенциальной поверхности, выполненные с помощью метода оболочечной поправки, предложенного В. М. Струтин-

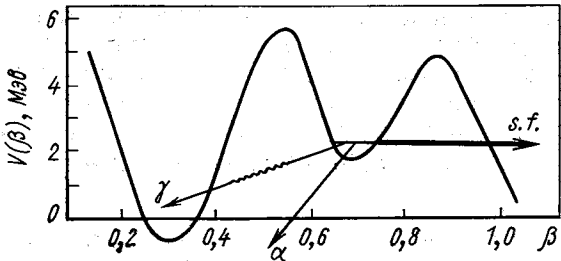


Рис. 12. Форма барьера деления тяжелых ядер и способы распада спонтанно делящихся изомеров

ским [30], показали, что она имеет сложную форму. При деформации, вдвое превышающей равновесную, может находиться второй минимум. В целом ряде ядер этот минимум достаточно глубокий, в нем имеется целая система уровней, нижний из которых является изомерным (рис. 12). Причина изомерии — большая разница деформаций и высокий потенциальный барьер, разделяющий основное и изомерное состояния (это приводит к очень слабому перекрытию волновых функций). Недавние измерения квадрату-

полных моментов спонтанно делящихся изомеров в ядрах ^{236}Pu ($Q_0^{is} = 37^{+14}_-8$ барн) [31] и ^{239}Pu ($Q_0^{is} = 34 \div 39$ барн) [32] показали, что эти величины в 3 раза выше, чем для основных состояний (например, для ^{239}Pu $Q_0^{gr} = 11,0$ барн [21]). Это соответствует параметру деформации ядра в изомерном состоянии $\sim 0,7$ (отношение полуосей эллипсоида составляет 1 : 2) по сравнению с $\beta_2 = 0,27$ для основного состояния.

Спонтанно делящиеся изомеры могут испытывать те же способы распада, что и тяжелые ядра (α -, β -, γ -излучения, спонтанное деление), и заселяться в результате переходов, связанных с испусканием этих видов излучения. Измерение вероятностей этих переходов позволит получить сведения о запрете для переходов, связанных с изменением деформации, значительно большим ($\sim 0,5$), чем в рассмотренных ранее случаях (переходные ядра и ротационные полосы в сферических ядрах).

α -Распад. Поиски α -излучения при распаде спонтанно делящихся изомеров были проведены в работах [33, 34]. Значительно большая (на 2,5—3,0 Мэв) энергия α -частиц по сравнению с переходами из основного состояния позволила достигнуть высокой чувствительности измерений. Однако во всех случаях результаты поисков были отрицательными. Верхние границы интенсивностей α -излучения с изомерных уровней и соответствующие им границы для приведенных α -ширин представлены в табл. 8, из которой видно, что для четно-четного ядра ^{236}U полученная граница $\delta_\alpha^{(2)}$ слишком высока, чтобы судить о значении фактора запрета. Для нечетных ядер ^{240}Am , ^{242}Am границы δ_α^2 значительно более низкие, однако в таких ядрах, как правило, имеет место запрет, связанный с изменением спина или четности ядра при α -переходе. Как видно из рис. 5, типичные значения δ_α^2 для нечетных ядер того же порядка, что и полученные границы для α -переходов с изомерных состояний ^{240}Am и ^{242}Am . Это не позволяет судить о значении фактора запрета, связанного с изменением деформации ядра, в нечетных ядрах.

Таблица 8

Значения приведенных ширин для α -распада спонтанно делящихся изомеров

Изомер	$T_{1/2}$, сек	E_α , Мэв	$\frac{W_\alpha}{W_\gamma + W_f}$	$T_{1/2}(\alpha)$, сек	δ_α^2 , Мэв	
					$\beta_2 = 0,3$	$\beta_2 = 0,7$
^{242}Am	$1,4 \cdot 10^{-2}$	8,5	$< 1,5 \cdot 10^{-2}$	> 1	$< 2 \cdot 10^{-3}$	$< 2 \cdot 10^{-6}$
^{240}Am	$9 \cdot 10^{-4}$	8,8	$< 2 \cdot 10^{-2}$	$> 5 \cdot 10^{-2}$	$< 10^{-2}$	$< 10^{-5}$
^{241}Pu	$2,7 \cdot 10^{-5}$	7,8	$< 4 \cdot 10^{-3}$	$> 7 \cdot 10^{-3}$	$< 10^3$	< 1
^{236}U	$1,1 \cdot 10^{-7}$	7,0	$< 3 \cdot 10^{-4}$	$> 3 \cdot 10^{-3}$	$< 3 \cdot 10^4$	$< 3 \cdot 10^1$

Однако при α -распаде спонтанно делящихся изомеров имеет место одна особенность, которая благоприятствует испусканию α -частиц. Значительно большая деформация ядра в изомерном состоянии приводит к тому, что для испускания α -частиц с полюсов ядра кулоновский барьер будет существенно ниже. Согласно работе [35], повышение вероятности испускания α -частиц с ростом параметра деформации (в предположении постоянства волновой функции на поверхности ядра) определяется выражением

$$\lambda_{\beta}/\lambda_0 = \left[\int_0^1 \exp \{8,5\beta_2 P_2(\cos \vartheta) d\vartheta\} \right]^2. \quad (6)$$

Согласно формуле (6), средняя проницаемость кулоновского барьера при изменении параметра деформации от 0,25 (основное состояние) до 0,7 (изомерное состояние) вырастет в 1000 раз. С учетом

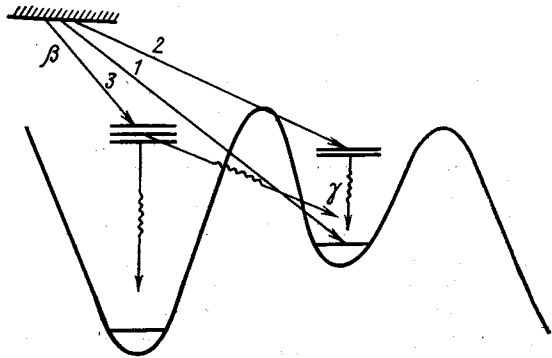


Рис. 13. Способы заселения спонтанно делящихся изомеров при β -распаде

этого граница для α -ширины для изомерных состояний ^{240}Am и ^{242}Am , как видно из табл. 8, достигнет 10^{-5} Мэв , что уже будет означать запрет для α -переходов с изомерного уровня.

β -Распад. Если энергия β -перехода больше энергии изомерного состояния, то энергетически возможно образование ядра в изомерном состоянии после β -распада. При этом возможны различные пути заселения изомерного уровня (рис. 13):

- 1) β -переход непосредственно в изомерное состояние;
- 2) β -переходы на уровни второго минимума с последующими γ -переходами в изомерное состояние;
- 3) β -переходы на уровни первого минимума с последующими γ -переходами на уровни (в том числе и на изомерный) второго минимума.

Первый и второй пути связаны с изменением деформации ядра при β -распаде, а третий — при γ -переходах. Этот путь заселения изомерного уровня не отличается от всех тех способов, когда возбуждение уровней первого минимума происходит в результате

ядерных реакций. Так как каждый из путей заселения изомерного состояния связан с изменением деформации ядра, то соотношение вероятностей для различных путей заселения будет определяться энергией β -распада и спинами начального и изомерного состояний. Если энергия β -распада мало превышает энергию изомерного уровня, а спины начального и конечного состояний близки, то наиболее вероятен первый путь. С увеличением энергии β -распада более вероятно заселение через возбужденные состояния первого и второго минимумов.

О делении после β -распада можно судить по выходу осколков деления, интенсивность которых меняется со временем в соответствии с периодом полураспада начального ядра. Это явление (запаздывающее деление) впервые наблюдалось в изотопах ^{232}Am , ^{234}Am и ^{228}Np [36, 37]. Однако во всех этих случаях в дочерних ядрах изомерные состояния неизвестны. Иная ситуация имеет место для запаздывающего деления нейтроноизбыточных изотопов Pa. В этих случаях в дочерних ядрах (^{238}U , ^{236}U) спонтанно делящиеся изомеры известны (см. рис. 11). Необходимо отметить, что наряду с делением из изомерного состояния возможно и мгновенное деление с уровней первого минимума, заселяемых при β -распаде. Однако в работах [38, 39] было показано, что при энергиях возбуждения ниже $4,5 \text{ Мэв}$ преобладающим является деление через изомерное состояние.

Свойства изученных изотопов Pa (спин и четность, период полураспада, полная энергия β -распада и доля β -переходов, сопровождающаяся делением [40]), а также значения $\lg ft$ для переходов на уровни первого и второго минимума приведены в табл. 9. Предполагалось, что структура возбужденных состояний в обоих минимумах подобна, поэтому во втором минимуме заселяются уровни с теми же квантовыми характеристиками, что и в первом (см. рис. 13). Из табл. 9 видно, что значения ft для переходов на

Таблица 9

Значения сравнительных периодов полураспада для β -переходов на уровни первого и второго минимумов

β -Переход и $T_{1/2}$, мин	$I_i \rightarrow I_f$	β_2	E_β , Мэв	I_β	$\lg ft$
$^{238}\text{Pa} \rightarrow ^{238}\text{U}$	$3^- \rightarrow 2^+$	0,3	2,9	$5 \cdot 10^{-2}$	7,3
2,3		0,7	0,5	10^{-8}	10,3
$^{236}\text{Pa} \rightarrow ^{236}\text{U}$	$1^- \rightarrow 0^+$	0,3	3,1	10^{-1}	7,5
9,1		0,7	0,6	10^{-9}	12,0

уровни второго минимума в $5 \cdot 10^4$ (^{236}Pa) и $6 \cdot 10^3$ (^{238}Pa) раз меньше, чем для переходов на такие же уровни первого минимума.

Эти значения и определяют фактор запрета для β -переходов, связанных с изменением деформации ядра. Поскольку, как уже выше отмечалось, возможны и другие пути заселения изомерного состояния, полученные значения следует рассматривать как нижние границы значений фактора запретов.

γ -Распад. Высокая энергия изомерных состояний открывает большие возможности для исследования различного рода γ -переходов, связанных с изменением деформации ядра. Однако исследование γ -излучения, испускаемого при разрядке спонтанно делящихся изомеров, представляет большие трудности. Сечение образования спонтанно делящихся изомеров много меньше сечений других реакций (в первую очередь реакции деления), поэтому γ -линии, связанные с распадом изомерного состояния, трудно увидеть на фоне интенсивного γ -излучения из осколков деления. При делении ядер образуются изотопы и изомеры со всевозможными периодами полураспада, в том числе и с близкими к периодам полураспада изучаемых спонтанно делящихся изомеров, и это еще более затрудняет идентификацию γ -линий. Из-за этих трудностей большинство попыток по поискам ветви γ -излучения при распаде спонтанно делящихся изомеров были неудачными. Только в работе [41] были обнаружены две линии с энергиями 2514 и 1879 кэв и интенсивностями соответственно 15 и 7 γ -квантов на акт спонтанного деления, которые были приписаны распаду спонтанно делящегося изомера ^{238}U . Этот результат подтвержден в работе [42], где измерялись спектры конверсионных электронов, испускаемых при распаде спонтанно делящихся изомеров U, Pu и Am. Этот путь позволяет достигнуть большей чувствительности, так как выход электронов конверсии из осколков деления (основного источника фона) в несколько раз меньше, чем γ -квантов. Кроме того, расстояния между конверсионными линиями с различных оболочек или подоболочек ($K, L_I, L_{II}, L_{III}, M$) являются функцией атомного номера излучателя и позволяют более надежно идентифицировать радиационные переходы с изомерного уровня. Поэтому были достигнуты достаточно низкие границы интенсивностей радиационных переходов, которые позволили судить о том, какой способ разрядки (γ -излучение или спонтанное деление) основной для целого ряда изомерных состояний. Результаты этих измерений представлены в табл. 10. Из таблицы видно, что для изомера ^{238}U основной способ разрядки — γ -излучение, а для изомеров ^{241}Pu и ^{240}Am — спонтанное деление.

Другим (косвенным) источником сведений об интенсивности ветви γ -излучения с изомерного уровня может служить сравнение измеренных и рассчитанных сечений реакций образования спонтанно делящихся изомеров. Если форма барьера деления известна (она определяется из исследования реакций деления и образования спонтанно делящихся изомеров [43, 44]), то можно вычислить сече-

Таблица 10

Интенсивности γ -переходов при распаде спонтанно делящихся изомеров

Изомер	$T_{1/2}$, сек	E_{is} , Мэв	W_{γ}/W_f
^{238}U	$2 \cdot 10^{-7}$	2,5	10 40* [41]
^{239}Pu	$8,5 \cdot 10^{-6}$	2,4	< 3
^{241}Pu	$2,7 \cdot 10^{-5}$	2,5	< 1
^{240}Am	$9 \cdot 10^{-4}$	2,7	< 1
^{241}Am	$1,5 \cdot 10^{-6}$	2,2	< 3
^{242}Am	$1,4 \cdot 10^{-2}$	2,4	< 5
^{243}Am	$6,5 \cdot 10^{-6}$	2,2	< 10

ние образования ядра в изомерном состоянии. Поскольку экспериментально определяется выход, связанный лишь с одним каналом разрядки — спонтанным делением, то разница измеренных и рассчитанных сечений может объясняться тем, что основным

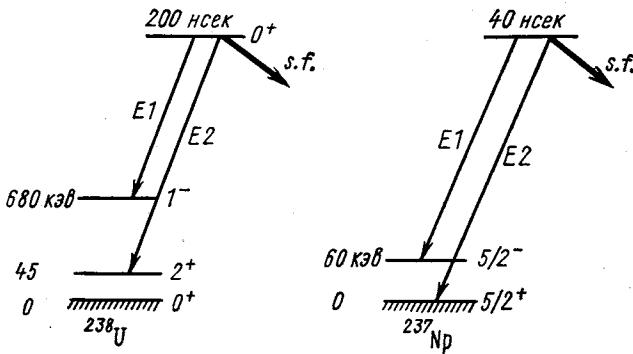


Рис. 14. Схемы γ -переходов с изомерных уровней ^{238}U и ^{237}Np

видом распада изомера является γ -излучение, которое не регистрировалось при измерениях. Применимость такого способа была проверена на указанных выше изомерах, где соотношение между γ -излучением и спонтанным делением при разрядке изомерного состояния было получено непосредственно из эксперимента. Было показано, что еще в двух спонтанно делящихся изомерах (^{236}U и ^{237}Np) γ -излучение — основной путь распада (для всех остальных изомеров преобладает спонтанное деление).

Для того чтобы судить о значении запрета для γ-переходов с изомерного уровня, необходимо знать мультипольности этих переходов. Поскольку мультипольности неизвестны [за исключением отмеченных выше γ-переходов в ^{238}U — 2514 кэв (E_2) и 1879 кэв (E_1) (рис. 14)], то предполагалось, что с изомерного уровня возможны γ-переходы с мультипольностями E_1 , M_1 и E_2 . Действительно, в нечетных ядрах вблизи основного состояния расположены уровни с обоими знаками четности, на которых построены ротационные полосы. Энергия этих уровней не превышает 0,5 Мэв, следовательно, из изомерного состояния возможны переходы указанных выше мультипольностей (см. рис. 14). В табл. 11 даны

Таблица 11

Приведенные вероятности
γ-переходов при распаде спонтанно
делящихся изомеров

Изотоп	$T_{1/2}$, сек	E_{is} , Мэв	$B(E_1)$, W. u	$B(E_2)$, W. u
^{236}U	$1,1 \cdot 10^{-7}$	2,5	$5 \cdot 10^{-10}$	$5 \cdot 10^{-5}$
^{238}U	$2 \cdot 10^{-7}$	2,5	10^{-11}	10^{-6}
^{237}Np	$4 \cdot 10^{-8}$	2,4	10^{-10}	10^{-5}
^{241}Pu	$2,7 \cdot 10^{-5}$	2,5	$< 10^{-13}$	$< 10^{-8}$
^{240}Am	$9 \cdot 10^{-4}$	2,7	$< 10^{-15}$	$< 10^{-10}$

значения приведенных вероятностей переходов (или их верхние границы), полученные из известных значений времен жизни спонтанно делящихся изомеров и интенсивностей ветвей γ-излучения. Из табл. 11 видно, что значения $B(E_2)$ и $B(E_1)$ много меньше одночастичных единиц, что свидетельствует о больших значениях запретов для γ-переходов с изомерных уровней.

Представляет большой интерес проследить влияние на значение этого фактора запрета природы уровней, энергии возбуждения, высоты и ширины потенциального барьера, разделяющего первый и второй минимумы. Однако данные об интенсивностях γ-переходов с изомерного состояния на различные уровни первого минимума практически отсутствуют из-за отмеченных выше экспериментальных трудностей. Более перспективным является другой путь — исследование радиационных переходов с различных возбужденных состояний на изомерный или какой-либо другой уровень второй потенциальной ямы. Этот путь открывает большие возможности, так как здесь начальное состояние задается (по энергии бомбардирующей или испускаемой в реакции частицы), а о наличии радиационных переходов на изомерный уровень можно судить по его распаду, т. е. по спонтанному делению. Регист-

страция осколков деления значительно повышает чувствительность измерений. Такой подход позволяет, не наблюдая самих радиационных переходов, судить о степени их запрета. При этом, однако, можно говорить лишь о среднем запрете для всех γ -переходов между начальным и изомерным состояниями.

В этом случае процесс заселения изомерного состояния рассматривается как статистический и вероятность образования изомера определяется выражением

$$P_{is} = \int_{E_{is}}^{E_0} (E_0 - E)^3 \rho(E - E_{is}) dE \bigg/ \int_0^{E_0} (E_0 - E)^3 \rho(E) dE, \quad (7)$$

где E_{is} и E_0 — энергии изомерного и начального состояний; $\rho(E)$ и $\rho(E - E_{is})$ — плотности уровней при энергии возбуждения E , отсчитываемой соответственно от основного и изомерного состояний. Выражение (7) основано на том, что из начального состояния имеют место только дипольные γ -переходы и заселение любого из уровней второго минимума приводит к образованию изомера.

При таком рассмотрении фактор запрета определяется как отношение вероятностей образования изомера, измеренное экспериментально и рассчитанное с помощью выражения (7), так как в расчете не учитывалось каких-либо запретов. При конкретных расчетах P_{is} использовались известные из эксперимента значения плотности уровней при энергии связи нейтрона [45] и энергетическая зависимость $\rho(E)$ из модели с постоянной температурой. Полученные таким способом значения факторов запрета будут, естественно, зависеть от выбранной модели и принятых в расчете параметров. Поэтому в данном случае имеет смысл говорить не о значении фактора запрета, а о его зависимости от рассмотренных выше свойств ядра. Характер этой зависимости существенно не изменится, если перейти к другой зависимости плотности уровней от энергии возбуждения (например, из модели ферми-газа) к другим параметрам или к предположению о том, что из начального состояния имеют место квадрупольные переходы вместо дипольных.

В настоящее время накоплен достаточно большой объем экспериментальных данных по вероятностям заселения спонтанно делящихся изомеров из возбужденных состояний в диапазоне энергий 3—7 Мэв. Эти возбужденные состояния были получены в различных ядерных реакциях (n, γ) [46, 47], (γ, γ') [38, 48], (d, p) [49] при кулоновском возбуждении [50] и при β -распаде [40].

Необходимо отметить, что образование спонтанно делящихся изомеров в перечисленных выше реакциях происходит не только через уровни первого минимума, но и через непосредственное заселение уровней второго минимума. В данном случае будет иметь

место запрет для заселения этих уровней в исследуемой реакции, но зато переходы с таких уровней в изомерное состояние уже не будут связаны с запретом. Соотношение между этими путями рассмотрено в работе [51] на примере (γ , γ')-реакции, приводящей

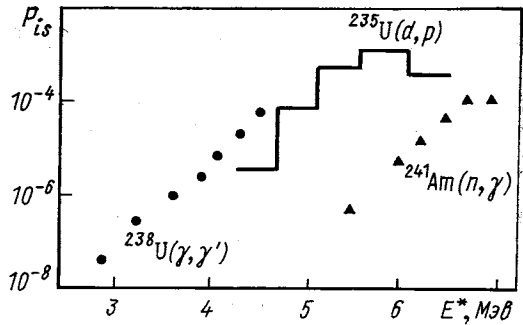


Рис. 15. Зависимость вероятности образования спонтанно делящихся изомеров от энергии возбуждения в реакциях

к образованию спонтанно делящегося изомера. Показано, что первый путь (через уровни первого минимума) более вероятен при больших энергиях возбуждения (как и при β -распаде), когда полная ширина уровней во втором минимуме становится больше (за счет роста делительной ширины), чем в первом минимуме.

На рис. 15 и 16 представлены зависимости от энергии возбуждения вероятностей образования изомеров и факторов запретов для

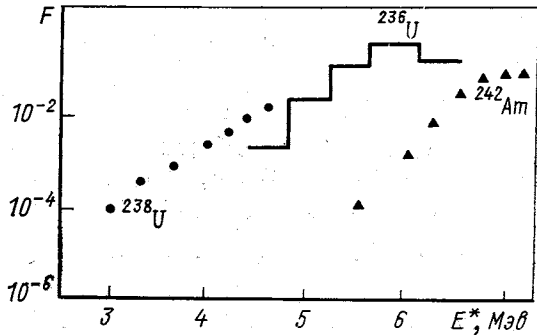


Рис. 16. Зависимость фактора запрета F при образовании спонтанно делящихся изомеров от энергии возбуждения (реакции и их обозначения те же, что и на рис. 15)

переходов между уровнями разных минимумов в случае ядер ^{236}U , ^{238}U и ^{242}Am . Факторы запрета определялись описанным выше способом. Видно, что быстрое изменение факторов запрета при низких энергиях возбуждения существенно замедляется при достижении энергии 5,5 Mэв для ядра ^{236}U и 6,5 Mэв для ядра ^{242}Am . Эти энергии соответствуют высотам потенциальных барьеров, разделяющих первый и второй минимумы в ядрах ^{236}U и ^{242}Am [43, 44].

Энергия β -распада ^{238}Pa значительно превосходит энергию изомерного состояния в дочернем ядре ^{238}U (на $1,5 \text{ Мэв}$). Поэтому в данном случае заселение изомерного состояния, а также других уровней второго минимума может происходить путем γ -переходов с уровней первого минимума, возбуждаемых при β -распаде (см. рис. 13). По-видимому, этим объясняется более высокое значение вероятности запаздывающего деления ^{238}Pa (10^{-8}) по сравнению с ^{236}Pa (10^{-9}). Если основываться на известных представлениях о заселении возбужденных состояний при β -распаде [52], то можно рассчитать вероятность запаздывающего деления. Она будет соответствовать измеренной (10^{-8}) при тех же самых значениях факторов запрета для переходов между уровнями первого и второго минимума в интервале энергий $3\text{--}4 \text{ Мэв}$, которые получены в реакции $^{238}\text{U} (\gamma, \gamma') \ ^{238m}\text{U}$ (см. рис. 16), хотя в обоих случаях возбуждаются различные уровни (со спином 1^- и 2^+ при γ, γ' -реакции и со спинами 2^- , 3^- , 4^- при β -распаде).

Способ заселения спонтанно делящихся изомеров при кулоновском возбуждении зависит от заряда бомбардирующего иона. Для сравнительно легких ионов ($Z \leq 10$) происходит возбуждение уровней со спинами 1^- и 2^+ (дипольное и квадрупольное возбуждения) в интервале энергий $5\text{--}6 \text{ Мэв}$ с последующими γ -переходами на уровни второго минимума. При использовании более тяжелых ионов (Кг, Хе) преобладающим становится механизм многократного кулоновского возбуждения, когда в результате каскада $E2$ -переходов возбуждаются вибрационные или ротационные уровни второго минимума. В этом случае запрет будет иметь место лишь на последней ступени возбуждения, а при разрядке уровней и заселении изомерного состояния запрета уже не будет.

Эксперименты по кулоновскому возбуждению спонтанно делящихся изомеров ^{238}U и ^{235}Pu позволили получить лишь верхние границы сечений (10^{-33} см^2 для ионов ^{12}C [50] и ^{20}Ne [52] и 10^{-31} см^2 для ионов ^{136}Xe [50]). Эти границы для ионов ^{12}C и ^{20}Ne согласуются с теми запретами для γ -переходов на уровни второго минимума, которые были получены при рассмотренных выше реакциях. Для ионов ^{136}Xe отсутствие эффекта указывает на то, что запрет для $E2$ -переходов между коллективными уровнями первого и второго минимумов в диапазоне энергий возбуждения $3\text{--}4 \text{ Мэв}$ более 10^3 , т. е. практически такой же, как и для уровней, заселяемых в ядерных реакциях и при β -распаде.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Большое количество рассмотренных выше экспериментальных данных позволяет установить основные закономерности для переходов, связанных с изменением деформации ядра. Все эти данные можно разделить на две группы: к одной из них относятся переход-

ные ядра и ротационные полосы в сферических ядрах, где переходы не связаны с большой задержкой, а к другой — спонтанно делящиеся изомеры, при распаде которых имеет место большой фактор запрета.

Значения приведенных вероятностей переходов (или приведенных ширин, или сравнительных периодов полураспада), как уже указывалось, зависят от целого ряда факторов, которые определяются структурой начального и конечного состояний. Представляет интерес выделить в этих значениях конкретные значения фактора запрета, связанного с изменением деформации ядра. Это, однако, не простая задача. Сравнение вероятностей переходов при различных изменениях параметра деформации не всегда правомерно, так как оно относится к разным ядрам и, следовательно, может быть связано с различной структурой начальных или конечных состояний. Можно выделить лишь ряд случаев, когда структура начальных и конечных состояний сохраняется при различных изменениях параметра деформации:

1) α -переходы между основными состояниями четно-четных ядер. Из рис. 5 и 6 видно, что значения δ_2^2 меняются не более чем в 20 раз при изменении β_2 вплоть до 0,2—0,25. Даже возможное изменение знака деформации (для изотопов ^{190}Pb , ^{188}Pt) при α -переходе практически не влияет на приведенную α -ширину;

2) β -распад нечетно-нечетных ядер на уровни основной ротационной полосы двух соседних четно-четных ядер. Из табл. 2 можно видеть, что и в этом случае для переходов с изменением β_2 до 0,12 значения ft меняются не более чем в 10 раз.

Во всех других случаях не представляется возможным четко отделить изменение деформации от других факторов. Однако при этом значения вероятностей переходов (или факторов запрета) можно объяснить (по крайней мере качественно) известными причинами, связанными с изменениями орбитального момента, проекции спина на ось симметрии ядра, числа и положения неспаренных квазичастиц и т. п. Это может означать, что изменение деформации ядра влияет на вероятности α -, β - и γ -переходов слабее, чем указанные выше причины. Такое слабое влияние, по-видимому, объясняется тем, что, несмотря на разную деформацию начального и конечного состояний, из-за нулевых колебаний ядра имеет место сильное перекрытие волновых функций обоих состояний.

Совершенно иная ситуация наблюдается при распаде или заселении спонтанно делящихся изомеров. Приведенные вероятности $E2$ - и $E1$ -переходов из изомерного состояния в основное на много порядков (до 10^{10} и более) ниже одночастичных единиц, а сравнительные периоды β -переходов в изомерное состояние по крайней мере в 10^4 раз больше, чем для переходов в основное состояние. Столь большой фактор запрета нельзя объяснить известными и указанными выше причинами (изменение орбитального момента,

числа неспаренных квазичастиц и т. п.). Эти причины имеют место лишь для определенных переходов, и вызываемый ими фактор запрета обычно не превышает 10^2 . Для спонтанно делящихся изомеров близкие (и значительно большие) значения факторов запрета наблюдаются для переходов между совершенно различными состояниями в четных и нечетных ядрах. Очевидно, это вызывается одной причиной — большой разницей деформаций начального и конечного состояний, а также наличием высокого потенциального барьера, разделяющего эти состояния. Барьер приводит к сильному затуханию волновых функций состояний первого и второго минимумов и, следовательно, к их очень слабому перекрытию.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hendrie D. L. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1970, v. 30, p. 571.
2. Fuller G. H., Cohen V. W. «Nucl. Data Tables A», 1969, v. 5, p. 433.
3. Löbner K., Vetter M., Mönig V. «Nucl. Data Tables A», 1970, v. 7, p. 495.
4. Mc. Gowan F. K., Milner W. T. «Nucl. Data Tables A», 1971, v. 9, p. 572.
5. Christy A., Häusser O. «Nucl. Data Tables A», 1973, v. 11, p. 1.
6. Юшков А. В. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1975, т. 39, с. 1584.
7. Erb K. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1972, v. 20, p. 1010.
8. Wollershelm H. J., Else T. W. «Nucl. Phys. A», 1977, v. 278, p. 87.
9. Bemis C. E. e.a. «Phys. Rev. C», 1973, v. 8, p. 1466.
10. Ellis Y. A. «Nucl. Data Sheets B», 1971, v. 6, p. 209.
11. Powers R. D. e.a. «Nucl. Phys. A», 1976, v. 262, p. 493.
12. Thomas R. G. «Progr. Theor. Phys.», 1954, v. 12, p. 253.
13. Rasmussen J. «Phys. Rev.», 1958, v. 113, p. 1593.
14. Гейликман Б. Т. «Ядерная физика», 1970, т. 13, с. 454.
15. Hansen P. G. e.a. «Nucl. Phys. A», 1970, v. 148, p. 249.
16. Hornsvej P. e.a. «Nucl. Phys. A», v. 230, p. 365.
17. Frauendorf S., Pashkevich V. V. «Phys. Lett. B», 1975, v. 55, p. 365.
18. Hartmatz B. «Nucl. Data Sheets», 1976, v. 19, p. 33.
19. Берлович Э. Е. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1965, т. 29, с. 2177.
20. Kroger L. A., Reich C. W. «Nucl. Data Sheets», 1973, v. 10, p. 429.
21. Bjerregard J. H. e.a. «Nucl. Phys.», 1966, v. 86, p. 145.
22. Devenham P., Hintz N. H. «Nucl. Phys. A», 1972, v. 195, p. 385.
23. Burke D. C. e.a. «Phys. Rev. Lett. B», 1973, v. 43, p. 470.
24. Walter H. K. «Nucl. Phys. A», 1974, v. 234, p. 504.
25. Borggreen J., Sletten G. «Nucl. Phys. A», 1968, v. 143, p. 255.
26. Cook W. B., Waddington J. «Canad. J. Phys.», 1973, v. 51, p. 2612.
27. Пекар Л. К. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1967, т. 31, с. 387.
28. Haas H., Shirley D. A. «J. Chem. Phys.», 1973, v. 58, p. 3339.
29. Поликанов С. М. и др. «ЖЭТФ», 1962, т. 42, с. 1464.
30. Strutinsky V. M. «Nucl. Phys. A», 1967, v. 95, p. 420.
31. Metag V., Sletten G. «Nucl. Phys. A», 1977, v. 282, p. 77.
32. Habbs D. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1977, v. 38, p. 387.
33. Leachman R. M., Erkkila B. H. «Bull. Amer. Phys. Soc.», 1966, v. 10, p. 1204.
34. Белов А. Г. и др. «Ядерная физика», 1973, т. 17, с. 942.
35. Fröman P. O. «Kgl. Danske vid. selskab. Mat.-fis. medd.», 1957, Bd 1, S. 3.
36. Кузнецов В. И., Скобелев Н. К., Флеров Г. Н. «Ядерная физика», 1967, т. 5, с. 221.
37. Скобелев Н. К. «Ядерная физика», 1972, т. 15, с. 444.
38. Bowman C. D. e.a. «Phys. Rev. C», 1975, v. 12, p. 863.

39. Жучко В. Е. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1976, т. 24, с. 309.
40. Гангрский Ю. П. и др. Препринт ОИЯИ Р15-10613. Дубна, 1977.
41. Russo P. A. e.a. «Nucl. Phys. A», 1975, v. 240, p. 13.
42. Белов А. Г. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1976, т. 40, с. 1109.
43. Gangrsky Yu. P., Markov B. N., Tsipenjuk Yu. M. «Fortsh. Phys.», 1974, Bd 22, S. 199.
44. Back B. B. e.a. «Phys. Rev. C», 1974, v. 9, p. 1924.
45. Dily W. e.a. «Nucl. Phys. A», 1973, v. 211, p. 269.
46. Dalhsuren B. e.a. «Nucl. Phys. A», 1970, v. 148, p. 492.
47. Nagy T. e.a. «Acta Phys. Hung.», 1971, v. 30, p. 253.
48. Жучко В. Е. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1975, т. 22, с. 255.
49. Pedersen J., Rasmussen B. «Nucl. Phys. A», 1972, v. 178, p. 449.
50. Гангрский Ю. П. и др. Препринт ОИЯИ Р7-7022. Дубна, 1973.
51. Bowman C. D. «Phys. Rev. C», 1974, v. 12, p. 858.
52. Drogoulis C. D. e.a. «J. Phys. A», 1973, v. 6, p. 1031.
53. Sergeev V. e.a. «Nucl. Phys. A», 1973, v. 202, p. 385.
54. Raghavan R. S., Raghavan P. «Phys. Rev. Lett.», 1972, v. 28, p. 54.
55. Betz R. e.a. «Z. Phys.», 1974, Bd 271, S. 195.
56. Betz R. e.a. «Z. Phys. A», 1976, Bd 276, S. 295.
57. Simpson J. J. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1973, v. 31, p. 946.
58. Styezen J. e.a. «Nucl. Phys. A», 1976, v. 262, p. 317.