

# Восстановление вигнеровской суперсимметрии в тяжелых и сверхтяжелых ядрах

Ю. С. Лютостанский<sup>1)</sup>, В. Н. Тихонов

Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 15 мая 2015 г.

После переработки 1 июня 2015 г.

Возможность восстановления вигнеровской суперсимметрии (SU(4)-симметрии) в тяжелых и сверхтяжелых ядрах анализируется с нескольких сторон путем сравнения расчетов с экспериментальными данными. Представлены разности энергий гигантского гамов-теллеровского ( $E_G$ ) и аналогового ( $E_A$ ) резонансов, рассчитанные в теории конечных ферми-систем для 33 ядер, для которых имеются экспериментальные данные. Разности энергий  $\Delta E_{G-A}$  между  $E_G$  и  $E_A$  стремятся к нулю в более тяжелых ядрах, демонстрируя восстановление вигнеровской SU(4)-симметрии. Также величины  $\Delta E_{G-A}$  рассчитаны для тяжелых и сверхтяжелых ядер, расположенных на линии бета-стабильности в области значений массового числа  $A = 140-290$ . В рамках SU(4)-подхода анализируется изотопическая зависимость разности кулоновских энергий соседних ядер-изобар для более чем 400 ядер в интервале массовых чисел  $A = 3-244$ . Подтверждается восстановление вигнеровской SU(4)-симметрии в тяжелых и сверхтяжелых ядрах. Показано, что восстановление SU(4)-симметрии не противоречит возможности существования “острова стабильности” в районе сверхтяжелых ядер.

DOI: 10.7868/S0370274X15130020

**1. Введение.** После первых расчетов энергий нового гигантского гамов-теллеровского резонанса (ГТР) [1] задолго до его экспериментального обнаружения авторами была высказана гипотеза о возможном восстановлении SU(4)-симметрии в тяжелых ядрах [2]. Схема супермультиплетов на основе группы SU(4) была предложена Е.П. Вигнером много лет назад [3] и использовалась для объяснения атомных спектров. Поскольку на время предсказания параметров ГТР его энергии еще не были измерены, решить вопрос об экспериментальной проверке гипотезы восстановления вигнеровской SU(4)-симметрии в тяжелых ядрах тогда было невозможно.

В настоящее время имеется три возможности проверить эту гипотезу путем сравнения расчетных и экспериментальных данных. Первая основана на анализе вырождения гамов-теллеровского и аналогового (АР) резонансов, т.к. согласно SU(4)-подходу в этом случае оба резонанса должны принадлежать одному супермультиплету. Вторая возможность связана с выполнением для масс ядер соотношения Францини и Радикатти [4], следующего из SU(4)-теории. Третья же возможность связана с анализом кулоновских энергий ядер и их изотопической зависимости [5].

В настоящей работе результаты наших расчетов разности энергий  $\Delta E_{G-A}$  между ГТР ( $E_G$ ) и АР ( $E_A$ ) сопоставляются с экспериментальными данными. Исследуется восстановление вигнеровской SU(4)-симметрии вплоть до сверхтяжелых ядер с  $A = 290$ . Анализируется изотопическая зависимость разности кулоновских энергий соседних ядер-изобар для более чем 400 ядер, для которых имеются экспериментальные данные в интервале массовых чисел  $A = 3-244$ .

В связи с восстановлением вигнеровской суперсимметрии в тяжелых ядрах становится неопределенной интерпретация энергии спин-орбитального расщепления и связанная с ней оболочечная структура, а следовательно, и возможность существования “острова стабильности” в районе сверхтяжелых ядер. Этот вопрос также обсуждается в настоящей работе.

**2. Метод вычисления энергий резонансов.** Для анализа вырождения гамов-теллеровского и аналогового резонансов рассчитываются их энергии  $-E_G$  и  $E_A$  в теории конечных ферми-систем (ТКФС) [6]. Эти резонансы и другие зарядово-обменные возбуждения ядер описываются в ТКФС системой уравнений для эффективного поля, которая в  $\lambda$ -представлении имеет вид

$$V_{\lambda\lambda'} = V_{\lambda\lambda'}^\omega + \sum_{\lambda_1\lambda_2} \Gamma_{\lambda\lambda/\lambda_1\lambda_2}^\omega A_{\lambda_1\lambda_2} V_{\lambda_1\lambda_2} +$$

<sup>1)</sup>e-mail: Lutostansky@yandex.ru

$$\begin{aligned}
 & + \sum_{\nu_1 \nu_2} \Gamma_{\lambda \lambda \nu_1 \nu_2}^\omega A_{\nu_1 \nu_2} V_{\nu_1 \nu_2}, \\
 V_{\lambda \lambda'} & = \sum_{\lambda_1 \lambda_2} \Gamma_{\lambda \lambda' \lambda_1 \lambda_2}^\omega A_{\lambda_1 \lambda_2} V_{\lambda_1 \lambda_2} + \sum_{\nu_1 \nu_2} \Gamma_{\lambda \lambda \nu_1 \nu_2}^\omega A_{\nu_1 \nu_2} V_{\nu_1 \nu_2}, \\
 A_{\lambda \lambda'}^{(p\bar{p})} & = \frac{n_\lambda^{\bar{p}}(1 - n_{\lambda'}^p)}{\varepsilon_\lambda^{\bar{p}} - \varepsilon_{\lambda'}^{\bar{p}} + \omega}, \quad A_{\lambda \lambda'}^{(n\bar{n})} = \frac{n_\lambda^{\bar{n}}(1 - n_{\lambda'}^n)}{\varepsilon_\lambda^{\bar{n}} - \varepsilon_{\lambda'}^{\bar{n}} - \omega}, \\
 V_F^\omega & = e_q \sigma \tau_+, \quad V_{\text{GT}}^\omega = e_q \sigma \tau_+, \quad (1)
 \end{aligned}$$

где  $n_\lambda$  и  $\varepsilon_\lambda$  – числа заполнения и энергии одночастичных состояний  $\lambda$ . Индексы “ $\nu$ ” используются для  $l$ -запрещенной части ГТ-взаимодействия. Система секулярных уравнений (1) для зарядово-обменных возбуждений ядер получается из более общей системы [6], в которую включены эффективные вершины  $d_{pn}^{(1)}$  и  $d_{pn}^{(2)}$ , описывающие изменение спаривательной щели  $\Delta$  во внешнем поле [7, 8], из условия  $d_{pn}^{(1)} = d_{pn}^{(2)} = 0$ , т.е. в предположении, что эффекты изменения спаривательной щели во внешнем поле пренебрежимо малы. Последнее оправдано в нашем случае для внешних полей с нулевыми диагональными элементами [6]. Параметры одночастичных состояний и их волновые функции в оболочечной модели рассчитываются для нейтронов и протонов отдельно. Спаривание учитывается в одночастичной структуре заменой  $\varepsilon_\lambda \rightarrow E_\lambda = \sqrt{\varepsilon_\lambda^2 + \Delta_\lambda^2}$ , как в [9]. Энергии зарядово-обменных возбуждений определяются как собственные значения  $\omega_i$  секулярных уравнений (1), среди которых выделяются наиболее коллективные как по энергии ( $\omega_{\text{GTR}} > \omega_i$ ), так и по максимальному матричному элементу ( $M_{\text{GTR}}^2 \approx 3(N - Z)$ ).

В расчетах амплитуд  $\Gamma^\omega$  эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия использовались константы  $f'_0$  изоспин-изоспинового ( $\tau\tau$ ) и  $g'_0$  спин-изоспинового ( $\sigma\tau$ ) локального взаимодействия квазичастиц с  $L = 0$ . Для константы  $f'_0$  использовалось значение  $f'_0 = 1.35$ , полученное ранее из сравнения расчетов энергетического расщепления AP и антианалогового изобарического состояния (ИС) для большой группы ядер [10]. Для константы  $g'_0$ , как и в предыдущих расчетах [8], использовалось значение  $g'_0 = 1.22$ , полученное из сравнения рассчитанных разностей энергий ГТР ( $E_{G1}$ ) и расположенного ниже ИС ( $E_{G2}$ ) с экспериментальными данными [11] для девяти изотопов Sb. Это значение  $g'_0$  совпадает с полученным ранее [12] из сравнения самосогласованных расчетов энергий ГТР с экспериментальными данными для семи ядер ( $^{90,92,94}\text{Sb}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ). Так как абсолютные значения констант в различных подходах могут отличаться, то полученное отношение  $g'_0/f'_0 = 0.90 \pm 0.03$  в ТКФС будет модельно независимым.

Расчеты энергий ГРТ и AP проводились как в самосогласованной ТКФС (использовался упрощенный вариант работы [7] – частичное согласование с локальным взаимодействием и  $m^* = m$ ), так и в ее приближенном модельном варианте [10, 13], в котором удалось получить аналитический вид решений. Для этого пренебрегаем в (1)  $l$ -запрещенными членами и используем предположение о постоянстве эффективного поля в ядре при возбуждении коллективных мод, а именно ГТР. Для разности энергий  $\Delta E_{\text{G-A}}$  между  $E_{\text{G}}$  и  $E_{\text{A}}$  решение при  $V(r) = \text{const}$ , нормированное на энергию  $E_{l_s}$ , при  $\Delta E > E_{l_s}$  имеет вид

$$y(x) = \frac{\Delta E_{\text{G-A}}}{E_{l_s}} \approx (g'_0 - f'_0)x + b \frac{1 + bg'_0}{g'_0 x(1 + c_A/x^2)}, \quad (2)$$

где  $\Delta E = (4/3)\varepsilon_{\text{F}}(N - Z)/A$  МэВ,

$$E_{l_s} = \sum_{\lambda_1 \lambda_2} n_{\lambda_1}(1 - n_{\lambda_2})\varepsilon_{\lambda_1 \lambda_2}^{l_s} / \sum_{\lambda_1 \lambda_2} n_{\lambda_1}(1 - n_{\lambda_2}) \approx$$

$$\approx 20N^{-1/3} + 1.25 \quad (\text{при } N > 80), \quad x = \Delta E/E_{l_s},$$

$\varepsilon_{\text{F}} \approx 40$  МэВ,  $b = (2/3)[1 - (2A)^{-1/3}]$  и  $c_A = 0.8/A^{1/3}$ .

В формуле (2) средняя энергия спин-орбитального расщепления  $E_{l_s}$  является параметром, который может быть рассчитан из одночастичной схемы спин-флипировых ГТ-переходов, а может быть получен, как в [8], феноменологически из сравнения расчетов энергии  $\Delta E_{\text{G-A}}$  с экспериментальными данными.

**3. Результаты и обсуждение.** Разности энергий ГТР и AP ( $\Delta E_{\text{G-A}}$ ) были рассчитаны с помощью уравнения ТКФС (1) и соотношения (2) для 33 ядер:  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{60,64}\text{Ni}$ ,  $^{71}\text{Ga}$ ,  $^{76}\text{Ge}$ ,  $^{82}\text{Se}$ ,  $^{90,91,92,94}\text{Zr}$ ,  $^{93}\text{Nb}$ ,  $^{94,96,97,98,100}\text{Mo}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{112,114,116,117,118,119,120,122,124}\text{Sn}$ ,  $^{128,130}\text{Te}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{136}\text{Xe}$ ,  $^{150}\text{Nd}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  и  $^{208}\text{Pb}$  (это начальные ядра-мишени), для которых имеются экспериментальные данные (использовались данные, представленные в [8, 13]). Рассчитанные по формуле (2) и экспериментальные зависимости относительной энергии  $y(x) = \Delta E/E_{l_s}$  от безразмерной величины  $x = \Delta E_{\text{G-A}}/E_{l_s}$  представлены на рис. 1. Крайние точки отвечают  $^{60}\text{Ni}$  (слева) и  $^{208}\text{Pb}$  (справа) с  $x = 0.52$  и 2.15 соответственно. Расхождение рассчитанных и экспериментальных данных  $\Delta\varepsilon = |\Delta_{\text{G-A}}^{\text{calc}} - \Delta_{\text{G-A}}^{\text{exp}}|$  составляет 0.38 МэВ для  $^{60}\text{Ni}$  и меньше 0.10 МэВ для  $^{208}\text{Pb}$ , т.е. точность расчетов улучшается в тяжелых ядрах. Среднее расхождение составляет 0.30 МэВ для 33 представленных ядер, что сравнимо с точностью экспериментальных данных по  $E_{\text{GTR}}$  [11]. На рис. 1 также представлены расчеты для ядер, распо-

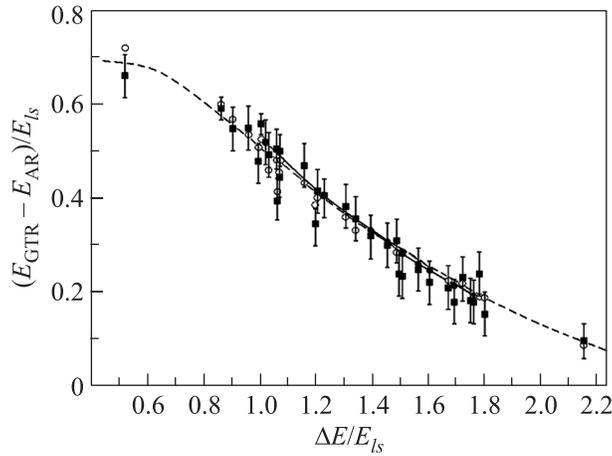


Рис. 1. Зависимости для 33 ядер безразмерной разности энергий ГТР и АР  $y(x) = (E_{\text{ГТР}} - E_{\text{АР}})/E_{I_s}$  от параметра  $x = \Delta E/E_{I_s}$ , рассчитанные по формуле (2) (белые кружки) и полученные в эксперименте (черные квадраты). Черные кружки, соединенные линией, – рассчитанные значения для изотопов Sn. Штриховая линия – расчеты с  $E_{I_s}$ , полученной из формулы (2) для ядер, расположенных на линии бета-стабильности, определяемой по формуле (3)

ложенных на “линии бета-стабильности” (ЛБС). Эта линия определялась по формуле

$$Z_\beta = A/(2 + 0.0150A^{2/3}), \quad (3)$$

полученной в [14] из условия  $(\partial M/\partial Z) = 0$  (при постоянном  $A$ ) с использованием известной формулы для энергии связи в капельной модели ядра. Здесь  $Z_\beta$  соответствует минимальному значению массы ядра для каждой изобарной цепочки. Соотношение (2) также применимо для тяжелых и сверхтяжелых ядер, так как для них параметр  $x = \Delta E/E_{I_s}$  больше.

Результаты расчетов абсолютного значения  $\Delta E_{\text{G-A}}$  в зависимости от массового числа для ядер с  $A > 140$  представлены на рис. 2. Расчеты выполнялись для изотопов, расположенных на ЛБС. Эти изотопы с  $Z_\beta(A)$  находились для каждой изобарной цепочки по минимальному значению массы ядра из экспериментальных данных [15]. Представлены также микроскопические расчеты разностей энергий ГТР и АР для изотопов  $^{257}\text{Fm}$ ,  $^{271}\text{Sg}$ ,  $^{280}\text{Ds}$  и  $^{290}\text{Lv}$  с учетом одночастичной структуры, как в работе [16]. Согласно (1) эти расчеты имеют приближенный характер, так как деформация ядер учитывалась феноменологически, как в [17]. Вместе с тем последовательный учет деформации должен сказаться на одночастичном спектре. Однако влияние деформаций на энергию спин-орбитального расщепления, определяющую положение ГТР, невелико. Было

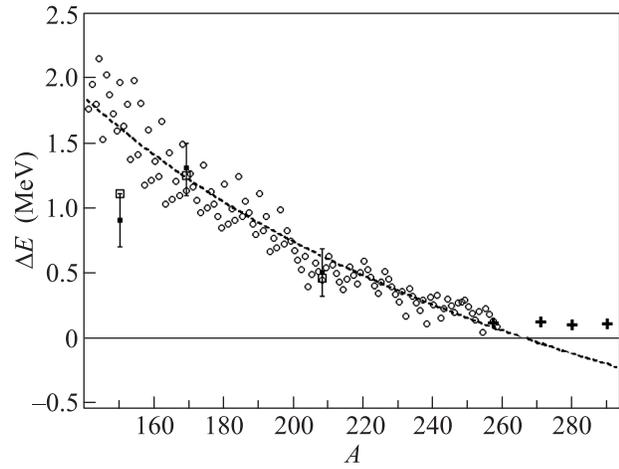


Рис. 2. Рассчитанные по формуле (2) зависимости  $\Delta E_{\text{G-A}}$  от массового числа  $A$  (белые квадраты) и экспериментальные данные (черные квадраты) для  $^{150}\text{Nd}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  и  $^{208}\text{Pb}$ . Кружки – расчеты для ядер, расположенных на линии бета-стабильности из [15]. Штриховая линия – расчеты для ядер на ЛБС согласно (3). Кресты – расчеты согласно (1) для  $^{257}\text{Fm}$ ,  $^{271}\text{Sg}$ ,  $^{280}\text{Ds}$  и  $^{290}\text{Lv}$

установлено, что расчеты энергий  $\Delta E_{\text{G-A}}$  согласно (1) для четырех тяжелых ядер в пределах 0.1 МэВ отличаются от расчетов по формуле (2). Как видно из рис. 2, ГТР и АР вырождаются и для тяжелых ядер. Однако рассчитанные в микроскопическом подходе согласно (1) значения  $\Delta E_{\text{G-A}}$  несколько больше полученных из формулы (2) для ядер на ЛБС из-за более корректного расчета энергии  $E_{I_s}$  из одночастичной схемы уровней. Отметим, что проведенный ранее Толоконниковым и Саперштейном [18] анализ спин-орбитального расщепления в сверхтяжелых ядрах в рамках обобщенного самосогласованного метода энергетического функционала плотности показал, что согласованное изменение значений параметров спин-орбитального взаимодействия мало влияет на энергии спин-орбитального расщепления, т.е. эта величина имеет устойчивый характер.

Таким образом, с учетом вырождения по матричным элементам ГТР и АР [19] можно сделать вывод о том, что уменьшение разности энергий  $\Delta E_{\text{G-A}}$  между ГТР и АР в тяжелых ядрах связано с восстановлением  $SU(4)$ -симметрии и оба резонанса принадлежат одному вигнеровскому супермультиплету вместе с основным состоянием начального ядра  $(A, Z)$ .

**4. Другими факторами**, указывающими на восстановление  $SU(4)$ -симметрии, являются массовые соотношения и кулоновские энергии. Анализ следующего из  $SU(4)$ -теории соотношения Францини и

Радикатти [4] проводился неоднократно [20–22]. Было показано, что эти соотношения лучше выполняются в более тяжелых ядрах.

Интересный анализ применимости SU(4)-подхода проводился в работе [5], где изучалась возможность описания разности кулоновских энергий соседних ядер-изобар  $\Delta E_C$  в рамках SU(4)-теории. Однако в [5] анализ проводился только для ядер с  $A < 60$ , что не позволяет сделать однозначного вывода. Мы проанализировали величины  $\Delta E_C$  для более чем 400 ядер, для которых известны экспериментальные данные в интервале массовых чисел  $A = 3–244$  (использовались данные, представленные в [17]). При анализе, как и в работах [5, 17], использовалась двухпараметрическая формула

$$\begin{aligned} \Delta E_C(A, Z) &= E_C(A, Z + 1) - E_C(A, Z) = \\ &= a u f(A) + b, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $u = Z/A^{1/3}$ ,  $f(A)$  – функция коррекции радиуса. Для всего диапазона ядер с  $A = 3–244$  получено  $a = 1416$  и  $b = -698$  кэВ со среднеквадратичным отклонением  $\delta E < 100$  кэВ. Деформация учитывалась феноменологически, как в [17], введением поправки к  $\Delta E_C$ :  $\Delta E_C^{\text{def}} = \Delta E_C^{\text{sph}} - \delta E_C^{\text{def}}$  с параметрами деформации  $\beta_2$  и  $\beta_4$  из [23]. В SU(4)-схеме четыре типа основных состояний ядер принадлежат разным супермультиплетам: 1)  $Z$ -четное,  $N$ -четное – супермультиплету  $(T_Z, 0, 0)$ ; 2)  $Z$ -четное,  $N$ -нечетное –  $(T_Z, 1/2, 1/2)$ ; 3)  $Z$ -нечетное,  $N$ -четное –  $(T_Z, 1/2, -1/2)$ ; 4)  $Z$ -нечетное,  $N$ -нечетное –  $(T_Z, 1, 0)$  и энергия  $\Delta E_C$  рассматривается как разность энергии основного состояния ядра  $(A, Z)$  и энергии возбуждения AP в ядре  $(A, Z + 1)$ . Соответственно с учетом разности масс  $\Delta M = M_n - M_H = 782.35$  кэВ получаем для параметра  $b$  из (4) соотношение  $b = \beta - \Delta M$ , где параметр  $\beta$  в SU(4)-схеме должен зависеть от супермультиплета основного состояния. Так, для ядер с четным  $Z$ , т.е. для случаев 1 и 2, должно выполняться равенство  $\beta = 0$  [5], что мы и наблюдали: среднее отклонение значения  $\beta$  от нуля составило 80 кэВ. Наиболее интересны случаи с  $Z$ -нечетными ядрами, для которых в SU(4)-схеме должна наблюдаться зависимость от изоспина  $T_Z = (N - Z)/2$  вида  $\beta = \alpha/T_Z$ , где параметр  $\alpha$  различен для ядер с четными и нечетными  $N$  [5]. Проведенный анализ показал наличие обратной зависимости  $\beta \approx 83/T_Z$  кэВ для ядер с нечетными значениями  $Z$  в соответствии с SU(4)-подходом [5]. Однако получить различные значения  $\alpha$  для разных супермультиплетов не удалось из-за недостатка данных по  $\Delta E_C$  для нечетно-нечетных ядер. Тем не менее на основании анализа экспериментальных данных по энергиям  $\Delta E_C$  для более чем 400 ядер можно

утверждать, что наблюдается функциональная зависимость, соответствующая SU(4)-теории.

**5. Заключение.** Как показано в настоящей работе, вигнеровская суперсимметрия в тяжелых ядрах восстанавливается. В связи с этим неопределенными становятся интерпретация энергии спин-орбитального расщепления и связанная с ней оболочечная структура, а следовательно, и возможность существования “острова стабильности” в районе сверхтяжелых ядер. В нашем случае при анализе вырождения ГТР и AP используется отношение  $x = \Delta E/E_{ls}$ , которое увеличивается в тяжелых ядрах с увеличением энергии  $\Delta E \sim (N - Z)/A$  даже при постоянном значении  $E_{ls}$ . Здесь  $E_{ls}$  – средняя энергия спин-флипповых одночастичных переходов внутри спин-орбитальных дублетов (2), которая уменьшается с ростом нейтронного избытка. Согласно оценке (2) энергия  $E_{ls}$  стремится к постоянному значению в тяжелых ядрах и не становится равной нулю. Расчеты для сверхтяжелых ядер в микроскопическом подходе (см. рис. 2) подтверждают, что  $E_{ls}$  больше нуля и даже немного увеличивается при подходе к “острову стабильности”. Таким образом, можно утверждать, что восстановление вигнеровской суперсимметрии в тяжелых ядрах не противоречит возможности существования “острова стабильности” в районе сверхтяжелых ядер.

Авторы благодарны Е.П. Велихову, Д.М. Владимирову, С.С. Герштейну, Э.Е. Саперштейну, С.В. Толконникову и Н.Б. Шульгиной за стимулирующие дискуссии и помощь в работе. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 13-02-12106 офи-м (раздел 2), 14-22-03040 офи-м (раздел 3) и гранта Швейцарского национального научного фонда # IZ73Z0\_152485 SCOPES (раздел 1).

1. Ю.В. Гапонов, Ю.С. Лютостанский, Письма в ЖЭТФ **15**, 173 (1972).
2. Ю.В. Гапонов, Ю.С. Лютостанский, Письма в ЖЭТФ **18**, 130 (1973).
3. E. P. Wigner, Phys. Rev. **51**, 106 (1937); **56**, 519 (1939).
4. P. Franzini and L. A. Radicatti, Phys. Lett. **6**, 322 (1963).
5. Д.М. Владимиров, Н.Б. Шульгина, ЯФ **45**, 1586 (1987).
6. А.Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер*, Наука, М. (1983).
7. I. N. Borzov, S. A. Fayans, and E. L. Trykov, Nucl. Phys. A **584**, 335 (1995).
8. Ю.С. Лютостанский, В.Н. Тихонов, Изв. РАН **78**, 556 (2014).

9. Yu. S. Lutostansky and N. V. Shulgina, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 430 (1991).
10. Ю. В. Гапонов, Ю. С. Лютостанский, *ЭЧАЯ* **12**, 1324 (1981).
11. K. Pham, J. Janecke, D. A. Roberts et al., *Phys. Rev. C* **51**, 526 (1995).
12. Ю. В. Гапонов, Ю. С. Лютостанский, В. Г. Александрин, *Письма в ЖЭТФ* **34**, 407 (1981).
13. Ю. С. Лютостанский, *ЯФ* **74**, 1207 (2011).
14. Ю. С. Лютостанский, *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **50**, 834 (1986).
15. M. Wang, G. Audi, A. H. Wapstra et al., *Chin. Phys. C* **36**, 1603 (2012).
16. С. В. Толоконников, Ю. С. Лютостанский, Э. Е. Саперштейн, *ЯФ* **76**, 758 (2013).
17. Ю. С. Лютостанский, В. Н. Тихонов, *Изв. РАН. Сер. физ.* **79**, 466 (2015).
18. С. В. Толоконников, Э. Е. Саперштейн, *ЯФ* **73**, 1 (2010).
19. Ю. В. Гапонов, *Письма в ЖЭТФ* **38**, 204 (1983).
20. Ю. В. Гапонов, Ю. И. Григорьян, Ю. С. Лютостанский, *ЯФ* **31**, 65 (1980).
21. Yu. V. Garonov, N. V. Shulgina, and D. M. Vladimirov, *Nucl. Phys. A* **93**, 391 (1982).
22. А. М. Нурмухамедов, *ЯФ* **75**, 29 (2012).
23. P. Moller, J. R. Nix, W. D. Myers, and W. J. Swiatecki, *At. Data & Nucl. Data Tables.* **59**, 185 (1995).