

Оценка величины np -спаривания в ядрах $N = Z$, основанная на массах атомных ядерБ. С. Ишханов^{1,2}, С. В. Сидоров¹, Т. Ю. Третьякова^{2*}¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра общей ядерной физики
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2²Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Статья поступила 16.09.2017; Подписана в печать 18.12.2017)

При изучении парного взаимодействия нуклонов в атомном ядре особое значение имеют эмпирические оценки энергии спаривания на основе масс атомных ядер. Проведенный в настоящей работе анализ различных массовых соотношений для спаривания нейтронов и протонов на примере ядер $N = Z$ показал, что для самоспряженных ядер существенно различающиеся формулы для расчета энергии np -спаривания приводят к сходным результатам. Сопоставление полученных значений энергий спаривания со структурой спектров изобар-аналоговых возбужденных состояний показывает, что массовые соотношения описывают полное расщепление мультиплета возбужденных состояний, образованного в результате взаимодействия внешних нейтрона и протона (GSM). Для ядер с $A > 40$ расщепление GSM соответствует изовекторной части np -спаривания ($T = 1$), для получения информации о вкладе изоскалярного спаривания ($T = 0$) необходим более подробный анализ структуры спектра GSM.

PACS: 21.10.Dr, 21.30.Fe, 29.87.+g

УДК: 539.141

Ключевые слова: структура атомного ядра, парное взаимодействие, нейтрон–протонное спаривание.

ВВЕДЕНИЕ

За десятилетия, прошедшие со времени описания механизма парных корреляций сверхпроводящего типа в атомных ядрах [1], накоплено огромное количество экспериментальных данных и создано значительное число эффективных теоретических моделей, описывающих важную роль нейтронных и протонных пар в формировании различных характеристик атомных ядер [2–4]. Благодаря постоянному развитию экспериментальных возможностей, стало возможным расширить диапазон изучаемых ядер в области вдали от линии стабильности и существенно уточнить экспериментальные данные по известным изотопам, что привело к новой волне теоретических исследований структуры и динамики атомных ядер. Одним из интереснейших вопросов, активно обсуждаемых в настоящее время, является вопрос о нейтрон–протонных корреляциях в атомных ядрах [5–8]. Особое значение анализ np -спаривания имеет потому, что в данном случае возможно изучить соотношение между изоскалярным ($T = 0$) и изовекторным ($T = 1$) спариванием нуклонов и проследить изменение этого соотношения в зависимости от массового числа A . Традиционно основным объектом исследования np -спаривания 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 [9]. Массовые соотношения позволяют выделять необходимую информацию о величине взаимодействия между нуклонами в зависимости от массового числа A и степени заполненности внешней оболочечки. 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) [10, 11]. Детально изучены различные варианты оценки энергии спаривания тождественных нуклонов в четно–четных изотопах на основе масс соседних ядер [11–13], однако, несмотря на длительную историю изучения проблемы, вопрос о том, какое соотношение наиболее точно соответствует парному взаимодействию тождественных нуклонов, до сих пор обсуждается [14–18].

Массовые соотношения для оценки величины спаривания нейтрона и протона более разнообразны [5, 19–21]. В основном они рассматриваются для ядер, принадлежащих цепочке $N = Z$, и в первую очередь для нечетно–нечетных ядер. Поскольку существуют предположения, что изоскалярное спаривание нуклонов в тяжелых ядрах вносит существенный вклад в коллективные эффекты, анализ расчетов на основе массовых соотношений должен позволить сделать выводы о величине np -спаривания и возможности рассмотре-

*E-mail: tretyakova@sinp.msu.ru

ния np -пар как дейтроноподобных образований в ядрах. Настоящая работа посвящена анализу эмпирических массовых соотношений величины np -спаривания на примере цепочки ядер $N = Z$. Ранее было показано, что дополнительную информацию о степени соответствия различных массовых соотношений непосредственно эффекту спаривания нуклонов можно получить из рассмотрения структуры мультиплетов основного состояния (ground state multiplet — GSM), формирующихся в спектрах низколежащих возбужденных состояний атомных ядер в результате взаимодействия одной или нескольких пар нуклонов сверх замкнутого магического остова [18, 22, 23]. Поскольку благодаря изоспиновой симметрии ядерных сил в спектрах возбужденных состояний ядер-изобар формируются сходные наборы изоспиновых аналоговых состояний (IAS), анализ мультиплетов основного состояния в нечетно-нечетных ядрах является источником дополнительной информации и величине и структуре np -взаимодействия в атомных ядрах.

1. МАССОВЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ОЦЕНКИ СПАРИВАНИЯ НЕЙТРОНА И ПРОТОНА

В настоящей работе рассмотрено несколько вариантов расчета энергии np -спаривания на основе масс (или энергий связи) соседних ядер. В предыдущей работе [18] была показана взаимосвязь различных массовых соотношений между собой и их соответствие энергии спаривания тождественных нуклонов. Были проанализированы варианты расчетов, основанные на оценке четно-нечетного расщепления массовой поверхности с различной степенью усреднения, а также показана связь этих соотношений с явным определением энергии спаривания нуклонов как разности между отделением пары нуклонов от ядра (A) и удвоенной энергии отделения нуклона от ядра ($A - 1$).

Данное определение величины энергии спаривания протона и нейтрона в ядре с нечетными числами нейтронов N и протонов Z приводит к следующему соотношению [21, 23, 24]:

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

где $S(N, Z)$ — энергия отделения нуклона или пары нуклонов от ядра (N, Z) , $B(N, Z)$ — энергия связи ядра (N, Z) .

Соотношение (1) совпадает с выражением для величины δV_{np} , которая используется для расчета энергии взаимодействия нескольких np -пар и анализируется в большом количестве работ [19, 20, 25, 26]. Для четно-четных ядер значение δV_{np} характеризует взаимодействие двух внешних протонов и двух внешних нейтронов [19]:

$$\begin{aligned} \delta V_{np}(N, Z) &= \frac{1}{4} (B(N - 2, Z - 2) + \\ &+ B(N, Z) - B(N - 2, Z) - B(N, Z - 2)). \end{aligned}$$

В этом случае для расчета используются энергии связи только четно-четных ядер. Взаимосвязь результатов, полученных по формуле (1), и значений характеристики δV_{np} подробно рассмотрена в работе [19]. Поскольку нас интересует в первую очередь спаривание нейтрона и протона в нечетно-нечетных ядрах с $N = Z$, то в дальнейшем мы будем анализировать величину Δ_{np} .

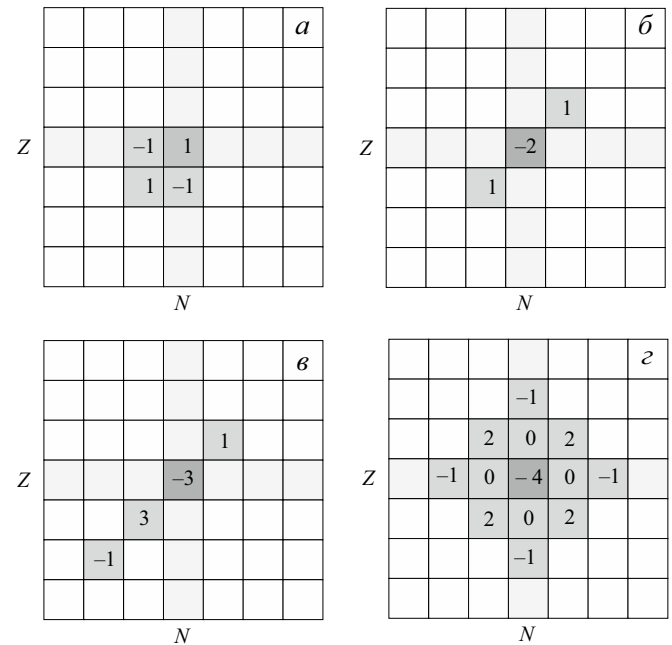


Рис. 1: Схемы расчета энергии спаривания нейтрона и протона: а — по определению спаривания Δ_{np} , б — по трем точкам $2\Delta_{np}^{(3)}$, в — по четырем точкам $4\Delta_{np}^{(4)}$, з — $8\Delta_{np}^{(13)}$

На рис. 1,а приведена схема расчета $\Delta_{np}(N, Z)$. Как видно, данная величина энергии спаривания Δ_{np} (1) определяется массами четырех соседних ядер, два из которых с четным A принадлежат диагонали (N, Z) , а в других двух с нечетным A числа нейтронов и протонов не совпадают $N \neq Z$. Это обстоятельство приводит к существенному отличию от вариантов оценки спаривания тождественных нуклонов, в которых все варианты расчета энергии спаривания нейтронов рассматриваются на основе цепочек изотопов ($Z = \text{const}$), а спаривания протонов — на основе цепочек изотонов ($N = \text{const}$).

Варианты расчета энергии np -спаривания, построенные по аналогии с формулами для расчета EOS для нейтронов и протонов, используют энергии связи четно-четных и нечетно-нечетных ядер вдоль диагонали $(N - Z = \text{const})$. Действительно, для ядер с $N = Z$ можно отметить расщепление энергий связи на две

группы для четно-четных и нечетно-нечетных ядер. Поскольку для данной последовательности массовое число A растет, то расщепление слишком мало на фоне общего увеличения энергии связи ядра. Как и в случае тождественных нуклонов, данный эффект более ярко выражен для разностей энергий связи соседних изотопов [18]. В случае последовательности $N = Z$ это соответствует энергии отделения дейтрона с поправкой на его энергию связи:

$$S_d(N, Z) = B(N, Z) - B(N-1, Z-1) - 2.22 \text{ МэВ}$$

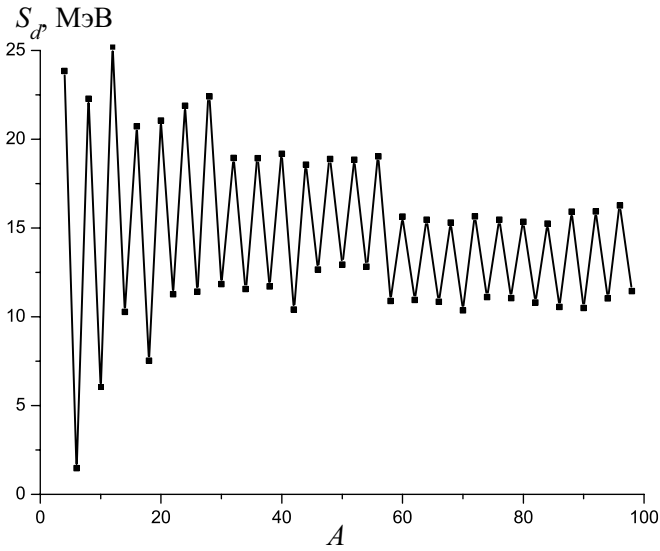


Рис. 2: Энергия отделения дейтрона $S_d(A)$ для ядер $N = Z$. Данные из [9]

На рис. 2 представлена зависимость энергии отделения дейтрона в ядрах с $N = Z$ от массового числа $S_d(A)$. Зависимость имеет ярко-выраженный пилообразный характер с тенденцией к постепенному уменьшению амплитуды изменения S_d с увеличением A . Исходя из данной зависимости, энергия np -спаривания в нечетно-нечетном ядре (N, Z) соответствует половине разности энергий отделения дейтрона для четного-четного и нечетно-нечетного ядра:

$$\begin{aligned} \Delta_{np}^{(3)}(N, Z) &= \frac{1}{2} (S_d(N+1, Z+1) - S_d(N, Z)) = \\ &= \frac{1}{2} (B(N+1, Z+1) - 2B(N, Z) + B(N-1, Z-1)). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь в качестве соседнего четно-четного ядра выбрано ядро $(N+1, Z+1)$, что позволяет получить соотношение, аналогичное формуле для EOS эффекта, рассчитанного по энергиям связи трех соседних ядер [11]:

$$\begin{aligned} \Delta_n^{(3)}(N, Z) &= \frac{1}{2} (S_n(N+1, Z) - S_n(N, Z)) = \\ &= \frac{1}{2} (B(N+1, Z) - 2B(N, Z) + B(N-1, Z)). \end{aligned}$$

По аналогии с усредненными оценками EOS эффекта можно ввести оценку энергии np -спаривания по энергиям связи четырех соседних ядер [27]:

$$\begin{aligned} \Delta_{np}^{(4)}(N, Z) &= \frac{1}{2} (\Delta_{np}^{(3)}(N, Z) + \Delta_{np}^{(3)}(N-1, Z-1)) = \\ &= \frac{1}{4} [S_d(N+1, Z+1) - 2S_d(N, Z) + S_d(N-1, Z-1)]. \end{aligned} \quad (3)$$

Схемы расчета величин $\Delta_{np}^{(3)}(N, Z)$ и $\Delta_{np}^{(4)}(N, Z)$ показаны на рис. 1, б и в. В отличие от соотношения (1), здесь используются данные по четырем соседним ядрам, принадлежащим диагонали $N = Z$. Зависимости значений $\Delta_{np}^{(3)}$ и $\Delta_{np}^{(4)}$ от массового числа A приведены на рис. 3, а. Поскольку зависимость энергии отделения дейтрона $S_d(A)$ для ядер $N = Z$, в отличие от зависимости энергии отделения нейтрона $S_n(A)$ при $Z = \text{const}$, не имеет общего наклона, то величины $\Delta_{np}^{(3)}(N, Z)$ и усредненной характеристики $\Delta_{np}^{(4)}(N, Z)$ практически совпадают. Зависимость имеет гладкий характер со скачками в области удвоенных магических чисел 4, 8, 16, 40, 56. Общий ход зависимости находится в соответствии с аппроксимацией [11] $2\Delta = 24/A^{1/2}$, однако, если в области легких ядер большинство значений $\Delta_{np}^{(3)}$ и $\Delta_{np}^{(4)}$ лежит выше, то в области ядер с $A > 40$ расчетные данные лежат ниже этой аппроксимации. Данное расхождение при расчете EOS эффекта принято связывать с наличием остаточного взаимодействия нейтрона и протона [11], и, соответственно, при выводе соотношений для оценки расщепления между массовыми поверхностями для четно-четных (ee) и нечетно-нечетных (oo) ядер используется соотношение [28–30]:

$$E_{ee} - E_{oo} = \Delta_n + \Delta_p - \delta. \quad (4)$$

Поправка δ , возникающая из-за остаточного притягивающего взаимодействия неспаренного протона и неспаренного нейтрона, часто интерпретируется как величина np -взаимодействия и аппроксимируется зависимостью $\delta = 20/A$ МэВ [11].

В настоящее время в литературе широко используются соотношения для Δ_n , Δ_p и δ , полученные в работе [29] на основе уравнений в конечных разностях четвертого порядка. В этом случае для расчета EOS эффекта для нейтронов Δ_n и протонов Δ_p в четно-четных ядрах используются значения пяти соседних изотопов или изотонов:

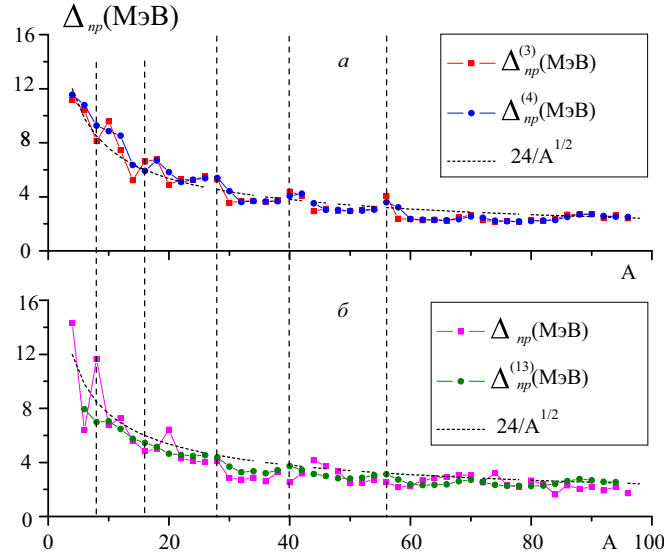


Рис. 3: Энергия спаривания протона и нейтрона Δ_{np} в зависимости от массового числа A в ядрах $N = Z$: a — значения $\Delta_{np}^{(3)}(A)$ и $\Delta_{np}^{(4)}(A)$, полученные с использованием масс ядер на диагонали $N = Z$, b — значения $\Delta_{np}(A)$ и $\Delta_{np}^{(13)}(A)$, полученные с использованием данных для соседних нечетных ядер. Штриховая линия соответствует зависимости $24/A^{1/2}$. Для расчета использованы данные по массам ядер из [9]

$$\Delta_{nn}^{(5)}(N, Z) = \frac{(-1)^N}{4} [B(N-2, Z) - 4B(N-1, Z) + 6B(N, Z) - 4B(N+1, Z) + B(N+2, Z)], \quad (5a)$$

$$\Delta_{pp}^{(5)}(N, Z) = \frac{(-1)^Z}{4} [B(N, Z-2) - 4B(N, Z-1) + 6B(N, Z) - 4B(N, Z+1) + B(N, Z+2)]. \quad (5b)$$

Схема расчета величины np -взаимодействия в работе [29] приведена на рис. 1 и включает в себя данные для тринадцати соседних ядер:

$$\Delta_{np}^{(13)}(N, Z) = \Delta_n(N, Z) + \Delta_p(N, Z) - \delta_{np}(N, Z), \quad (6)$$

где $\delta_{np}(N, Z)$ — поправка на np -взаимодействие:

$$\delta_{np}(N, Z) = \frac{-1^{(N+Z+1)}}{4} \cdot \{2[B(N+1, Z) + B(N-1, Z) + B(N, Z+1) + B(N, Z-1)] - 4B(N, Z) - [B(N+1, Z+1) + B(N-1, Z+1) + B(N-1, Z-1) + B(N+1, Z-1)]\}.$$

Значения EOS-эффекта для протонов и нейтронов при этом зависят от четности числа соответствующих нуклонов:

$$\Delta_n = \begin{cases} \frac{1}{2}\Delta_{nn}^{(5)}(N, Z), & Z - \text{четные} \\ \frac{1}{2}\Delta_{nn}^{(5)}(N, Z) + \delta_{np}, & Z - \text{нечетные} \end{cases} \quad (7)$$

$$\Delta_p = \begin{cases} \frac{1}{2}\Delta_{pp}^{(5)}(N, Z), & N - \text{четные} \\ \frac{1}{2}\Delta_{pp}^{(5)}(N, Z) + \delta_{np}, & N - \text{нечетные} \end{cases} \quad (8)$$

Результаты расчета $\Delta_{np}^{(13)}(A)$ по формуле (6) для ядер $N = Z$ и их сравнение с расчетами $\Delta_{np}(A)$ по форму-

ле (1) приведены на рис. 3, б. Зависимость $\Delta_{np}^{(13)}(A)$ имеет существенно более сглаженный характер, причем значения $\Delta_{np}^{(13)}(N, Z)$ лежат ниже аппроксимации $2\Delta = 24/A^{1/2}$ во всем диапазоне массовых чисел. Зависимость $\Delta_{np}(A)$ имеет наибольший разброс из всех представленных зависимостей, тем не менее ее средняя величина также хорошо согласуется с аппроксимацией $2\Delta = 24/A^{1/2}$. В табл. 1 приведены результаты подгонки зависимости Δ_{np} , рассчитанной по формулам (1), (2), (3) и (6), от массового числа A для цепочки ядер с $N = Z$ с использованием степенной зависимости $\Delta_{np}(A) = C \cdot A^{-b}$. Видно, что в целом все варианты соответствуют приближенной аппрокси-

Таблица I: Параметры зависимости энергии np -взаимодействия $\Delta_{np}(A) = C \cdot A^{-b}$ в ядрах $N = Z$

	C (МэВ)	b
$\Delta_{np}(A)$	24.1 ± 3.1	0.54 ± 0.04
$\Delta_{np}^{(3)}(A)$	29.9 ± 2.2	0.57 ± 0.02
$\Delta_{np}^{(4)}(A)$	32.8 ± 1.7	0.59 ± 0.02
$\Delta_{np}^{(13)}(A)$	19.8 ± 0.8	0.48 ± 0.01

мации [11] $2\Delta = 24/A^{1/2}$, причем показатель степени b с достаточно хорошей точностью может быть аппроксимирован степенными зависимостями $A^{1/2}$ или $A^{2/3}$, используемыми для описания энергии спаривания нуклонов в современных макроскопических моделях. Подгонка величины EOS эффекта для нейтронов $\Delta_n^{(4)} = C_n \cdot A^{-1/2}$ на современном массиве данных дает несколько меньшее, чем 12 МэВ, значение коэффициента $C_n = 10.77 \pm 0.06$ МэВ [31]. С этим результатом лучше всего согласуются параметры для $\Delta_{np}^{(13)}(A)$, что, однако, может объясняться тем, что как для подгонки $\Delta_n(A)$, так и для подгонки $\Delta_{np}(A)$ использовались значения, рассчитанные по максимально сглаженным формулам.

Важным аспектом в анализе рассматриваемых значений энергии np -спаривания является значение изоспина ядра в основном состоянии. На рис. 3 приведены результаты расчета зависимостей $\Delta_{np}(A)$ для всех ядер с $N = Z$, как четно-четных, так и нечетно-нечетных вне зависимости от изоспина основного состояния. Большинство атомных ядер в основном состоянии имеет минимально возможное значение изоспина, и в случае ядер с $N = Z$ полный изоспин ядра должен быть равен нулю. Однако нечетно-нечетные ядра имеют сверх четно-четного остова пару нейтрон-протон, которая определяет полный момент J и изоспин T ядра. Для пары нейтрон-протон возможны как состояния $T = 0$ (и соответственно нечетные значения J), так и $T = 1$ (четные значения J). В табл. II приведены значения спина и четности J^P для нечетно-нечетных ядер с $N = Z$. Как видно в легких ядрах вплоть до $A = 30$, а также в ^{38}K основным является состояние с нечетным полным моментом J и изоспином $T = 0$. Энергия первого возбужденного состояния $(J^P; T) = (0^+; 1)$ в ^6Li достигает 3.56 МэВ, однако с ростом A она уменьшается и для ядер $2s1d$ оболочки она варьируется в диапазоне энергий от 0 до 1 МэВ,

а начиная с ^{42}Sc при заполнении подоболочки $1f_{7/2}$ состояние $J^P; T = 0^+; 1$ является основным. Такая динамика возбужденных состояний говорит о том, что с ростом A отношение энергии спаривания нуклонов с $T = 0$ и $T = 1$ уменьшается, однако вопросы о количественном соотношении изоскалярного и изовекторного спаривания, а также о роли энергии симметрии в соотношениях для оценки сил спаривания, остаются открытыми для дискуссии [5, 32–34].

Дополнительную информацию о величине np -спаривания может дать изучение спектров аналоговых низколежащих возбужденных состояний ядер и выявление мультиплетов основного состояния, формирующихся в результате взаимодействия пары нуклонов (как тождественных, так и пары нейтрон-протон) сверх заполненного остова. Наиболее простым и иллюстративным вариантом описания спаривания внешних нуклонов является использование δ -сил в качестве остаточного взаимодействия [10].

2. МУЛЬТИПЛЕТ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ В ПРИБЛИЖЕНИИ δ -СИЛ

В спектрах атомных ядер наблюдаются характерные наборы энергетических состояний, образующихся в результате взаимодействия внешних нуклонов между собой. Изучение структуры таких мультиплетов позволяет получить информацию о характере остаточного взаимодействия валентных нуклонов, необходимую для большинства микроскопических расчетов структуры атомного ядра [35]. Мультиплет возбужденных состояний с четными значениями полного момента $J \leq 2j - 1$, образующийся в результате взаимодействия двух тождественных нуклонов, находящихся в состоянии с одночастичным моментом j сверх полностью заполненного магического остова, получил название мультиплета основного состояния (GSM). Для тождественных нуклонов состояния мультиплета имеют четные значения J , обладают изоспином $T = 1$ и суммарным спином $S = 0$ [36, 37]. В случае взаимодействия нейтрона и протона кроме изовекторных состояний также формируются имеющие нечетное значение момента J изоскалярные состояния с изоспином $T = 0$ и спином $S = 1$. Положение различных уровней GSM-мультиплета может быть оценено в приближении δ -сил спаривания. Величина относительного энергетического сдвига состояния с полным моментом пары нуклонов J в таком приближении имеет вид [36]:

$$\frac{\Delta E_J}{\Delta E_0} = (2j + 1) \begin{pmatrix} j & j & J \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix}^2 \begin{cases} 1, & T = 1, \text{ четные } J \\ 1 + \frac{(2j+1)^2}{J(J+1)}, & T = 0, \text{ нечетные } J \end{cases}, \quad (9)$$

Таблица II: Оценка энергии np -спаривания в нечетно–нечетных ядрах с $N = Z$. Для каждого изотопа приведены спин и четность основного состояния J^P , основная конфигурация внешней np -пары, оценка величины np -спаривания Δ_{np} , $\Delta_{np}^{(3)}$, $\Delta_{np}^{(4)}$, $\Delta_{np}^{(13)}$ (в МэВ), а также усредненная оценка спаривания нуклонов $T = 1$ в соседних изобар–аналогах Δ_{np}^* (в МэВ). Для сравнения приведены энергия возбуждения уровня $E^*(J = 2j - 1)$ (МэВ) и величина расщепления изовекторной части $GSM_{T=1}$ (МэВ)

$^A X$	$J_{g.s.}^P$	Конфиг.	Δ_{np}	$\Delta_{np}^{(3)}$	$\Delta_{np}^{(4)}$	$\Delta_{np}^{(13)}$	E_{2j-1}^*	Δ_{np}^*	$GSM_{T=1}$
^6Li	1^+	$1p_{3/2}^{\nu,\pi}$	6.40	10.40	10.79	7.94		2.41	
^{10}B	3^+	$1p_{3/2}^{-\nu,-\pi}$	6.77	9.58	8.85	7.04		4.53	
^{14}N	1^+	$1p_{1/2}^{\nu,\pi}$	5.61	5.23	6.34	5.74		4.59	
^{18}F	1^+	$1d_{5/2}^{\nu,\pi}$	5.01	6.76	6.68	5.15	4.65	3.83	3.61
^{22}Na	3^+	$1d_{5/2}^{3\nu,3\pi}$	4.31	5.31	5.10	4.56	4.07	4.32	3.41
^{26}Al	3^+	$1d_{5/2}^{-\nu,-\pi}$	4.03	5.50	5.37	4.53	3.67	3.66	3.45
^{30}P	1^+	$2s_{1/2}^{\nu,\pi}$	2.85	3.55	4.42	3.70		3.10	
^{34}Cl	0^+	$1d_{3/2}^{\nu,\pi}$	2.87	3.68	3.69	3.35		3.57	
^{38}K	3^+	$1d_{3/2}^{-\nu,-\pi}$	3.28	3.74	3.67	3.44		4.04	
^{42}Sc	0^+	$1f_{7/2}^{\nu,\pi}$	3.19	4.08	4.23	3.45	3.24	3.29	3.24
^{46}V	0^+	$1f_{7/2}^{3\nu,3\pi}$	3.73	3.11	3.03	2.99	3.37	3.75	3.37
^{50}Mn	0^+	$1f_{7/2}^{-3\nu,-3\pi}$	2.48	2.95	2.96	2.80	3.26	3.11	3.26
^{54}Co	0^+	$1f_{7/2}^{-\nu,-\pi}$	2.74	3.11	3.06	3.05	2.91	3.10	2.91
^{58}Cu	1^+	$2p_{3/2}^{\nu,\pi}$	2.18	2.37	3.22	2.74		2.62	
^{62}Ga	0^+	$2p_{3/2}^{-\nu,-\pi}$	2.68	2.26	2.30	2.32		2.79	
^{66}As	0^+	$1f_{5/2}^{\nu,\pi}$	2.93	2.23	2.27	2.38		3.60	
^{70}Br	0^+	$1f_{5/2}^{3\nu,3\pi}$	3.07	2.64	2.55	2.72		3.83	
^{74}Rb	0^+	$1f_{5/2}^{-\nu,-\pi}$	3.23	2.18	2.22	2.34		3.36	
^{78}Y	0^+	$1p_{1/2}^{\nu,\pi}$	2.19	2.15	2.18	2.26		2.62	
^{82}Nb	0^+	$1g_{9/2}^{\nu,\pi}$	2.39	2.22	2.25	2.29		3.28	
^{86}Tc	0^+	$1g_{9/2}^{3\nu,3\pi}$	2.30	2.68	2.51	2.62		3.57	
^{90}Rh		$1g_{9/2}^{-1\nu,-1\pi}$	2.18	2.72	2.71	2.69		3.19	
^{94}Ag	0^+	$1g_{9/2}^{-1\nu,-1\pi}$	2.19	2.62	2.54	2.56		2.89	

при этом сдвиг энергии основного состояния ΔE_0 относительно положения вырожденных уровней определяется энергией спаривания нуклонов $\Delta E_0 = \Delta_{NN}$ [31]. Таким образом, используя полученное из расчетов на основе масс ядер значение энергии np -спаривания Δ_{np} , можно найти энергию уровня E_J с полным моментом J пары нейтрон–протон:

$$E_J = \Delta_{np} \left(1 - \frac{\Delta E_J}{\Delta E_0} \right). \quad (10)$$

На рис. 4 представлен пример расчета GSM в ядрах, имеющих пару нейтрон и протон в состоянии $1f_{7/2}$ сверх замкнутого остова. В спектре, помимо четных IAS ($T = 1$), локализованных в верхней части GSM, наблюдаются состояния с нечетным J ($T = 0$). Важно отметить, что при использовании единого δ -потенциала для расчета GSM, изоскалярные состояния лежат ниже четных состояний, но при этом всегда расположены выше основного состояния 0^+ .

На рис. 5 представлены экспериментальные спектры возбужденных состояний ядер $A = 42$, имеющих пару нейтронов (^{42}Ca), протонов (^{42}Ti) и np -пару (^{42}Sc) в состоянии $1f_{7/2}$ сверх дважды магического остова ^{40}Ca . Справа для каждого ядра приведен результат расчета GSM в приближении δ -потенциала с использованием энергии спаривания нейтронов $\Delta_{nn}^{(5)}$ (^{42}Ca), протонов $\Delta_{pp}^{(5)}$ (^{42}Ti) и np -пары $\Delta_{np}^{(13)}$ (^{42}Sc) соответственно. В отличие от четно–четных ядер, экспериментальные спектры нечетно–нечетных ядер обладают существенно большей плотностью состояний, что затрудняет идентификацию уровней, отвечающих явлению спаривания внешних нуклонов. Выделение изовекторных состояний GSM–мультиплета из экспериментальных спектров нечетно–нечетных ядер $N = Z$ возможно при сопоставлении со спектрами соседних четно–четных ядер–изобар. На рис. 5 в экспериментальных спектрах красным цветом выделены изовекторные изобар–аналоговые состояния. Их наличие подтверждает, что

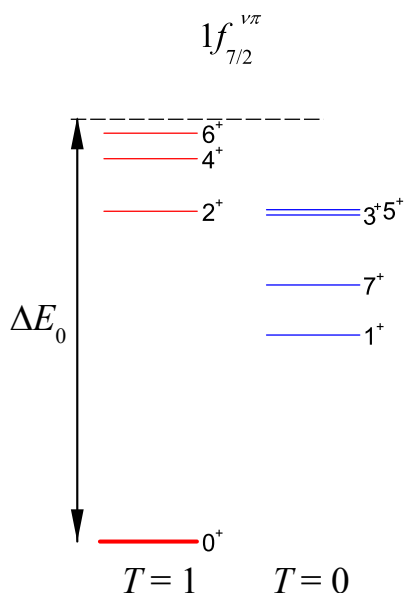


Рис. 4: Расчет мультиплета состояний np -пары для $j = 7/2$ в приближении δ -сил.

одним из методов оценки спаривания нейтрона и протона в нечетно–нечетном самосопряженном ядре может являться усреднение энергии спаривания тождественных нуклонов в соседних четно–четных ядрах изобарх:

$$\Delta_{np}^*(N, Z) = \frac{1}{2} \left[\Delta_{nn}^{(5)}(N+1, Z-1) + \Delta_{pp}^{(5)}(N-1, Z+1) \right], \quad (11)$$

где $\Delta_{nn}^{(5)}$ и $\Delta_{pp}^{(5)}$ — энергии спаривания нейтронов и протонов соседних четно–четных ядрах-изобарах, рассчитанная по формулам (5).

В данном случае речь может идти только об изовекторной части мультиплета, поскольку речь идет об IAS $T = 1$. В случае ^{42}Sc основное состояние $J^\pi = 0^+$ имеет изоспин $T = 1$ и изоскалярные уровни находятся в рамках GSM ($T = 1$). Отмеченные на рис. 5 значения $\Delta_{np}^{(13)}(^{42}\text{Sc})$, $\Delta_{nn}^{(5)}(^{42}\text{Ca})$ и $\Delta_{pp}^{(5)}(^{42}\text{Ti})$ очень близки и соответствуют полному расщеплению мультиплета основного состояния в этих ядрах. Для каждого изотопа справа приведены результаты расчета GSM в приближении δ -потенциала с использованием соответствующей экспериментальной энергии спаривания нуклонов сверх заполненного остова ^{40}Ca . В случае тождественных нуклонов данное приближение хорошо описывает положение уровней с большим J не только в изотопах с одной парой нуклонов, но и с несколькими парами нуклонов (дырок) сверх заполненного остова [39]. Для воспроизведения положения уровня 2^+ в легких и средних ядрах приближения чистой конфигурации j^2 недостаточно, необходим учет смешивания конфигураций. Поскольку в данной работе рассматривается соответствие между расщеплением изовекторной части GSM и энергиями спаривания нуклонов, полученными

по различным массовым соотношениям, изовекторной части мультиплета важным является именно положение уровня с $J = 2j - 1$. Что касается уровней мультиплета с нечетным моментом и $T = 0$, то из расчета спектра ^{42}Sc видно, что приближение δ -потенциала правильно воспроизводит порядок уровней, однако получить количественное описание изоскалярной и изовекторной частей мультиплета при одной и той же величине потенциала невозможно. Для того, чтобы уровни $T = 0$ лежали ниже в соответствии с экспериментальными значениями, требуется увеличение глубины δ -потенциала.

Разница между величинами изоскалярного и изовекторного взаимодействия особенно существенна в легких ядрах. На рис. 6 приведены спектры ядер-изобар $A = 18$, где красным цветом выделены аналоговые состояния с $T = 1$. Несмотря на то, что структура спектра не соответствует характерному виду GSM, значения энергии спаривания нейтронов в кислороде $\Delta_{nn}(^{18}\text{O})$ и протонов в неоне $\Delta_{pp}(^{18}\text{Ne})$ близки и соответствуют положению уровня $J^\pi = 4^+$. В спектре фтора ^{18}F также присутствует набор IAS ($T = 1$), расщепление которого соответствует энергии спаривания нейтронов $\Delta_{nn}(^{18}\text{O})$. Набор изоскалярных состояний в спектре ^{18}F выделен синим и находится ниже изовекторной части GSM, основным состоянием ^{18}F является состояние 1^+ с $T = 0$. При этом отмеченная на рис. 6 энергия спаривания $\Delta_{np}^{(13)}(^{18}\text{F})$ также соответствует положению уровня $J^\pi = 4^+$, то есть соответствует полному расщеплению GSM, включая как изовекторную, так и изоскалярную части.

Нами были рассмотрены спектры низколежащих состояний ядер с $N = Z$ и их изобар-аналогов в области подоболочек $1d_{5/2}$ и $1f_{7/2}$, в которых можно выявить мультиплеты основного состояния. В табл. II для этих ядер дополнительно указаны энергии возбуждения наиболее высоко лежащего состояния GSM $E^*(J = 2j - 1)$ и величина расщепления изовекторной части GSM ($T = 1$). Спектры рассмотренных нечетно–нечетных ядер с $N = Z$ и их изобар-аналогов приведены в Дополнительных материалах.

В связи со сложностью структуры спектра GSM в нечетно–нечетных ядрах, каждый из рассматриваемых изотопов рассматривался в отдельности. В частности, проверялись спин и изоспин основного состояния, последовательность уровней, образующих GSM-мультиплет, а также положение и расщепление изовекторной и изоскалярной частей мультиплета основного состояния. Как уже упоминалось, в легких ядрах важную роль имеет смешивание конфигураций, поэтому указанные в таблице основные конфигурации внешних нуклонов носят достаточно условный характер. Тем не менее как для легких ядер $1d_{5/2}$ -подоболочки, так и для ядер оболочки $1f_{7/2}$, явно прослеживается соответствие между полученными значениями энергии np -спаривания и положением уровня с полным моментом $J = 2j - 1$, характеризующим полное расщепление мультиплета основного состояния в приближении

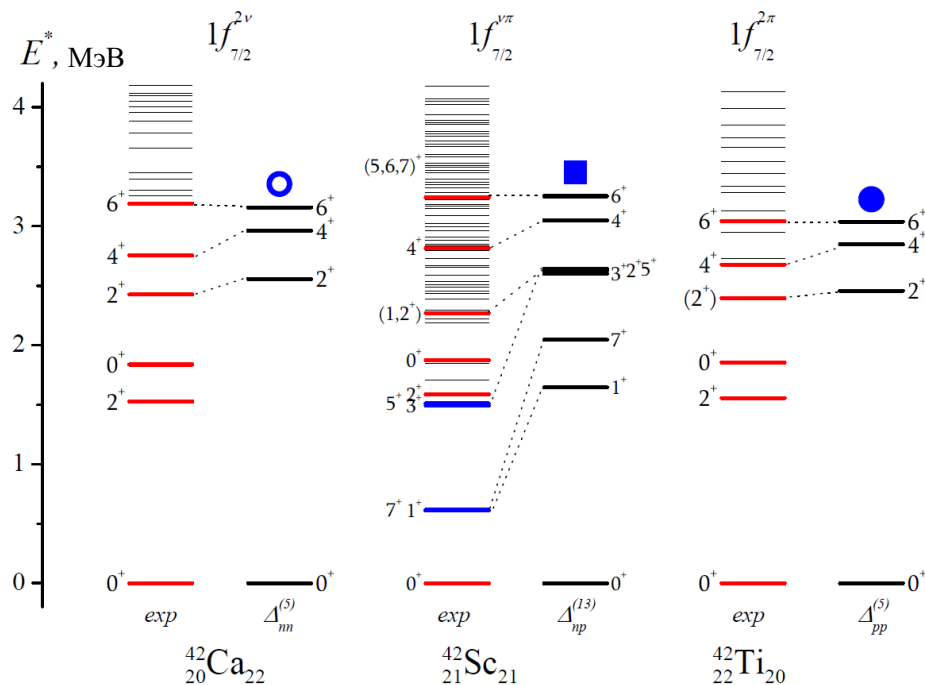


Рис. 5: Изобар-аналоговые состояния, расчет GSM-мультиплета в ядрах $A = 42$. Точками и квадратом отмечены энергии спаривания двух нейтронов, нейтрона и протона, двух протонов в ядрах ^{42}Ca , ^{42}Sc и ^{42}Ti соответственно. Данные взяты из [38]

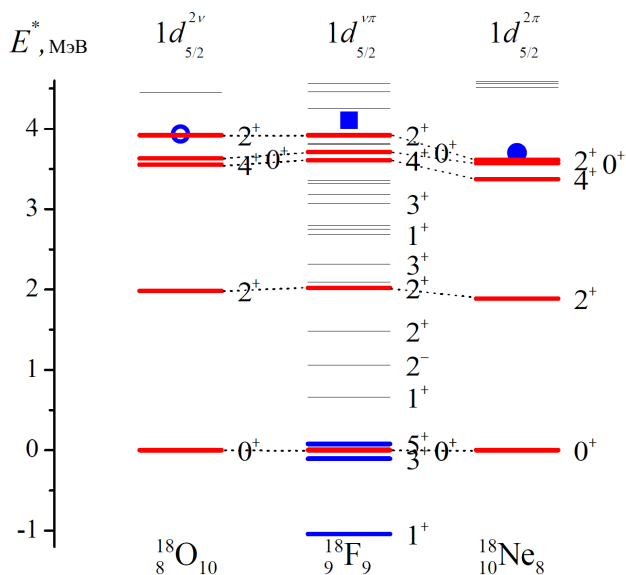


Рис. 6: Изобар-аналоговые состояния в ядрах $A = 18$. Кружками и квадратом отмечены энергии спаривания двух нейтронов $\Delta_{nn}^{(5)}$, нейтрона и протона $\Delta_{np}^{(13)}$ и двух протонов $\Delta_{pp}^{(5)}$ в ядрах ^{18}O , ^{18}F и ^{18}Ne соответственно. Данные взяты из [38]

δ -взаимодействия. Однако при этом различия значений, полученных в результате использования различ-

ных массовых соотношений, весьма существенны и могут превышать 1.5 МэВ. Для каждого изотопа различия между вариантами расчета индивидуальны, разные соотношения в каждом случае могут приводить к завышенным или заниженным значениям. Пожалуй наиболее устойчивое соответствие с полным расщеплением GSM наблюдается для величины Δ_{np} , рассчитанной по формуле (1) и для $\Delta_{np}^{(13)}$ [29]. Варианты расчета $\Delta_{np}^{(3)}$ и $\Delta_{np}^{(4)}$ дают значения, существенно превышающие величину Δ_{np} в области легких ядер, однако с ростом A различия уменьшаются и для ядер с $A > 50$ все варианты расчета приводят к близким значениям, которые, однако, при этом существенно меньше величины Δ_{np}^* , характеризующей спаривание тождественных нуклонов.

Для оценки расщепления изовекторной части мультиплета в области $A < 50$ эффективным является сравнительный анализ спектров соседних изобар-аналоговых ядер. Соответственно, поскольку структура мультиплета с $T = 1$ в нечетно-нечетном ядре соответствует GSM в соседних четно-четных ядрах, наилучшим массовым соотношением является соотношение с использованием энергий спаривания тождественных нуклонов в соседних четно-четных ядрах Δ_{np}^* (11). Определить величину изоскалярного спаривания нейтрона и протона на основе сравнения экспериментальных спектров и результатов расчета в приближении δ -сил не представляется возможным. Грубые оценки соотношения между изоскалярной и изовекторной

частями можно сделать, подгоняя либо положение самого высоколежащего состояния GSM с нечетным моментом (в данном примере это уровни 3^+ и 5^+), либо расщепление изоскалярной части GSM. В первом случае соотношение между изоскалярной и изовекторной энергией np -спаривания $\Delta_{np}(T=0)/\Delta_{np}(T=1)$ меняется от 2.8 для ядер в начале sd -оболочки до 2.0 для оболочки $1f_{7/2}$. Во втором случае, при подгонке расщепления GSM($T=0$) соотношение также меняется в сторону уменьшения от 1.4 до 1.1. Эти значения подтверждают основную тенденцию к уменьшению доли изоскалярной компоненты с ростом A и не противоречат оценке, полученной в работе [40], где отношение параметров изоскалярного и изовекторного спаривания изменяется соответственно от 1.65 до 1.4. Данный результат также показывает, что для оценки соотношения между изоскалярной и изовекторной составляющей np -спаривания недостаточно анализа разности положения возбужденного состояния 0^+ и первого состояния с нечетным моментом, но необходимо рассматривать весь мультиплет основного состояния нечетно-нечетного ядра, его расщепление и структуру.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для оценки величины спаривания нуклонов в атомном ядре широко используются массовые соотношения, основанные на четно-нечетном расслоении массовой поверхности атомных ядер. По аналогии с формулами для расчета спаривания тождественных нуклонов построено несколько соотношений для оценки величины np -спаривания. Однако сложность извлечения экспериментальной информации для нечетно-нечетных ядер существенно ограничивает возможности для анализа полученных значений.

В данной работе на примере как нечетно-нечетных, так и четно-четных ядер $N = Z$ рассмотрены значения Δ_{np} , $\Delta_{np}^{(3)}$, $\Delta_{np}^{(4)}$ и $\Delta_{np}^{(13)}$, построенные с учетом

масс различного числа соседних изотопов. Результаты расчета для самоспряженных ядер незначительно отличаются между собой и в целом соответствуют общепринятой зависимости нуклон-нуклонного спаривания от массового числа $2 * 12/A^{1/2}$. Подгонка степенного показателя зависимости от A соответствует зависимостям $A^{-1/2}$ и $A^{-2/3}$, пропорциональность A^{-1} не подтверждается ни для одного из вариантов расчета энергии np -спаривания.

Дополнительную информацию о величине спаривания нуклонов можно получить из анализа мультиплетов основного состояния в спектрах атомных ядер. В случае нечетно-нечетных ядер можно выделить изовекторную часть мультиплета с четными значениями полного момента производится достаточно точно с помощью IAS соседних ядер-изобар. Изоскалярную часть мультиплета составляют низколежащие уровни с нечетным полным моментом J . Расчеты GSM в приближении δ -сил для ядер с внешними нуклонами в состояниях $1f_{7/2}$ и $1d_{5/2}$ показали, что данное приближение не дает количественного описания спектров ядер, однако правильно воспроизводит порядок уровней мультиплета в ядрах с одной np -парой сверх заполненного остова. Как положение нечетных уровней, так и их порядок сильно отличается от ядра к ядру, однако сопоставление экспериментальных спектров и результатов расчета может дать оценку соотношения между изоскалярным и изовекторным спариванием нуклонов. Если для легких ядер отношение $\Delta_{np}(T=0)/\Delta_{np}(T=1)$ лежит в диапазоне от 2.8 до 1.4, то с ростом A оно уменьшается и в ядрах $1f_{7/2}$ -оболочки составляет $2 \div 1.1$. Важно отметить, что простая замена в массовых соотношениях состояний $T=0$ на близлежащие состояния $T=1$ недостаточна для анализа соотношения между изоскалярной и изовекторной частями np -взаимодействия.

Авторы благодарят М. Е. Степанова, Л. Т. Имашеву и Е. В. Владимирову за обсуждения и техническую поддержку.

-
- [1] Bohr A., Mottelson B. R., Pines D. Phys. Rev. 1958. **110**. P. 936.
 - [2] Brink D., Broglia R. A. Nuclear Superfluidity: Pairing in Finite Systems. Cambridge University Press, Cambridge, 2005.
 - [3] Broglia R. A., Zelevinsky V., Eds. Fifty Years of Nuclear BCS. World Scientific, Singapore, 2013.
 - [4] Dean D. J., Jensen M. H. Rev. Mod. Phys. 2003. **75**. P. 607.
 - [5] Frauendorf S., Macchiavelli A. O. Prog. in Part. and Nucl. Phys. 2014. **78**. P. 24.
 - [6] Van Isacker P. Int. Jour. Mod. Phys. E. 2013. **22**. 1330028.
 - [7] Qi C., Wyss R. Phys. Scr. 2016. **91**. 013009.
 - [8] Sagawa H., Bai C. L., Colo G. Phys. Scr. 2016. **91**. 063011.
 - [9] Wang M., Audi G., Kondev F. G. et al. Chinese Phys. C. 2017. **41**. 030003.
 - [10] Mayer M. G. Phys. Rev. 1949. **75**. P. 1969.
 - [11] Bohr A., Mottelson B. R. Nuclear Structure. 1969. **1**. N.Y.
 - [12] Möller P., Nix J. R. Nucl. Phys. 1992. **A536**. P. 20.
 - [13] Jensen A. S., Hansen P. G., Jonson B. Nucl. Phys. 1984. **A431**. P. 393.
 - [14] Satula W., Dobaczewski J., Nazarewicz W. Phys. Rev. Lett. 1998. **81**. P. 3599.
 - [15] Bender M., Rutz K., Reinhard P. G., Maruhn J. A. Eur. Phys. Jour. A. 2000. **8**. P. 59.
 - [16] Dobaczewski J., Magierski P., Nazarewicz W. et al. Phys. Rev. C. 2001. **63**. 024308.
 - [17] Changizi S. A. Qi, C., Wyss R. Nucl. Phys. 2015. **A940**. P. 210.
 - [18] Ishkhanov B. S., Sidorov S. V., Tretyakova T. Yu.,

- Vladimirova E. V. Chinese Phys. C. 2017. **41**. 094101.
- [19] Wu Z., Changizi S.A., Qi C. Phys. Rev. C. 2016. **93**. 034334.
- [20] Zhang J.-Y., Casten R.F., Brenner D.S. Phys. Lett. B. 2089. **227**. P. 1.
- [21] Kaneko K., Zhang J.-Y., Sun Y. Phys. Lett. B. 2009. **671**. P. 42.
- [22] Heusler A., von Brentano P. Eur. Phys. J. A. 2008. **38**. P. 9.
- [23] Imasheva L. T., Ishkhanov B. S., Stepanov M. E., Tretyakova T. Yu. Bull. of RAS: Physics. 2015. **79**, N 4. P. 521.
- [24] Basu M. K., Banerjee D. Phys. Rev. C. 1971. **3**. P. 992.
- [25] Bender M., Heenen P.-H. Phys. Rev. C. 2011. **83**. 034304.
- [26] Fu G. J. et al. Phys. Rev. C. 2010. **82**. 064319.
- [27] Wang M., Audi G., Wapstra A. H. et al. Chinese Phys. C. 2012. **36**. P. 1603.
- [28] Gupta S. C. Nucl. Phys. 1965. **72**. P. 187.
- [29] Madland D. G., Nix J. R. Nucl. Phys. 1988. **A476**. P. 1.
- [30] Simkovic F., Moustakidis C., Pacearescu L., Faessler A. Phys. Rev. C. 2003. **68**. 054319.
- <http://vmu.phys.msu.ru/file/2014/1/14-1-35.pdf>
- [31] Ишханов Б. С., Степанов М. Е., Третьякова Т. Ю. Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. 2014. № 1. С. 35. (Ishkhanov B. S., Stepanov M. E., Tretyakova T. Yu. Mosc. Univ. Phys. Bull. 2014. **69**. P. 1.)
- [32] Kaneko K., Hasegawa M. Phys. Rev. C. 2004. **69**. 061302(R).
- [33] Sagawa H., Tanimura Y., Hagino K. Phys. Rev. C. 2013. **87**. 034310.
- [34] Macchiavelli A. O. et al. Phys. Rev. C. 2000. **61**. 041303.
- [35] Schiffer J. P., True W. W. Rev. Mod. Phys. 1976. **48**. P. 191.
- [36] De-Shalit A. Phys. Rev. 1953. **91**. P. 6.
- [37] Talmi I. Simple Models of Complex Nuclei. Harwood Ac. Publ. Chur. 1993.
- [38] Centre for Photonuclear Experiments Data, <http://cdfc.sinp.msu.ru/>.
- [39] Imasheva L. T., Ishkhanov B. S., Sidorov S. V. et al. Bull. of RAS: Physics. 2016. **80**, N 3. P. 313.
- [40] Satula W., Wyss R. Phys. Rev. Lett. 2001. **86**. P. 4488.

Empirical estimate of np-pairing magnitude in $N = Z$ nuclei

B. S. Ishkhanov^{1,2}, S. V. Sidorov¹, T. Yu. Tretyakova^{2)a}

¹Department of General Nuclear Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University
Moscow 119991, Russia

²Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University
Moscow 119991, Russia

E-mail: ^atretyakova@sinp.msu.ru

In studies of neutron-proton pairing the empirical evaluations based on nuclear masses are of particular importance. In the current work, various mass relations are analysed by the example of $N = Z$ nuclei and essentially different formulas used for estimation of np-pairing energy in self-conjugate nuclei are shown to yield similar results. Correlations between the obtained values and the spectra of isobaric analogous states indicate that mass relations may be used to describe the isovector ($T = 1$) component of np-pairing to sufficient accuracy, providing however little or no information regarding the isoscalar component $T = 0$. When $N \neq Z$ nuclei are considered, substantially different estimates are produced via various mass relations, which brings about the discussion of the link between specific formulas and real np-pairing effects.

PACS: 21.10.Dr, 21.30.Fe, 29.87.+g

Keywords: atomic nucleus structure, pairing interaction, neutron-proton pairing.

Received 16 September 2017.

Сведения об авторах

1. Борис Саркисович Ишханов — доктор физ.-мат. наук, профессор, заведующий кафедрой Общей ядерной физики; тел.: (495) 939 5095, e-mail: bsi@depni.sinp.msu.ru.
2. Семен Владимирович Сидоров — студент магистратуры физического факультета МГУ; e-mail: sv.sidorov@physics.msu.ru.
3. Татьяна Юрьевна Третьякова — канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник НИИЯФ МГУ; тел.: (495) 939-5636, e-mail: tretyakova@sinp.msu.ru.