УДК 539.141

ПРОЯВЛЕНИЕ *пр*-КОРРЕЛЯЦИЙ В ПОВЕДЕНИИ ЭНЕРГИЙ ОТДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ И ПРОТОНОВ

© 2019 г. С. В. Сидоров¹, Е. В. Владимирова¹, Б. С. Ишханов^{1, 2}, Т. Ю. Третьякова^{2, *}

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова", физический факультет, Москва, Россия

 $^2 \Phi$ едеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования

"Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова",

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

**E-mail: tretyakova@sinp.msu.ru* Поступила в редакцию 01.10.2018 г. После доработки 15.10.2018 г. Принята к публикации 19.11.2018 г.

Проведен анализ различных массовых соотношений для оценки нейтрон-протонных корреляций. Различия между расчетами указывают на феноменологические отличия между рассматриваемыми соотношениями. Использование параметризации в рамках оболочечной модели позволяет более детально изучить структуру различных оценок и их связь с реальной величиной *пр*-корреляций.

DOI: 10.1134/S0367676519040252

введение

За десятилетия, прошедшие со времени описания механизма спаривания сверхпроводящего типа в атомных ядрах [1], было накоплено значительное количество экспериментальных данных и построено большое число эффективных моделей для описания роли спаривания тождественных нуклонов в формировании различных свойств ядер [2-4]. Однако постоянное развитие экспериментальных возможностей позволило увеличить диапазон изучаемых ядер, находящихся вдали от долины стабильности, и с лучшей точностью измерить свойства известных изотопов, что привело к новой волне теоретических исследований структуры и динамики атомных ядер. Важной является роль нейтрон-протонных корреляций в ядрах [5-9]. Традиционно основным объектом исследования пр-корреляций является последовательность ядер с N = Z. Ядра этой последовательности демонстрируют яркий пример изоспиновой симметрии нуклон-нуклонного взаимодействия, являющейся следствием зарядовой независимости ядерных сил.

Одним из способов изучения структуры атомных ядер, в том числе эффектов спаривания нуклонов, является систематическое исследование массовой поверхности атомных ядер, ее глобального поведения и локальных флуктуаций. Это важный источник информации, поскольку экспериментальные значения масс ядер определены с высокой точностью и число изотопов, для которых

доступна данная информация, постоянно увеличивается [10]. Массовые соотношения позволяют выделять необходимую информацию о величине взаимодействия между нуклонами в зависимости от массового числа А и степени заселенности внешней оболочки. Например, хорошо известно, что спаривание тождественных нуклонов приводит к расслоению массовой поверхности и может быть количественно определено из величины четно-нечетного эффекта (even-odd staggering – EOS) [11–13]. Детально изучены различные варианты оценки энергии спаривания тождественных нуклонов в четно-четных изотопах на основе масс соседних ядер, однако, несмотря на длительную историю изучения проблемы, до сих пор дискутируется вопрос о том, какое соотношение наиболее точно соответствует парному взаимодействию тождественных нуклонов [14–19].

Массовые соотношения для оценки величины спаривания нейтрона и протона более разнообразны, но при этом в основном они рассматриваются для нечетно-нечетных ядер, принадлежащих цепочке N = Z. Но поскольку существуют предположения, что изоскалярное *пр*-спаривание в тяжелых ядрах вносит существенный вклад в коллективные эффекты, имеет смысл провести также анализ массовых соотношений для ядер с нейтронным избытком. Данные характеристики могут дать информацию о величине *пр*-спаривания и возможность рассмотрения *пр*-пар как дейтроноподобных образований в ядрах.



Рис. 1. Диаграммы оценки величины *пр*-корреляций. Приводятся коэффициенты перед энергиями связи в соотношениях $a - \Delta_{np}$, $\delta - \Delta_{np}^{(7)}$, $e - \Delta_{np}^{(6,n)}$, $e - \Delta_{np}^{(6,p)}$, $\partial - \delta_{np}$. Во всех выражениях присутствует множитель $(-1)^A$.

В настоящей работе рассматривается феноменология некоторых используемых в литературе массовых соотношений для оценки *пр*-корреляций в ядрах. Сравнение поведения рассматриваемых характеристик проводится на различных цепочках ядер N - Z = const. Параметризация энергий связи в рамках оболочечной модели дает более ясное представление о структуре массовых соотношений и их связи с нейтрон-протонным взаимодействием и другими эффектами ядерной структуры.

МАССОВЫЕ СООТНОШЕНИЯ

В литературе рассматривается большое число массовых соотношений, используемых для оценки величины *пр*-корреляций в ядрах (см., например, [5–9, 14]), и обсуждается вопрос о соответствии различных характеристик ядра величине изовекторного или изоскалярного спаривания нуклонов. По определению, энергия *пр*-спаривания выражается как разность между энергиями отделения *пр*-пары $S_{np}(N,Z)$ и одиночных нуклонов $S_n(N, Z - 1)$, $S_p(N - 1, Z)$:

$$\Delta_{np}(N,Z) = S_{np}(N,Z) - [S_n(N,Z-1) + S_p(N-1,Z)] = B(N,Z) + (1) + B(N-1,Z-1) - B(N-1,Z) - B(N,Z-1),$$

где S(N,Z) — энергия отделения нуклона(-ов), B(N,Z) — энергия связи ядра. Схема расчета Δ_{np} по энергиям связи ядер представлена на рис. 1*a*. Предложенное в работе [20] определение энергии



Рис. 2. Зависимости энергии отделения нейтрона S_n (квадраты) и протоны S_p (кружки) в изотопах олова (белые символы) и сурьмы (черные символы). На основе данных [10].

пр-спаривания для нечетно-нечетных ядер в дальнейшем получило широкое использование в литературе для любых ядер независимо от четности [21–29]. Соотношение (1) может быть выражено как разность энергий отделения протона $S_p(N)$ (нейтрона $S_n(Z)$) в соседних ядрах цепочки изотопов (изотонов):

$$\Delta_{np}(N,Z) = S_p(N,Z) - S_p(N-1,Z) = S_n(N,Z) - S_n(N,Z-1).$$
(2)

На рис. 2 представлены энергии отделения нейтрона и протона в изотопах олова Sn (Z = 50) и сурьмы Sb (Z = 51) как функции числа нейтронов. Хорошо известно, что пилообразный характер зависимостей $S_n(N)$ обусловлен спариванием нейтронов в ядрах. Зависимости $S_p(N)$ также осциллируют несмотря на постоянное число протонов в пределах одной цепочки изотопов, что интерпретируется как результат взаимодействия протона с нечетным нейтроном [31].

Посредством усреднения Δ_{np} (1) по двум или четырем соседним ядрам могут быть получены усредненные соотношения $\Delta_{np}^{(7)}$, $\Delta_{np}^{(6,n)}$, $\Delta_{np}^{(6,p)}$. В случае нечетно-нечетного ядра для усреднения используются характеристики, рассчитанные для ядер с другими числами N и Z. Наглядные диаграммы расчета данных соотношений приведены на рис. 16-1e. Если в случае $\Delta_{np}^{(7)}$ усреднение происходит между нечетно-нечетным и четно-четным ядром (A четное), то для $\Delta_{np}^{(6,n)}$, $\Delta_{np}^{(6,p)}$ используется значение Δ_{np} для соседнего ядра с нечетным значе-

МэВ

нием *A*, тем самым данные соотношения должны отражать сложную структуру *пр*-корреляций, а не только парное взаимодействие нейтрона и протона.

На рис. З показаны зависимости $\Delta_{np}(A)$ для цепочек N = Z + 4 и N = Z + 5. В случае ядер с четным A (N = Z + 4) получаемые оценки соответствуют зависимости 12 МэВ/ $A^{1/2}$, в то время как для ядер с нечетным A (N = Z + 5) значения $\Delta_{np}(A)$ лежат на 1 МэВ ниже. Как следствие, $\Delta_{np}^{(6,n)}$ и $\Delta_{np}^{(6,p)}$, являющиеся усреднениями Δ_{np} по двум соседним цепочкам с четным и нечетным количеством нуклонов, также лежат ниже зависимости 12 МэВ/ $A^{1/2}$ и не демонстрируют изменения поведения для цепочек с четными и нечетными A. Значения $\Delta_{np}^{(7)}$ близки к Δ_{np} и имеют сходную зависимость от Aкак для четных, так и для нечетных значений A.

Наиболее усредненная характеристика, связанная с оценкой энергии *пр*-взаимодействия, получена в анализе расщепления массовой поверхности (EOS-эффект). В соотношение для разности энергий четно-четного и нечетно-нечетного ядра помимо энергий спаривания тождественных нуклонов входит поправка для нечетно-нечетных ядер [12]. В работе [13] данное соотношение записывается как:

$$B_{\rm Heq-Heq} - B_{\rm qet-qet} = \frac{1}{2} \Big[\Delta_n^{(5)} + \Delta_p^{(5)} \Big] - \delta_{np}.$$
 (3)

Величины $\Delta_n^{(5)}$, $\Delta_p^{(5)}$ отвечают спариванию тождественных нуклонов, нейтронов или протонов:

$$\Delta_{n(p)}^{(5)}(A) = \frac{(-1)^{N(Z)}}{4} \left(3S_{n(p)}(A+1) - 3S_{n(p)}(A) + S_{n(p)}(A-1) - S_{n(p)}(A+2) \right),$$
(4)

где $\Delta_n^{(5)}$ рассчитывается при Z = const, $\Delta_p^{(5)} -$ при N = const. Поправка δ_{np} трактуется как взаимодействие между неспаренным внешним протоном и внешним нейтроном. Из диаграммы для расчета δ_{np} , представленной на рис. 1 ∂ , видно, что данное определение np-корреляций фактически является усреднением $\Delta_{np}^{(6,n)}(A)$ по двум соседним ядрам. Представленная на рис. 3 зависимость δ_{np} характеризуется существенными флуктуациями и согласуется с $\Delta_{np}^{(6,n)}$, $\Delta_{np}^{(6,p)}$ независимо от того, является ли A четным или нечетным.

ОБОЛОЧЕЧНАЯ МОДЕЛЬ

Для выявления взаимосвязи между различными массовыми соотношениями используются различные модельные подходы, например, параметризация энергии связи ядра, основанная на оболочечном подходе. Рассмотрим ядро с *N*⁺ нейтронами

a

Рис. 3. Δ_{np} (жирная сплошная линия), $\Delta_{np}^{(6,n)}$ (короткие штрихи), $\Delta_{np}^{(6,p)}$ (длинные штрихи), $\Delta_{np}^{(7)}$ (тонкая сплошная линия), δ_{np} (серая сплошная линия) и аппроксимация $12/A^{1/2}$ (штрих-пунктирная линия) в ядрах a - N = Z + 4, 6 - N = Z + 5. На основе данных [10].

на оболочке j_n и Z протонами на оболочке j_p сверх замкнутого остова (N_0, Z_0) . Энергия связи такого ядра может быть записана в виде [30]:

$$B(N_0 + N, Z_0 + Z) = B(N_0, Z_0) + N\varepsilon_n + Z\varepsilon_p + W(j_n) + W(j_p) + I(j_n, j_p),$$
(5)

где ε_n , ε_p — одночастичные энергии нейтронов и протонов на оболочках j_n , j_p соответственно; члены $W(j_n)$ и $W(j_p)$ характеризуют вклады от взаимодействия нейтронов и протонов в пределах своих оболочек, член $I(j_n, j_p)$ связан с взаимодействием между нейтронами и протонами на обо-



A

лочках j_n и j_p . Взаимодействие нейтронов между собой может быть записано в виде суммы:

$$W(j_n) = \frac{1}{2} \left(N - \frac{1 - (-1)^N}{2} \right) \pi_n + \frac{N(N-1)}{2} d_n.$$
(6)

Первый член в сумме отражает спаривание тождественных нуклонов, характеризуемое величиной взаимодействия π_n . Второй член отражает дополнительное отталкивающее взаимодействие *d*_{*n*}, не зависящее от взаимной ориентации спинов нуклонов, т.е. не относящееся напрямую к спариванию. Два слагаемых, связанных с π_n и d_n , проявляются как две характерные особенности поведения $S_n(N)$ в изотопах — пилообразный эффект и общий убывающий наклон соответственно (рис. 1). Энергия парных корреляций π_n определяется разностью значений энергии отделения нейтрона в соселних изотопах с четным и нечетным значением N. Отрицательная величина *d*_n может быть получена из расчета разности $S_n(N+1) - S_n(N-1)$. Более подробно соотношения для оценки спаривания тождественных нуклонов были рассмотрены нами ранее в работе [19].

Взаимодействие между нейтронами и протонами на оболочках j_n , j_p может быть записано в виде суммы [30]:

$$I(j_n, j_p) = NZI^0 + \frac{(1 - (-1)^N)(1 - (-1)^Z)}{4}I, \quad (7)$$

где параметры I^0 , Γ имеют интерпретацию, аналогичную параметрам π_n , d_n соответственно в формуле (6). Вклад I^0 не связан с взаимной ориентацией спинов нейтрона и протона, в то время как вклад Γ зависит от полного момента J пары нуклонов и возникает лишь в нечетно-нечетных изотопах.

Таким образом, соотношение (5) может быть переписано в виде

$$B(N_{0} + N, Z_{0} + Z') = B(N_{0}, Z_{0}) + N'\varepsilon_{n} + Z'\varepsilon_{p} + + \frac{N}{2}\pi_{n} + \frac{Z}{2}\pi_{p} + \frac{N'(N'-1)}{2}d_{n} + + \frac{Z'(Z'-1)}{2}d_{p} + N'ZI^{0} - \delta,$$
(8)

где член δ имеет вид:

$$\delta = \begin{cases} 0 & N - \text{ver, } Z - \text{ver,} \\ \pi_p/2 & N - \text{ver, } Z - \text{hey,} \\ \pi_n/2 & N - \text{hey, } Z - \text{ver,} \\ (\pi_n + \pi_p)/2 - \Gamma N - \text{hey, } Z - \text{hey.} \end{cases}$$
(9)

Для получения зависимости параметров π и d от числа нуклонов A можно использовать массовые соотношения для спаривания тождественных

нуклонов. Например, для спаривания нейтронов в четно-четном ядре имеем:

$$\Delta_{nn} = S_{2n}(N,Z) - 2S_n(N-1,Z) = \pi_n + d_n, \quad (10)$$

$$\Delta_{nn}^{(3)} = S_n(N) - S_n(N+1) = \pi_n - d_n, \tag{11}$$

$$\Delta_{nn}^{(5)} = 2\Delta_n^{(5)} = \pi_n.$$
(12)

Таким образом, в рамках оболочечной модели величина Δ_{nn} для четных N всегда меньше, чем для нечетных N в силу $d_n < 0$; обратное справедливо для $\Delta_{nn}^{(3)}$, в то время как усредняющая характеристика $\Delta_{nn}^{(5)}$ позволяет выделить энергию парного взаимодействия нейтронов π_n . В свою очередь оценка d_n может быть получена, например, с помощью расчета величины $(\Delta_{nn} - \Delta_{nn}^{(3)})/2$.

НЕЙТРОН-ПРОТОННЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ В РАМКАХ ОБОЛОЧЕЧНОЙ МОДЕЛИ

Рассмотрим введенные выше массовые соотношения в рамках данной параметризации. Оценки Δ_{nn} и $\Delta_{nn}^{(7)}$ зависят от ядра:

$$\Delta_{np} = \Delta_{np}^{(7)} = I + I^0$$
, (чет–чет, неч–неч), (13)

$$\Delta_{np} = \Delta_{np}^{(7)} = I - I^0$$
, (чет-неч). (14)

Ранее отмечалось хорошее соответствие результатов расчета по этим массовым соотношениям между собой (рис. 3). Заметим, что хотя $\Delta_{np}^{(7)}$ является усреднением Δ_{np} по двум ядрам, эта оценка не позволяет произвести разделение параметров Γ . I^0 .

Аналогично формулам для спаривания тождественных нуклонов, величина параметра I' соответствует усредненным характеристикам $\Delta_{np}^{(6,n)}$, $\Delta_{np}^{(6,p)}$, δ_{np} :

$$\Delta_{np}^{(6,n)} = \Delta_{np}^{(6,p)} = \delta_{np} = \Gamma.$$
 (15)

Используя формулы (13)–(15), можно получить выражение I^0 через энергии связи. Схемы расчета различных вариантов массовых соотношений приведены на рис. 4. Наиболее интересным в данном случае является результат для разделения $\Delta_{np}^{(7)}$ на параметры Γ и I^0 . Соотношение лля I^0 :

$$I^{0}(N,Z) = \frac{1}{4} [B(N+1,Z+1) - B(N-1,Z+1) + B(N-1,Z-1) - B(N+1,Z-1)]$$
(16)

совпадает с характеристикой δV_{np} , введенной в работе [32] для оценки *пр*-спаривания.

Важным является вопрос не только о величине введенных параметров, но и о показателе их степенной зависимости от А. В табл. 1 представлены коэффициенты аппроксимации параметров π. d функцией $C \cdot A^{-b}$. Параметры фитировались без учета магических и самосопряженных ядер в соответствии с правилами отбора из [13]. Величина фиксированного параметра b выбиралась наиболее близкой к результату аппроксимации с двумя свободными параметрами: С и b. Для параметров спаривания нейтронов π_n и протонов π_n значения b составляли 0.30 ± 0.01 и 0.32 ± 0.01 , что соответствует широко используемой зависимости А^{-1/3}. Для параметров d_n , d_n значение b было выбрано равным единице, что согласуется со значением $b = 0.93 \pm 0.03$, полученным при фитировании d., с двумя свободными параметрами. В случае протонов отличие подгоняемого параметра b от единицы гораздо значительнее вследствие кулоновского взаимодействия ($b = 0.56 \pm 0.01$).

Величины коэффициентов *C* аппроксимации I^0 и Γ степенной зависимостью CA^{-b} для различных значений показателя степени *b* представлены в табл. 2. Фиксированные значения *b* позволяют нам сравнить вклады *np*-корреляций I^0 и Γ между собой, а также с величинами вкладов корреляций тождественных нуклонов π и *d*. Аппроксимация степенной зависимостью со свободным показателем степени *b*, равным 0.83 ± 0.01 и 0.67 ± 0.02 для I^0 и Γ соответственно. Таким образом, параметру I^0 наилучшим образом соответствует зависимость C/A, а Γ – зависимость $C/A^{2/3}$. Для всех рассмотренных вариантов *b* коэффициенты *C* для I^0 и Γ имеют сопоставимые значения и $I^0 > \Gamma$.

Численные оценки, проведенные в работе [30] в области стабильных ядер, показывают, что значение $d_n \approx -0.1$ МэВ, $d_p \approx -0.5$ МэВ, $I^0 \approx 0.3$ МэВ. Следует также отметить выполнение соотношений:

$$\frac{1}{2}(d_n+d_p)\approx -I^0, \ \pi_n\approx \pi_p, \qquad (22)$$

что следует из зарядовой независимости ядерных сил. Погрешности данных соотношений имеют порядок 1 МэВ, что видно из табл. 1 и 2.

Дополнительная информация о величине парных корреляций может быть извлечена посредством анализа мультиплета основного состояния (ground state multiplet – GSM), образующегося в спектрах низколежащих состояний ядер в результате спаривания нуклонов. Так в рамках модели модифицированных поверхностных сил спаривания MSDI можно показать, что степень расщепления GSM в четно-четных ядрах отвечает вели-



Рис. 4. Соотношения между различными оценками величины *пр*-корреляций.

чине спаривания тождественных нуклонов [33], а в нечетно-нечетных ядрах — величине пр-корреляций Δ_{nn} [34]. Спектры возбужденных состояний ядер¹³⁴Sb и ²¹⁰Bi приведены на рис. 5. В первом приближении данные ядра можно рассмотреть в виде дважды магического остова с внешней пр-парой, при этом расщепление GSM ~0.7 и 0.6 МэВ соответственно. Сопоставление этих величин с различными оценками Δ_{nn} , рассмотренными ранее, позволяет сделать вывод о том, что наиболее реалистичным является описание нуклонных корреляций с помощью соотношения $\Delta_{nn} = I + I^0$. В случае пр-спаривания, таким образом, важны вклалы обеих составляющих взаимолействия Г и I^{0} ; в то же время использование соотношений типа $\Delta_{np}^{(6n)} = I'$ уменьшает оценку в два раза вследствие сопоставимости величин I' и I^0 , что приво-

Таблица 1. Коэффициент *С* (МэВ) аппроксимации параметров π , *d* зависимостью CA^{-b}

	Нейтроны	Протоны
$\pi(A) = C \big/ A^{1/3}$	10.22 ± 0.06	11.48 ± 0.06
$d(A) = C \big/ A$	-23.0 ± 0.3	-56.7 ± 0.6

Таблица 2. Коэффициент *С* (МэВ) аппроксимации параметров I^0 , I' зависимостью CA^{-b} с различными фиксированными значениями *b*

	I^0	Г
C/A	41.9 ± 0.3	30.7 ± 0.4
$C/A^{2/3}$	9.43 ± 0.06	7.04 ± 0.08
$C/A^{1/3}$	1.93 ± 0.02	1.46 ± 0.02



Рис. 5. Мультиплеты основного состояния в ядрах 134 Sb, 210 Bi.

дит к заниженной оценке расщепления GSM в данных ядрах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе рассмотрены некоторые массовые соотношения для оценки энергии спаривания нейтрона и протона Δ_{np} для четно-четных и нечетно-нечетных ядер. Для анализа структуры полученных характеристик использована параметризация энергии связи атомного ядра в рамках оболочечной модели. Этот подход учитывает как взаимодействие тождественных нуклонов в пределах подоболочек, так и взаимодействие между нуклонами на различных подоболочках, в том числе взаимодействие внешних нейтронов и протонов между собой. Использование такой параметризации позволяет выделять вклады различных эффектов ядерной структуры и нагляднее прослеживать взаимосвязь тех или иных оценок на основе масс ядер.

В рамках указанной параметризации взаимодействие тождественных нуклонов описывается двумя членами:

$$\Delta_{nn(pp)} = \pi_{n(p)} + d_{n(p)},$$

первый из которых отвечает за парное взаимодействие тождественных нуклонов с энергией спаривания π , в то время как второй член описывает дополнительное взаимодействие тождественных нуклонов величины d, не зависящее от относительной ориентации их спинов и имеющее характер отталкивания. Поскольку эмпирическая оценка величины параметра π существенно больше величины d, то можно показать, учет d или его отсутствие не сказывается на оценках величины спаривания тождественных нуклонов существенным образом. Аналогичным образом, в рамках данного подхода взаимодействие нейтронов и протонов может быть представлено как сумма двух слагаемых:

$$\Delta_{nn} = I^0 + I,$$

одно из которых, Γ , зависит от взаимной ориентации спинов протона и нейтрона и присутствует только в нечетно-нечетных ядрах. Вследствие приближенного равенства величин Γ^0 и Γ учет лишь одного из них изменяет результат оценки энергии *пр*-спаривания в два раза. Данная картина наблюдается при сопоставлении оценок Δ_{np} с $\Delta_{np}^{(6,n)}$, $\Delta_{np}^{(6,p)}$ и δ_{np} , значения которых составляют примерно половину от Δ_{nn} .

Были подобраны степенные зависимости и проведена аппроксимация параметров парного взаимодействия как тождественных нуклонов, так и нейтрон-протонной пары. Аппроксимация параметров I^0 и I степенной функцией C/A^b с различными фиксированными значениями b позволяет наглядно продемонстрировать соотношение различных параметров на всем современном массиве ядер. Так, коэффициенты C параметров d_n, d_p и I^0 в аппроксимации C/A сопоставимой величины и удовлетворяют соотношению

$$\frac{1}{2}(d_n+d_p)+I^0\approx 0.$$

Параметры $\pi_{n(p)}$ хорошо описываются зависимостью $C/A^{1/3}$ со значением $C \approx 10$ МэВ. Значение коэффициента C для аппроксимации I' той же зависимостью почти на порядок ниже и составляет 1.38 ± 0.02 МэВ, что дает понятие о соотношении корреляций тождественных нуклонов с *пр*-корреляциями в данном подходе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Bohr A., Mottelson B.R., Pines D. // Phys. Rev. 1958.
 V. 110. P. 936.
- 2. *Brink D., Broglia R.A.* // Nuclear Superfluidity: Pairing in Finite Systems. Cambridge: Cambridge University Press, 2005. 394 p.
- 3. *Broglia R.A., Zelevinsky V., Eds.* // Fifty Years of Nuclear BCS. Singapore: World Scientific, 2013. 670 p.
- Dean D.J., Jensen M. Hjorth // Rev. Mod. Phys. 2003. V. 75. P. 607.
- 5. Frauendorf S., Macchiavelli A.O. // Prog. Part. Nucl. Phys. 2014. V. 78. P. 24.
- 6. *Warner D.D., Bentley M.A., Van Isacker P. //* Nature Phys. 2006. V. 2. P. 311.
- 7. Van Isacker P. // Int. J. Mod. Phys. E. 2013. V. 22. Art. no. 1330028.
- 8. Qi C., Wyss R. // Phys. Scr. 2016. V. 91. Art. no. 013009.

565

 Sagawa H., Bai C.L., Colo G. // Phys. Scr. 2016. V. 91. Art. no. 063011.

ПРОЯВЛЕНИЕ *пр*-КОРРЕЛЯЦИЙ В ПОВЕДЕНИИ ЭНЕРГИЙ

- Wang M., Audi G., Kondev F.G. et al. // Chinese Phys. C. 2017. V. 41. Art. no. 030003.
- 11. Mayer M.G. // Phys Rev. 1949. V. 75. P. 1969.
- Bohr A., Mottelson B.R. // Nuclear Structure. 1969. V. 1. N.Y.
- 13. Möller P., Nix J.R. // Nucl. Phys. 1992. V. A536. P. 20.
- 14. Jensen A.S., Hansen P.G., Jonson B. // Nucl. Phys. 1984. V. A431. P. 393.
- 15. Satula W., Dobaczewski J., Nazarewicz W. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 3599.
- 16. Bender M., Rutz K., Reinhard P.G., Maruhn J.A. // Eur. Phys. Jour. A. 2000. V. 8. P. 59.
- 17. Dobaczewski J., Magierski P., Nazarewicz W. et al. // Phys. Rev. C. 2001. V. 63. Art. no. 024308.
- Changizi S.A. Qi, C., Wyss R. // Nucl. Phys. 2015. V. A940. P. 210.
- Ishkhanov B.S., Sidorov S.V., Tretyakova T.Yu., Vladimirova E.V. // Chinese Phys. C. 2017. V. 41. Art. no. 094101.
- 20. Кравцов В.А. // ЖЭТФ. 1959. Т. 36. С. 1224.
- 21. Basu M.K., Banerjee D. // Phys. Rev. C. 1971. V. 3. P. 992.
- 22. Jänecke J. // Phys. Rev. C. 1972. V. 6. P. 467.
- 23. Jänecke J., Behrens H. // Phys. Rev. C. 1974. V. 9. P. 1276.

- Monahan J.E., Serduke F.J.D. // Phys. Rev. C. 1977. V. 15. P. 1080.
- Cheng Y.Y., Zhao Y.M., Arima A. // Phys. Rev. C. 2015. V. 91. Art. no. 023314.
- Fu G.J., Lei Y., Jiang H. et al. // Phys. Rev. C. 2011. V. 84. Art. no. 034311.
- Fu G.J., Shen J.J., Zhao Y.M., Arima A. // Phys. Rev. C. 2013. V. 87. Art. no. 044309.
- 28. *Lu Y., Zhao Y.M., Arima A.* // Phys. Rev. C. 2014. V. 89. Art. no. 017501.
- 29. Имашева Л.Т., Ишханов Б.С., Степанов М.Е. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 4. С. 564; Imasheva L.T., Ishkhanov B.S., Stepanov M.E., Tretyakova T.Yu. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. P. 521.
- 30. Zeldes N. // Nucl. Phys. 1958. V. 7. P. 27.
- 31. de-Shalit A. // Phys. Rev. 1957. V. 105. P. 1528.
- 32. Zhang J.-Y., Casten R.F., Brenner D.S. // Phys. Lett. B. 1989. V. 227. P. 1.
- Имашева Л.Т., Ишханов Б.С., Сидоров С.В. и др. // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2017. Т. 48. С. 828.
- 34. Ишханов Б.С., Степанов М.Е., Третьякова Т.Ю. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. 2014. № 1. С. 3; Ishkhanov B.S., Stepanov M.E., Tretyakova T.Yu. // Moscow Univ. Phys. Bull. 2014. V 69. P. 1.