

ИЗОСПИН В ГАЛОИДАЛЬНЫХ ЯДРАХ. БОРРОМИЕВСКОЕ ГАЛО, ТАНГО-ГАЛО И ГАЛО-ИЗОМЕРЫ

© 2017 г. И. Н. Изосимов*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

Поступила в редакцию 18.01.2017 г.

Показано, что волновые функции изобар-аналоговых (ИАС), дубль-аналоговых (ДИАС), конфигурационных (КС) и дубль-конфигурационных (ДКС) состояний могут одновременно содержать компоненты, соответствующие nn , np и pp гало. Различия в структуре гало для основного и возбужденных состояний ядра могут приводить к образованию гало-изомеров. Гало-структура как борромиевского, так и типа танго может наблюдаться для np -конфигураций. Обсуждается структура основных и возбужденных состояний с различным изоспином в галоидальных ядрах. Выполнен анализ приведенных вероятностей $B(M\lambda)$ и $B(E\lambda)$ γ -переходов в атомных ядрах ${}^6\text{--}8\text{Li}$, ${}^8\text{--}10\text{Be}$, ${}^{8,10,11}\text{B}$, ${}^{10\text{--}14}\text{C}$, ${}^{13\text{--}17}\text{N}$, ${}^{15\text{--}17,19}\text{O}$, ${}^{17}\text{F}$. Особое внимание уделяется случаям, когда основное состояние ядра не имеет гало-структуры, а возбужденное состояние может ее иметь.

DOI: 10.7868/S0044002717050117

1. ВВЕДЕНИЕ

В общем случае термин гало используется для описания ядерных состояний с одним или двумя валентными нуклонами, когда более 50% их волновой функции (ВФ) находится вне действия потенциала взаимодействия этих нуклонов с ядром, т.е. в классически запрещенной области [1–3]. Необходимыми условиями для формирования гало являются: малая энергия связи валентных нуклонов, небольшой угловой момент $L = 0, 1$ для однонуклонного гало или гипермомент $K = 0, 1$ для двухнуклонного гало, невысокая плотность уровней при заданной энергии возбуждения (малое смешивание с состояниями, не имеющими гало-структуры). Наличие кулоновского барьера может приводить к подавлению образования протонного гало при $Z > 10$.

Нейтронные и протонные гало были изучены для ряда легких ядер [1–9]. В трехтельных системах борромиевского типа любая из трех двухчастичных подсистем не связана, в то время как вся система как целое является связанной. В аналогичных системах, где одна и только одна из двухчастичных подсистем связана, частицы в ней двигаются согласованно и образуют состояния типа танго. В результате трехчастичная система в целом может иметь гало типа танго [2]. Гало борромиевского типа хорошо изучено экспериментально и теоретически в легчайших атомных ядрах. Классическим примером такого ядра является ${}^6\text{He}$ [5–9]. Гало

типа танго хорошо известно в молекулах [2]. Гало-структура как борромиевского типа, так и типа танго может наблюдаться для np -конфигураций [10, 11]. Вполне возможно, что образование гало в возбужденных состояниях ядер происходит только в небольшом энергетическом окне, и выяснить, насколько мало данное окно, можно, исследуя структуру ядер при возбуждениях вблизи энергии связи нуклонов.

Гало-структура может также наблюдаться для возбужденных состояний и резонансов как для нейтронно-избыточных, так и для протонно-избыточных ядер [2, 3, 12–20]. Следует отметить, что изоспиновая симметрия ослабляет смешивание уровней с различным изоспином и для изобар-аналоговых резонансов гало-структура может существовать при гораздо большей плотности уровней, чем для других возбужденных состояний ядер.

Нами обсуждается структура основных и возбужденных состояний с различным изоспином в гало-ядрах. Ставится задача показать, что различия в структуре гало для возбужденных состояний ядра (или возбужденных и основного состояний ядра) способны приводить к образованию гало-изомеров [10, 11]. С этой целью выполнен анализ приведенных вероятностей $B(M\lambda)$ и $B(E\lambda)$ γ -переходов в атомных ядрах ${}^6\text{--}8\text{Li}$, ${}^8\text{--}10\text{Be}$, ${}^{8,10,11}\text{B}$, ${}^{10\text{--}14}\text{C}$, ${}^{13\text{--}17}\text{N}$, ${}^{15\text{--}17,19}\text{O}$, ${}^{17}\text{F}$. Особое внимание уделяется случаям, когда основное состояние ядра не имеет структуры гало, а возбужденное состояние может ее иметь.

*E-mail: izosimov@jinr.ru

Наиболее ярким примером проявления гало в изобар-аналоговых состояниях (ИАС) является ИАС-резонанс ${}^6\text{Li}(0^+)$ с энергией возбуждения 3.56 МэВ. Материнским состоянием для данного резонанса является основное состояние (g.s.) ядра ${}^6\text{He}$, и вследствие изоспиновой симметрии сильного взаимодействия это ИАС характеризуется теми же пространственными и спиновыми характеристиками, что и g.s. ядра ${}^6\text{He}$. Поскольку g.s. материнского ядра ${}^6\text{He}$ имеет nn гало борромиевского типа, то и ИАС ${}^6\text{Li}(0^+)$ обязано иметь и имеет аналогичное np гало [12–14].

2. ИЗОБАР-АНАЛОГОВЫЕ, ДУБЛЬ-АНАЛОГОВЫЕ, КОНФИГУРАЦИОННЫЕ И ДУБЛЬ-КОНФИГУРАЦИОННЫЕ СОСТОЯНИЯ

Изобар-аналоговые (аналоговые) состояния в атомных ядрах продолжают оставаться одной из интересных проблем экспериментальных и теоретических исследований. Два основных положения определяют то, что изоспин T остается хорошим квантовым числом как в легких, так и в тяжелых ядрах: зарядовая независимость ядерных сил, действующих между нуклонами, проверена в многочисленных экспериментах и, кроме того, существует ряд факторов, ослабляющих нарушение зарядовой независимости ядерных сил за счет кулоновского взаимодействия.

В результате уровни и резонансы в атомных ядрах могут быть классифицированы (рис. 1) по величине изоспина T ($T_0, T_0 + 1, T_0 + 2, \dots$), $T_0 \equiv T_Z = (N - Z)/2$. Если $T = T_Z + 1$, — это так называемые ИАС; если $T = T_Z + 2$, — это дубль-аналоговые состояния (ДИАС) и т.д. ИАС в области непрерывного спектра проявляются как ИАС-резонансы. ИАС в ядрах с $N > Z$ ($T_Z > 0$) формируются из материнского ядра путем замены в соседнем ядре нейтронов на протоны в том же самом пространственном и спиновом состоянии (рис. 1). Они сдвинуты по энергии относительно материнского состояния на величину $\Delta E_c - \delta$, где ΔE_c — кулоновская энергия добавленного протона, δ — разность масс нейтрона и протона. В общем случае [21, 22] структура ВФ ИАС описывается как когерентная суперпозиция (рис. 2) конфигураций типа протон-частица–нейтрон-дырка, которые входят в ВФ с одним знаком и связаны в момент $I^\pi = 0^+$. Соответственно, структура ДИАС определяется когерентной суперпозицией (рис. 3) возбуждений типа две протон-частицы–две нейтрон-дырки, вновь связанные в момент $I^\pi = 0^+$.

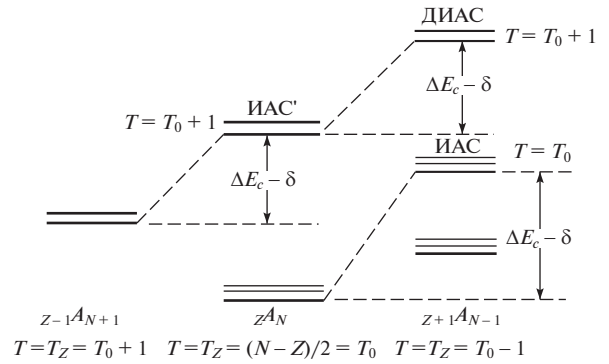


Рис. 1. Диаграмма аналоговых (ИАС) и дубль-аналоговых (ДИАС) состояний.

Структура ИАС и ИАС-спектров для ядер с $N > Z$ может быть получена при однократном действии оператора \mathbf{T}_- :

$$\mathbf{T}_- = \sum_i a_i^+(p) a_i^-(n), \quad (1)$$

а структура ДИАС и ДИАС-спектров — при двукратном действии оператора \mathbf{T}_- на основное и возбужденные состояния материнского ядра. Оператор \mathbf{T}_- понижает проекцию изоспина на единицу, не изменяя значения изоспина. При этом соответствующий нейтрон заменяется протоном в том же самом состоянии, т.е. $a_i^-(n)$ — оператор уничтожения нейтрона в состоянии i , а $a_i^+(p)$ — оператор рождения протона в том же состоянии. Суммирование по i ограничено принципом Паули. Для основного состояния материнского ядра $T = T_0 + 1 \equiv T_Z$, для ИАС — $T = T_0 + 1 = T_Z + 1$, для ДИАС — $T = T_0 + 1 = T_Z + 2$ (рис. 1). ВФ ИАС может быть записана как

$$\Psi_{T_0+1, T_0}^{\text{ИАС}} = \frac{1}{\sqrt{2(T+1)}} \cdot \mathbf{T}_- \Psi_{T_0+1, T_0+1}^{\text{PS}}, \quad (2)$$

где $\Psi_{T_0+1, T_0+1}^{\text{PS}}$ — ВФ материнского состояния с $T = T_Z = T_0 + 1$. Поскольку значение изоспина для ИАС на единицу больше, чем для близлежащих состояний, ИАС резко выделяется по своим свойствам в различных экспериментах.

В случае, когда элементарные возбуждения входят в ВФ с разными знаками, образуются так называемые конфигурационные (КС) и дубль-конфигурационные состояния (ДКС). В галоидальных ядрах формирование конфигурационных состояний связано с учетом возбуждений кора. Изоспин КС на единицу меньше изоспина ИАС и энергия возбуждения КС также меньше, чем энергия возбуждения ИАС. Формирование КС и ДКС ограничено принципом Паули.

Одним из наиболее хорошо изученных КС является (рис. 4) антианалоговое состояние (АИАС)

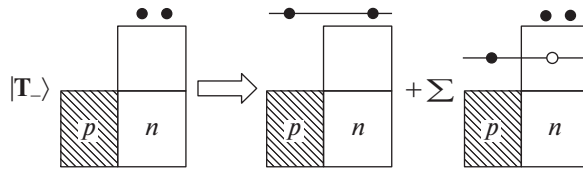


Рис. 2. Структура ВФ ИАС, полученного действием оператора T_- на ВФ материнского ядра, обладающего nn гало. Заштрихованные квадраты — состояния, занятые протонами, светлые квадраты — нейтронами. Темные кружки над соответствующими квадратами — нейтроны и протоны nn и pn гало, светлые кружки внутри квадратов — нейтронные дырки.

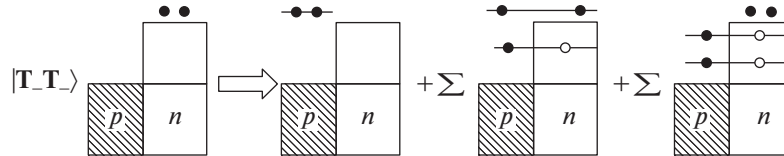


Рис. 3. Структура ВФ ДИАС, включающего pp , pn , nn гало, полученная действием оператора T_-T_- на ВФ материнского ядра, обладающего nn гало. Обозначения нейтронов и протонов материнского ядра и нейтронных дырок в ДИАС те же, что и на рис. 2.

[21–24]. Поскольку, в случае наличия гало у материнского ядра, при замене нейтрона на протон в процессе формирования ИАС, ДИАС, КС, ДКС не изменяются пространственные и спиновые характеристики нуклонов, вышеупомянутые состояния также будут обладать структурой типа гало. При наличии nn у материнского ядра (рис. 2) волновые функции ИАС и КС могут включать компоненты, соответствующие как np , так и nn гало [10, 11, 23]. Соответственно, ВФ ДИАС и ДКС могут включать компоненты pp , pn и nn гало (рис. 3). ИАС, КС, ДИАС, ДКС могут проявляться как резонансы в ядерных реакциях.

Для ядер с $Z > N$ ($T_Z < 0$) все предыдущие рассуждения остаются в силе при замене оператора T_- на T_+ :

$$T_+ = \sum_i a_i^+(n) a_i^-(p). \quad (3)$$

Соответствующие конфигурации для ядер с $Z > N$ формируются при замене протона на нейтрон в том же самом пространственном и спиновом состоянии. В этих ядрах элементарные возбуждения типа протон-частица–нейтрон-дырка, связанные в момент $I^\pi = 0^+$, заменяются элементарными возбуждениями типа нейтрон-частица–протон-дырка, связанными в тот же нулевой момент.

Из вышеизложенного можно сделать следующие выводы. При наличии двухнуклонного гало у состояния материнского ядра ИАС, ДИАС, КС, ДКС могут иметь гало-структуру типа nn , pn , pp , а при наличии однонуклонного гало — гало-структуру типа n , p . При этом ИАС, ДИАС, КС, ДКС могут одновременно иметь компоненты nn ,

pn , pp гало для двухнуклонного и компоненты n , p для однонуклонного гало материнского ядра. Наконец, структура гало может быть различной для различных уровней и резонансов в атомных ядрах.

3. КЛАССИФИКАЦИЯ И СИСТЕМАТИКА γ -ПЕРЕХОДОВ С УЧЕТОМ ПРАВИЛ ОТБОРА ПО ИЗОСПИНУ

В зависимости от изменения изоспина состояния ядра γ -переходы могут быть классифицированы как изовекторные (ИВ) и изоскалярные (ИС) [21]. Для ИВ/ИС γ -переходов только ИВ/ИС-часть соответствующего оператора дает вклад в матричный элемент, а тем самым в полную интенсивность γ -перехода. Правила отбора по изоспину для γ -переходов следующие: $\Delta T = 0, \pm 1$; $\Delta T_Z = 0$; γ -переходы с $\Delta T \geq 2$ вследствие запрета по изоспину значительно подавлены.

Для $\Delta T = \pm 1$ имеет место чистый ИВ γ -переход, соответствующие γ -переходы любой мультипольности с $\Delta T = \pm 1$ одинаковы по своим свойствам в сопряженных ядрах. $E1$ γ -переходы должны быть одинаковы в сопряженных ядрах и для $\Delta T = 0$. Для $\Delta T = 0$ ($T \neq 0$) имеет место смешанный ИВ и ИС γ -переход, поскольку и ИВ-, и ИС-части оператора γ -перехода дают вклад в матричный элемент. Для ядер с $N = Z$ осуществляется чистый ИС γ -переход (ИВ-часть оператора не дает вклада в матричный элемент между состояниями с $T = 0$).

Для $E1$ γ -переходов только ИВ-часть оператора дает вклад в вероятность γ -перехода, а $E1$ -переходы в ядрах с $N = Z$ между состояниями с

Таблица 1. Рекомендованные [25–28] значения верхних пределов для приведенных вероятностей γ -переходов $B(E, \lambda)$ и $B(M, \lambda)$ в единицах Вайскопфа (W.u.)

$\Gamma_\gamma/\Gamma_{W.u.} = B(E, \lambda)/B(E, \lambda)_{W.u.} \{B(M, \lambda)/B(M, \lambda)_{W.u.}\}$, верхний предел			
γ -Переход	$A = 6-44^a)$	$A = 45-150$	$A > 150$
$E1$ (ИВ)	0.3 ^{b)}	0.01	0.01
$E2$ (ИС) ^{b)}	100	300	1000
$E3$	100	100	100
$E4$	100	100 ^{r)}	
$M1$ (ИВ)	10	3	2
$M2$ (ИВ)	3	1	1
$M3$ (ИВ)	10	10	10
$M4$		30	10

^{a)} $\Gamma_\gamma/\Gamma_{W.u.}$ (верхний предел) = 10 — для $E2$ (ИВ); 0.03 — для $M1$ (ИС); 0.1 — для $M2$ (ИС); 0.003 — для $E1$ ($T = 0$, запрещенные по изоспину $E1$ γ -переходы).

^{b)} $\Gamma_\gamma/\Gamma_{W.u.}$ (верхний предел) = 0.1 для $A = 21-44$.

^{b)} В ротационных полосах супердеформированных ядер возможны значения $\Gamma_\gamma/\Gamma_{W.u.} > 1000$ для $E2$ γ -переходов.

^{r)} $\Gamma_\gamma/\Gamma_{W.u.}$ (верхний предел) = 30 для $A = 90-150$.

Таблица 2. Систематика γ -переходов с учетом запретов по изоспину в ядрах $5 \leq A \leq 40$ [21]

γ -Переход	$E1$		$M\lambda$		
	разрешенные $\Delta T = 1, T_Z = 0;$ $\Delta T = 0, \pm 1, T_Z \neq 0$	запрещенные $\Delta T = 0, T_Z = 0$	благоприятные $\Delta T = \pm 1, T_Z = 0$	нормальные $\Delta T = 0, T_Z \neq 0$	заторможенные $\Delta T = 0, T_Z = 0$
$\langle B(E1) \rangle$ $\{ \langle B(M\lambda) \rangle \}$, W.u.	≈ 0.0026	$\approx 0.0003^a)$			
$\langle B(E1) \rangle$					
$\langle B(M1) \rangle$			$\approx 0.38^b)$	$\approx 0.10^b)$	$\approx 0.0048^r)$
$\langle B(M2) \rangle$			≈ 0.31		≈ 0.1

^{a)} Фактор запрета ≈ 7 для ядер с $N = Z$.

^{b)} Полная интенсивность излучения определяется только ИВ-частью оператора γ -перехода.

^{b)} Полная интенсивность излучения определяется ИВ- и ИС-частями оператора γ -перехода.

^{r)} Полная интенсивность излучения определяется только ИС-частью оператора γ -перехода.

$T = 0$ запрещены по изоспину. Рекомендованные [25–28] верхние пределы для приведенных вероятностей $\langle B(E\lambda) \rangle$ электрических и $\langle B(M\lambda) \rangle$ магнитных γ -переходов приведены в табл. 1. Систематики ИВ/ИС γ -переходов даны в [21].

Для ядер в области $20 \leq A \leq 40$ вклад ИС-части в матричный элемент γ -переходов составляет для $M1$ -переходов порядка 10^{-3} ; для $M2$ -переходов — 10^{-2} ; для $ML(L > 2)$ -переходов — 2×10^{-1} ; для запрещенных по изоспину $E1$ -переходов — 3×10^{-2} . Для $EL(L \geq 2)$ -переходов трудно сделать какой-либо определенный вывод о вкладе ИС-части в матричный элемент перехода.

По интенсивности γ -переходы также могут быть классифицированы [21] как благоприятные ($\Delta T = 1; T_Z = 0$), нормальные ($\Delta T = 0, 1; T_Z \neq 0$), заторможенные ($\Delta T = 0; T_Z = 0$). Соответствующая систематика для ядер с $5 \leq A \leq 40$ отображена в табл. 2.

4. ЯДРО ${}^6\text{He}$ (БОРРОМИЕВСКОЕ nn ГАЛО) И ЯДРО ${}^6\text{Li}$ (БОРРОМИЕВСКОЕ np ГАЛО ДЛЯ ИАС, ТАНГО np ГАЛО ДЛЯ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ)

Специфика структуры ВФ g.s. ядра ${}^6\text{He}$ состоит в том, что над замкнутой $1s_{1/2}$ -оболочкой, содер-

жащей два нейтрона и два протона (плотно связанный α -частичный кор), расположены относительно слабо связанные два нейтрона, формирующие nn гало и занимающие $1p$ -оболочку (ВФ содержит 93% вклада $1p_{3/2}$ -подоболочки и 7% вклада $1p_{1/2}$ -подоболочки). Поэтому при воздействии оператора T_- на ВФ g.s. ${}^6\text{He}$ ($T = 1, T_Z = 1$) получаем ИАС с конфигурацией, соответствующей только np гало, поскольку формирование КС в данном случае запрещено принципом Паули. ИАС ($T = 1, T_Z = 0$) в ядре ${}^6\text{Li}$ имеет энергию возбуждения 3.56 МэВ (рис. 5). Результаты экспериментов и расчетов [5, 6, 9, 12, 13] свидетельствуют о наличии np гало у отмеченного ИАС. Ширина ИАС [29] составляет 8.2 эВ (период полураспада $T_{1/2} = 6 \times 10^{-17}$ с), однако коэффициент ветвления для $M1$ γ -распада не определен. Если предположить, что ширина ИАС определяется лишь $M1$ γ -распадом на основное состояние, величина приведенной вероятности $B(M1)$ составит ≈ 8.6 единиц Вайскопфа (W.u.). Если в операторе $M1$ γ -перехода пренебречь орбитальной частью, можно определить приведенную вероятность $M1$ γ -распада $B(M1, \sigma)$ ИАС из значения величины ft для β^- -распада ядра ${}^6\text{He}$ (рис. 5).

Величины ft для β^- -распада типа Гамова–Теллера материнского ядра (${}^6\text{He}$ g.s.) и $B(M1, \sigma)$ для γ -распада ИАС (${}^6\text{Li}$, $E = 3562$ кэВ) связаны следующим образом [6, 21]:

$$ft = \frac{1163}{\{T_0 \cdot B(M1, \sigma)\}}, \quad (4)$$

где T_0 — изоспин ИАС; ft выражено в секундах; $B(M1, \sigma)$ — в ядерных магнетонах μ_0^2 , при этом W.u. = $1.79\mu_0^2$. В результате оказалось, что $B(M1, \sigma) = 8.2$ W.u., т.е. $M1$ γ -распад ИАС в ${}^6\text{Li}$ ускорен и величина соответствующей приведенной вероятности близка к верхнему пределу (табл. 1). В случае отсутствия гало в g.s. и наличия гало у ИАС в ядре ${}^6\text{Li}$ $M1$ γ -переход с ИАС на основное состояние будет заторможен, поскольку перекрытие волновых функций валентных нуклонов будет ослаблено (радиальный фактор в операторе $M\lambda$ γ -перехода пропорционален $r^{\lambda-1}$). Таким образом, ускорение $M1$ γ -перехода с ИАС, имеющего np гало, на g.s. ${}^6\text{Li}$ свидетельствует о наличии np гало в g.s. ${}^6\text{Li}$.

Для ИАС в ${}^6\text{Li}$ валентные нуклоны связаны в момент $I^\pi = 0^+$ и формируют борромиевское np гало. Для основного состояния ${}^6\text{Li}$ валентные нуклоны связаны в момент $I^\pi = 1^+$ и, поскольку np -подсистема при данном спине и четности оказывается связанной, формируют np гало типа

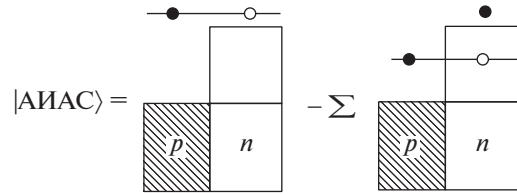


Рис. 4. Структура ВФ АИАС, включающая компоненты, соответствующие p и n гало, в случае, когда материнское ядро обладает n гало. Обозначения нейтронов, протонов и нейтронных дырок в АИАС те же, что и на рис. 2.

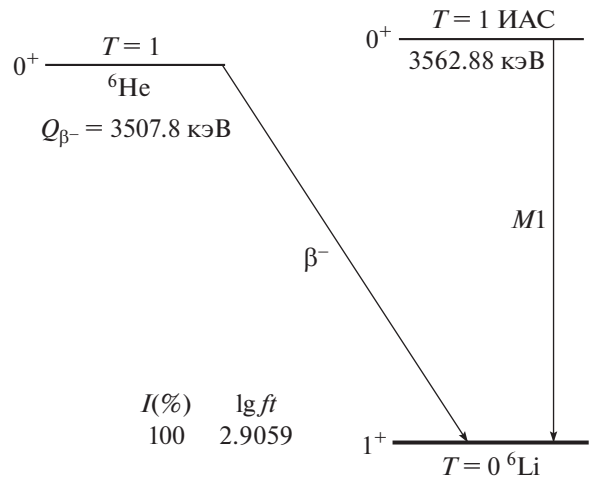


Рис. 5. Связь [6, 21] между β^- -распадом типа Гамова–Теллера материнского состояния (${}^6\text{He}$ g.s.) и вероятностью $B(M1, \sigma)$ γ -распада ИАС (${}^6\text{Li}$, $E = 3562$ кэВ).

танго. Заключение о наличии np танго-гало в основном состоянии ${}^6\text{Li}$ согласуется как с данными о характеристиках ядра ${}^6\text{Li}$, так и с данными, полученными в ядерных реакциях с пучками ${}^6\text{Li}$. Ядро ${}^6\text{Li}$ (g.s.) имеет [30, 31] кластерную структуру $\alpha + d$, энергия его развала на α -частицу и дейтрон составляет всего 1.47 МэВ. Радиус ${}^6\text{Li}$ составляет 2.32–2.45 Фм, что примерно на 10% превышает его значение, ожидаемое из обычных ($\sim A^{1/3}$) систематик. Импульсные распределения ядер-остатков после развала были исследованы [30, 31] для различных мишеней и различных энергий пучков ${}^6\text{He}$ и ${}^6\text{Li}$. Наблюдалось довольно узкое ($\sigma = 28\text{--}29$ МэВ с^{-1}) распределение ядер ${}^4\text{He}$ при развале ${}^6\text{He}$ и промежуточное ($\sigma = 46\text{--}55$ МэВ с^{-1}) при развале ${}^6\text{Li}$. Для обычных (гало отсутствует) ядер ширина импульсного распределения продуктов развала составляет $\sigma \sim 100$ МэВ с^{-1} . Достаточно узкие импульсные распределения продуктов развала подтверждают наличие гало у ядра ${}^6\text{He}$ и гипотезу наличия танго-гало у ядра ${}^6\text{Li}$.

Таблица 3. Систематика средних значений приведенных вероятностей $\langle B(E\lambda) \rangle$ γ -переходов с учетом правил отбора по изоспину для ядер ${}^6,7,8\text{Li}$, ${}^8,9,10\text{Be}$, ${}^8,10,11\text{B}$, ${}^{10,11,12,13,14}\text{C}$, ${}^{13,14,15,16,17}\text{N}$, ${}^{15,16,17,19}\text{O}$, ${}^{17}\text{F}$

γ -Переход	E1					E2				E3		
	благоприятные $\Delta T = \pm 1$	нормальные $\Delta T = 0;$ $T_Z \neq 0$	запрещенные ^{a)} $\Delta T = 0;$ $T_Z = 0$	разрешенные $\Delta T = 1;$ $T_Z = 0$	все переходы $\Delta T = 0, \pm 1;$ $\Delta T_Z = 0$	$\Delta T = \pm 1,$ $T_Z \neq 0$	$\Delta T = 0;$ $T_Z \neq 0$	$\Delta T = 0;$ $T_Z = 0$	$\Delta T = \pm 1;$ $\Delta T_Z = 0$	$\Delta T = 0;$ $T_Z \neq 0$	$\Delta T = 0;$ $T_Z = 0$	$\Delta T = 0;$ $\Delta T_Z = 0$
$\langle B(E1) \rangle$	≈ 0.0079	≈ 0.0032	≈ 0.00029	≈ 0.006	≈ 0.0025							
$\langle B(E2) \rangle$						≈ 1.51	≈ 1.29	≈ 1.3	≈ 1.2			
$\langle B(E3) \rangle$										≈ 4	≈ 8	≈ 5

^{a)} Фактор запрета по изоспину ≈ 20 .

5. СИСТЕМАТИКА ПРИВЕДЕННЫХ ВЕРОЯТНОСТЕЙ $B(E\lambda)$

И $B(M\lambda)$ γ -ПЕРЕХОДОВ В ЯДРАХ ${}^6-8\text{Li}$, ${}^8-10\text{Be}$, ${}^8,10,11\text{B}$, ${}^{10-14}\text{C}$, ${}^{13-17}\text{N}$, ${}^{15-17,19}\text{O}$, ${}^{17}\text{F}$. ГАЛО-ИЗОМЕРЫ

Для систематики $B(E\lambda)$ и $B(M\lambda)$ были использованы данные о γ -переходах в ядрах ${}^6-8\text{Li}$, ${}^8-10\text{Be}$, ${}^8,10,11\text{B}$, ${}^{10-14}\text{C}$, ${}^{13-17}\text{N}$, ${}^{15-17,19}\text{O}$, ${}^{17}\text{F}$ [29, 32–39]. Систематика соответствующих средних значений $\langle B(E\lambda) \rangle$ и $\langle B(M\lambda) \rangle$ с учетом правил отбора по изоспину представлена в табл. 3 и 4. Полученные величины $\langle B(E\lambda) \rangle$ и $\langle B(M\lambda) \rangle$ согласуются с данными более ранних систематик [21, 40]. Наиболее интересные из полученных распределений величин $\lg(B(E\lambda))$ и $\lg(B(M\lambda))$ приведены на

рис. 6–11. Вертикальные столбцы показывают количество γ -переходов заданной мультипольности во всех ядрах, указанных в подписях к соответствующим рисункам. Полученные распределения на рис. 6–11 аппроксимировались функцией Гаусса.

Области малых значений в распределениях величин $\langle B(E\lambda) \rangle$ и $\langle B(M\lambda) \rangle$ могут быть связаны с наличием гало-изомеров. В случае, когда гало-структура возбужденного состояния отличается от гало-структуры основного состояния ядра или его основное состояние не имеет гало-структуры, γ -переходы между такими состояниями могут быть существенно заторможены и образование гало-изомеров становится возможным [10, 11]. Для выявления гало-изомеров необходимо анализировать парциальные переходы γ -распада соответствующих уровней и резонансов. Радиальная зависимость типа r^λ для $E\lambda$ - и $r^{\lambda-1}$ для $M\lambda$ -операторов может компенсировать различия в ВФ

Число $M1$ γ -переходов

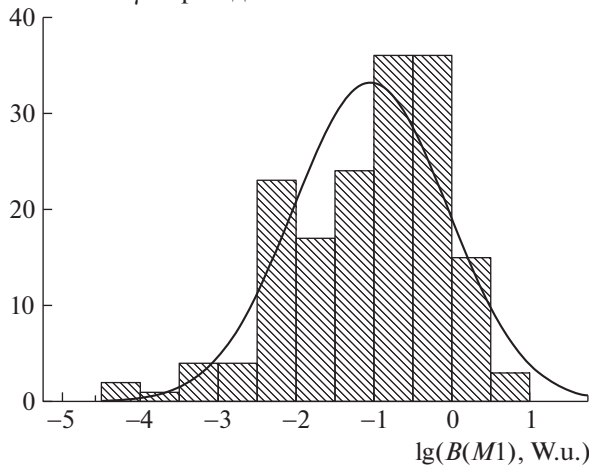


Рис. 6. Распределение величин $\lg(B(M1))$ для ИВ, ИВ + ИС и ИС γ -переходов в ${}^6,7,8\text{Li}$, ${}^8,9,10\text{Be}$, ${}^8,10,11\text{B}$, ${}^{10,11,12,13,14}\text{C}$, ${}^{13,14,15,16,17}\text{N}$, ${}^{15,16,17,19}\text{O}$, ${}^{17}\text{F}$. Вертикальные столбцы (здесь и на рис. 7–11) показывают количество $M1$ γ -переходов во всех указанных ядрах. Средние значения и стандартное отклонение составляют: $\langle \lg(B(M1)) \rangle = -1.0$, $\langle B(M1) \rangle = 0.1$ W.u. и $\sigma(\lg(B(M1))) = 0.99$.

Число $M1$ γ -переходов

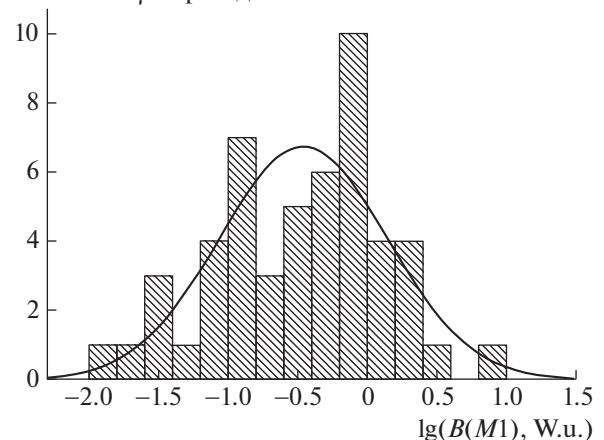


Рис. 7. Распределение величин $\lg(B(M1))$ для $\Delta T = 1$, ИВ γ -переходов в ${}^6,7,8\text{Li}$, ${}^8,9,10\text{Be}$, ${}^8,10,11\text{B}$, ${}^{10,11,12,13,14}\text{C}$, ${}^{13,14,15,16,17}\text{N}$, ${}^{15,16,17,19}\text{O}$, ${}^{17}\text{F}$. Средние значения и стандартное отклонение составляют: $\langle \lg(B(M1)) \rangle = -0.46$, $\langle B(M1) \rangle = 0.35$ W.u. и $\sigma(\lg(B(M1))) = 0.60$.

Таблица 4. То же, что и в табл. 3, для приведенных вероятностей $\langle B(M1) \rangle$ γ -переходов

$M1$ γ -переход	Благоприятные $\Delta T = \pm 1$	Благоприятные $\Delta T = 1; T_Z = 0$	Нормальные, $\Delta T = 0$	Заторможенные ^{a)} (ИС) $\Delta T = 0;$ $T_Z = 0$	Все $M1$ -переходы, $\Delta T = 0, \pm 1;$ $\Delta T_Z = 0$
$\langle B(M1) \rangle, \text{W.u.}$	≈ 0.35	≈ 0.2	≈ 0.1	≈ 0.008	≈ 0.1

^{a)} Фактор торможения ≈ 20 для ИС γ -переходов.

Таблица 5. Гало-ядро \rightarrow гало-ядро γ -переходы для ядер $6 \leq A \leq 17$ (энергии отделения нуклонов, S_n, S_p, S_{2p} и S_d , приведены для основных состояний ядер)

№ п/п	Ядро	Начальное состояние, $E, \text{МэВ}; J^\pi, T$	Конечное состояние, $E, \text{МэВ}; J^\pi, T$	$\Gamma, \text{эВ}$ ($T_{1/2}$)	$S_n,$ кэВ	$S_p,$ кэВ	$S_d(S_{2p}),$ кэВ	$B(M1),$ W.u.	$B(E1),$ W.u.	$B(E2),$ W.u.
1	⁶ Li	ИАС резонанс, 3.56; $0^+, 1$	g.s.; $1^+, 0$	$(5.9 \times 10^{-17} \text{ с})$	5665	4593	1474.0	8.6		
2	⁹ Be	Резонанс, 1.68; $1/2^+, 1/2$	g.s.; $3/2^-, 1/2$	0.30	1665.4	16888			2.2×10^{-1}	
3	⁸ B	Резонанс, 0.7695; $1^+, 1$	g.s.; $I^\pi = 2^+, T = 1$	0.0252	13020	137.5		2.63		
4	¹⁰ C	3.3536; $2^+, 1$	g.s.; $0^+, 1$	4.25×10^{-3} (155 фс)	21283.1	4006.0	3820.9			9.6
5	¹⁰ Be	Резонанс, 7.371; $3^-, 1$	5.958; $2^+, T = 1$	0.11	6812	19636			1.2×10^{-1}	
6	¹¹ Be	0.320; $1/2^-, 3/2$	g.s.; $1/2^+, 3/2$	(115 фс)	501.62	20165			3.6×10^{-1}	
7	¹⁰ B	Резонанс, 6.875; $1^-, 0 + 1$	5.919; $I^\pi = 2^+, T = 0$	0.054	8436.3	6585.9			1.9×10^{-1}	
8	¹⁷ F	0.495; $1/2^+$	g.s.; $5/2^+, 1/2$	(286 фс)	16800	600.27				25

Таблица 6. Гало-ядро \rightarrow ядро без гало γ -переходы для ядер $6 \leq A \leq 17$ (энергии отделения нуклонов, S_n, S_p , приведены для основных состояний ядер)

№ п/п	Ядро	Начальное состояние, $E, \text{МэВ}; J^\pi, T$	Конечное состояние		$\Gamma, \text{эВ}$ ($T_{1/2}$)	$S_n,$ кэВ	$S_p,$ кэВ	$B(M1),$ W.u.	$B(E1),$ W.u.	$B(E2),$ W.u.
			$E, \text{МэВ}$	J^π, T						
1	¹⁰ B	5.919; $2^+, 0$	g.s.	$3^+, 0$	0.112	8436.3	6585.9	2.6×10^{-2}		
			0.718	$1^+, 0$	0.025			8.5×10^{-3}		
2	¹⁰ Be	5.9584; $2^+, 1$	3.368	$2^+, 1$	$(\leq 55 \text{ фс})$ $(> 90\%)$	6812	19636	3×10^{-2}		
3	¹⁴ N	6.20; $1^+, 0$	g.s.	$1^+, 0$	(160 фс)	10553.3	7550.6	1.8×10^{-3}		2.1×10^{-2}
4	¹⁴ N	Резонанс, 9.13; $3^+, 0$	g.s.	$1^+, 0$	(45 фс)	10553.3	7550.6			8.1×10^{-3}
			5.83	$3^-, 1$					6.4×10^{-5}	
			6.45	$3^+, 0$				2.2×10^{-3}		
5	¹⁴ N	Резонанс, 9.70; 1^+	g.s.	$1^+, 0$	0.06	10553.3	7550.6	9.4×10^{-4}		
			2.31	$0^+, 1$				5.1×10^{-3}		

гало-состояний и состояний, не обладающих гало-структурой. Поэтому наиболее чувствительными к замедлению будут $M1$ (или, возможно, $E1$ и $M2$) γ -переходы между уровнями ядра с гало \rightarrow отсутствием гало. Переходы между уровнями ядра типа гало \rightarrow гало должны быть ускорены вследствие значительного перекрытия волновых функций и наличия мягкой моды возбуждения в гало-ядрах [1–3].

При рассмотрении ИАС, ДИАС, КС, ДКС в качестве материнских (с ВФ $\Psi_{T_0+1, T_0+1}^{\text{PS}}$, опреде-

ляемой формулами (1)–(3), рис. 1) нами выбраны следующие ядра: nn гало — ⁶He, ¹¹Li, ^{12,14}Be, ¹⁷B; pn гало — ⁶Li; n гало — ¹¹Be, ¹⁴B, ^{17,19}C; pp гало — ¹⁰C, ¹⁷Ne; p гало — ⁸B, ¹²N, ¹⁷F. Используя экспериментальные данные [29, 32–39] для ядер $6 \leq A \leq 17$, были отобраны γ -переходы между уровнями типа гало (промежуточное гало) \rightarrow гало (промежуточное гало). Соответствующие значения $B(E\lambda)$ и $B(M\lambda)$ (табл. 5) находятся вблизи границы верхнего рекомендованного предела (табл. 1). Ускоренный характер γ -переходов в табл. 5 сви-

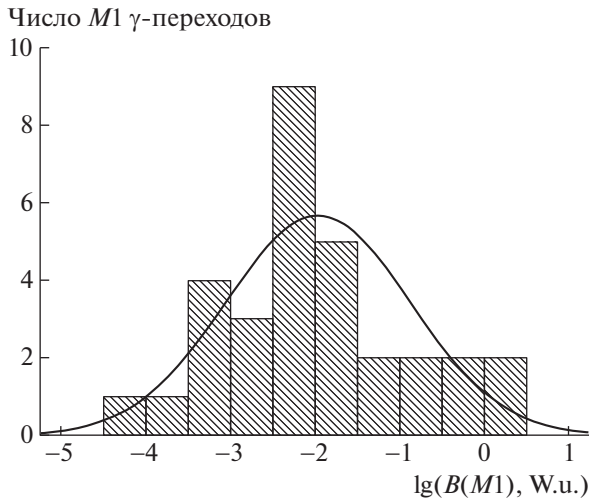


Рис. 8. Распределение величин $\lg(B(M1))$ для ИС γ -переходов в $N = Z$ ядрах ${}^6\text{Li}$, ${}^8\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{16}\text{O}$. Средние значения и стандартное отклонение составляют: $\langle \lg(B(M1)) \rangle = -2.07$, $\langle B(M1) \rangle = 0.008$ W.u. и $\sigma(\lg(B(M1))) = 1.02$.

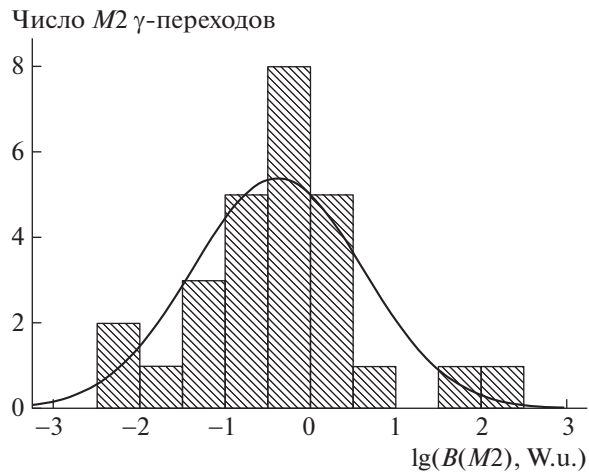


Рис. 9. Распределение величин $\lg(B(M2))$ для ИВ, ИВ + ИС и ИС γ -переходов в ${}^6,7,8\text{Li}$, ${}^{8,9,10}\text{Be}$, ${}^{8,10,11}\text{B}$, ${}^{10,11,12,13,14}\text{C}$, ${}^{13,14,15,16,17}\text{N}$, ${}^{15,16,17,19}\text{O}$, ${}^{17}\text{F}$. Средние значения и стандартное отклонение составляют: $\langle \lg(B(M2)) \rangle = -0.38$, $\langle B(M2) \rangle = 0.4$ W.u. и $\sigma(\lg(B(M2))) = 1.0$.

детельствует о высокой степени пространственного перекрытия (особенно для $M1$ γ -переходов) ВФ начального и конечного состояний ядра.

Далее были отобраны возбужденные состояния ядер, подходящие для наличия гало (промежуточного гало), т.е. имеющие небольшие энергию связи и спин, γ -распад заторможен и имеет небольшую мультипольность, гало в конечном состоянии заведомо отсутствует из-за значительной энергии отделения нуклонов. Данные о характеристиках и γ -распаде таких состояний приведены в табл. 6.

Сравнение значений $B(E, \lambda)$ и $B(M, \lambda)$ из табл. 5 и 6 показывает, что γ -переходы типа гало \rightarrow гало отсутствуют значительно заторможены по

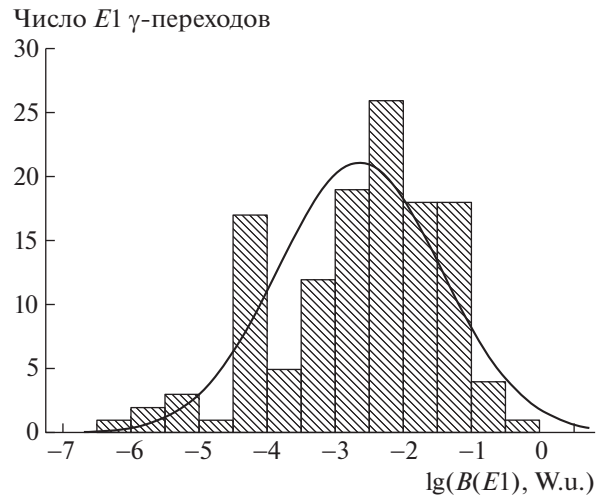


Рис. 10. Распределение величин $\lg(B(E1))$ для всех типов (запрещенных и разрешенных по изоспину, $\Delta T = 1, 0$) γ -переходов в ${}^6,7,8\text{Li}$, ${}^{8,9,10}\text{Be}$, ${}^{8,10,11}\text{B}$, ${}^{10,11,12,13,14}\text{C}$, ${}^{13,14,15,16,17}\text{N}$, ${}^{15,16,17,19}\text{O}$, ${}^{17}\text{F}$. Средние значения и стандартное отклонение составляют: $\langle \lg(B(E1)) \rangle = -2.64$, $\langle B(E1) \rangle = 0.002$ W.u. и $\sigma(\lg(B(E1))) = 1.2$.

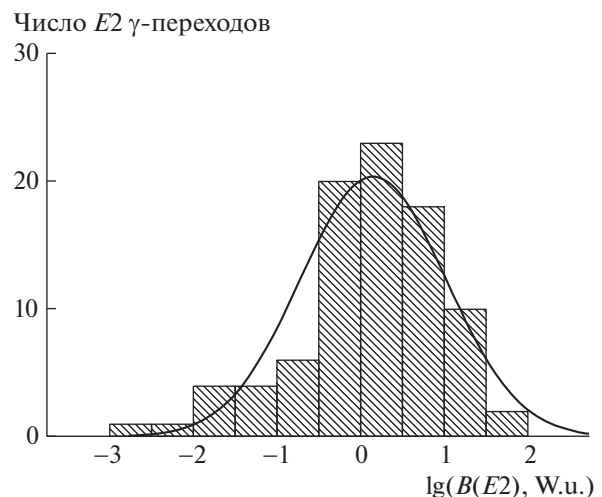


Рис. 11. Распределение величин $\lg(B(E2))$ для ИВ, ИВ + ИС и ИС γ -переходов в ${}^6,7,8\text{Li}$, ${}^{8,9,10}\text{Be}$, ${}^{8,10,11}\text{B}$, ${}^{10,11,12,13,14}\text{C}$, ${}^{13,14,15,16,17}\text{N}$, ${}^{15,16,17,19}\text{O}$, ${}^{17}\text{F}$. Средние значения и стандартное отклонение составляют: $\langle \lg(B(E2)) \rangle = 0.15$, $\langle B(E2) \rangle = 1.4$ W.u. и $\sigma(\lg(B(E2))) = 0.87$.

сравнению с γ -переходами типа гало \rightarrow гало. Соответствующий фактор торможения достигает значений 10^4 для $M1$, 5×10^4 для $E1$ и 10^2 для $E2$ γ -переходов.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В настоящей работе показано, что ИАС, ДИАС, КС, ДКС возбужденные состояния и резонансы с различными изоспинами в галоидальных ядрах могут иметь структуру гало различного (nn , np , pp)

типа. При этом волновые функции этих состояний могут одновременно иметь nn , np , pp -компоненты структуры двухчастичного гало.

Для основного состояния ядра ${}^6\text{Li}$ ($I^\pi = 1^+$; $S_n = 5.66$ МэВ; $S_p = 4.59$ МэВ; $S_d = 1.47$ МэВ) проявляются свойства, характерные для гало-структур. Большая величина приведенной вероятности $M1$ γ -распада ИАС на $g.s.$ ${}^6\text{Li}$ свидетельствует о наличии гало типа танго в основном состоянии ядра ${}^6\text{Li}$.

В ядрах $6 \leq A \leq 17$ γ -переходы типа гало $\rightarrow \rightarrow$ гало отсутствуют заторможены по сравнению с γ -переходами типа гало \rightarrow гало. Фактор торможения достигает значений: 10^4 для $M1$ γ -переходов, 5×10^4 для $E1$ γ -переходов и 10^2 для $E2$ γ -переходов.

Наличие гало в возбужденных состояниях и отсутствие гало в основном состоянии ядра, так же как и различия в структуре гало для возбужденных состояний, может приводить к образованию гало-изомеров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. I. Tanihata, J. Phys. G **22**, 157 (1996).
2. A. S. Jensen *et al.*, Rev. Mod. Phys. **76**, 215 (2004).
3. B. Jonson, Phys. Rep. **389**, 1 (2004).
4. Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, ЭЧАЯ **43**, 295 (2012) [Phys. Part. Nucl. **43**, 147 (2012)].
5. V. T. Voronchev, V. M. Krasnopolsky, and V. I. Kukulin, J. Phys. G **8**, 649 (1982).
6. V. T. Voronchev, V. M. Krasnopolsky, V. I. Kukulin, and P. B. Sazonov, J. Phys. G **8**, 667 (1982).
7. M. V. Zhukov, B. V. Danilin, D. V. Fedorov, *et al.*, Phys. Rept. **231**, 151 (1993).
8. R. Raabe, A. Andreev, M. Huyse, ..., L. I. Galanina, and N. S. Zelenskaya, Phys. Rev. C **67**, 044602 (2003).
9. Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, ЯФ **70**, 308 (2007) [Phys. Atom. Nucl. **70**, 283 (2007)].
10. I. N. Izosimov, AIP Conf. Proc. **1681**, 030006 (2015); Preprint No. E6-2015-41, JINR (Dubna, 2015).
11. I. N. Izosimov, EPJ Web Conf. **107**, 09003 (2016).
12. Y. Suzuki and K. Yabana, Phys. Lett. B **272**, 173 (1991).
13. L. Zhihong *et al.*, Phys. Lett. B **527**, 50 (2002).
14. Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, ЯФ **76**, 1542 (2013) [Phys. Atom. Nucl. **76**, 1457 (2013)].
15. C. Jin-Gen *et al.*, Chin. Phys. Lett. **20**, 1021 (2003).
16. A. A. Ogloblin *et al.*, Int. J. Mod. Phys. E **20**, 823 (2011).
17. A. A. Ogloblin *et al.*, Phys. Rev. C **84**, 054601 (2011).
18. V. K. Lukyanov *et al.*, Phys. Rev. C **88**, 034612 (2013).
19. Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, ЯФ **78**, 730 (2015) [Phys. Atom. Nucl. **78**, 685 (2015)].
20. Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, ЯФ **79**, 393 (2016) [Phys. Atom. Nucl. **79**, 594 (2016)].
21. Ю. В. Наумов, О. Е. Крафт, *Изоспин в ядерной физике* (Наука, Ленинград, 1972).
22. Ю. В. Наумов, А. А. Быков, И. Н. Изосимов, ЭЧАЯ **14**, 420 (1983).
23. I. N. Izosimov, in *Proceedings of the International Symposium on Exotic Nuclei (EXON2012), Vladivostok, Russia, 2012* (World Sci., 2013), p. 129; Preprint No. E6-2012-121, JINR (Dubna, 2012).
24. Ю. В. Наумов, О. Е. Крафт, ЭЧАЯ **6**, 892 (1975).
25. J. K. Tuli, Report BNL-NCS-51655-01/02-Rev, NNDC, Brookhaven National Laboratory (New York, 2001), p. 101.
26. P. M. Endt, At. Data Nucl. Data Tables **23**, 547 (1979).
27. P. M. Endt, At. Data Nucl. Data Tables **23**, 3 (1979).
28. P. M. Endt, At. Data Nucl. Data Tables **26**, 47 (1981).
29. NNDC, Brookhaven National Laboratory. <http://www.nndc.bnl.gov>
30. Р. Калпакчиева, В. А. Маслов, Р. А. Астабатьян и др., ЯФ **70**, 649 (2007) [Phys. Atom. Nucl. **70**, 619 (2007)].
31. Ю. Э. Пенионжкевич, ЯФ **72**, 1674 (2009) [Phys. Atom. Nucl. **72**, 1617 (2007)].
32. D. R. Tilley *et al.*, Nucl. Phys. A **708**, 3 (2002).
33. J. H. Kelley *et al.*, Nucl. Phys. A **880**, 88 (2012).
34. D. R. Tilley *et al.*, Nucl. Phys. A **708**, 3 (2002).
35. D. R. Tilley *et al.*, Nucl. Phys. A **745**, 155 (2004).
36. F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A **506**, 1 (1990).
37. F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A **523**, 1 (1991).
38. D. R. Tilley *et al.*, Nucl. Phys. A **564**, 1 (1993).
39. D. R. Tilley *et al.*, Nucl. Phys. A **595**, 1 (1995).
40. V. G. Soloviev, *Theory of Atomic Nuclei: Quasiparticles and Phonons* (Institute of Physics, Bristol and Philadelphia, 1992).

ISOSPIN IN HALO NUCLEI. BORROMEAN HALO, TANGO HALO, AND HALO-ISOMERS

I. N. Izosimov

It has been shown that isobar-analog (IAS), double isobar-analog (DIAS), configuration (CS), and double configuration states (DCS) can simultaneously have $n-n$, $n-p$, and $p-p$ halo components in their wave functions. Differences in halo structure of the excited and ground states can result in the formation of isomers (halo-isomers). Both the Borromean and tango halo types can be observed for $n-p$ configurations of atomic nuclei. The structure of the ground and excited states with different isospin quantum number in halo-like nuclei is discussed. $B(M\lambda)$ and $B(E\lambda)$ for γ transitions in ${}^6\text{--}8\text{Li}$, ${}^8\text{--}10\text{Be}$, ${}^8,10,11\text{B}$, ${}^{10}\text{--}14\text{C}$, ${}^{13}\text{--}17\text{N}$, ${}^{15}\text{--}17,19\text{O}$, and ${}^{17}\text{F}$ are analyzed. Special attention is given to nuclei whose ground state does not exhibit halo structure, but the excited state may have one.