

P4-2014-96

А. П. Северюхин^{1,2}, Е. О. Сушенок^{1,2}

ВЛИЯНИЕ СЛОЖНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ
НА ОПИСАНИЕ СВОЙСТВ β -РАСПАДА ^{132}Sn

Направлено в журнал «Ядерная физика»

¹ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

² Международный университет «Дубна», Дубна, Россия

Северюхин А. П., Сушенок Е. О.

P4-2014-96

Влияние сложных конфигураций на описание свойств β -распада ^{132}Sn

Дано микроскопическое описание гамов-теллеровских (ГТ) переходов при β -распаде нейтронно-избыточного ядра ^{132}Sn . На базе взаимодействий Скимма с различным вкладом тензорной части удалось учесть связь между одно- и двух-фононными компонентами волновых функций. Сепарабельная аппроксимация частично-дырочного взаимодействия позволила выполнить расчеты в большом конфигурационном пространстве. Показано, что усиление нейтрон-протонного тензорного взаимодействия приводит к увеличению энергии ГТ-переходов. Наряду с этим получено уменьшение периода β -распада ^{132}Sn .

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2014

Severyukhin A. P., Sushenok E. O.

P4-2014-96

Influence of the Complex Configurations
on the Description of β -Decay Properties of ^{132}Sn

We give a microscopic description of Gamow–Teller (GT) transitions in the case of β -decay of neutron-rich nucleus ^{132}Sn . Starting from the Skyrme force, the model takes into account the coupling between one- and two-phonon components of wave function. The separable approximation allows us to perform the calculations in very large configuration spaces. It is shown that the increase of the strength of the neutron–proton tensor interaction leads to the increment of GT transition energy. Also, there is the reduction of the β -decay half-life of ^{132}Sn .

The investigation has been performed at the Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2014

ВВЕДЕНИЕ

Физика ядер с сильной нейтрон-протонной асимметрией оказывается связанной с широким кругом интересных задач, среди которых предсказание эволюции структуры ядра особенно важно для астрофизических приложений. Так, моделирование r -процесса нуклеосинтеза [1] требует крупномасштабного набора ядерных данных, которые можно получить только теоретическими расчетами. Приближение случайных фаз (ПСФ) с самосогласованным средним полем, полученным из взаимодействия Скирма, является одним из наиболее успешных методов изучения структуры ядра [2, 3]. Такие расчеты не требуют введения новых параметров, так как остаточное взаимодействие получено самосогласованным образом с тем же самым функционалом плотности энергии, что и среднее поле.

Учет связи между простыми и сложными конфигурациями приводит к быстрому увеличению размеров конфигурационного пространства. Сепарабельная аппроксимация остаточного взаимодействия позволяет обойти эту трудность [4, 5]. Таким образом, среднее поле получается самосогласованным образом в приближении Хартри–Фока (ХФ) с силами Скирма, а уравнения ПСФ решаются с сепарабельным остаточным взаимодействием [5]. Этот подход был обобщен на случай учета спаривания [6, 7] и эффектов связи между одно- и двухфононными компонентами волновых функций возбужденных состояний [8]. В работах [9, 10] продемонстрирована применимость сепарабельной аппроксимации частично-дырочного взаимодействия Скирма для описания гамов-теллеровских и спин-дипольных зарядово-обменных состояний. Так же как и в квазичастично-фононной модели [4, 11], можно ввести зарядово-обменные фононы и учесть связь с 4-квазичастичными конфигурациями [12]. Учет связи сложных конфигураций не требует введения новых параметров.

Измерения и теоретические предсказания β -распадных характеристик ядер вблизи β -нестабильного дважды магического ядра ^{132}Sn исключительно важны для решения проблемы r -процесса [1]. При этом включение тензорной части взаимодействия Скирма оказывает существенное влияние на гамов-теллеровские (ГТ) переходы в окне β -распада и, в частности, на свойства β -распада ^{132}Sn [13]. В данной работе мы изучаем эффекты связи между одно- и двухфононными компонентами волновых функций состояний 1^+ ядра ^{132}Sb .

1. МЕТОД

Детальное изложение метода для описания фрагментации ГТ-переходов β -распада нейтронно-избыточного ядра можно найти в работе [12]. Среднее поле определяется путем решения уравнений ХФ с силами Скирма. Спаривание трактуется в приближении теории Бардина–Купера–Шриффера [7]. Одночастичный континуум дискретизуется посредством диагонализации гамильтониана ХФ на базисе гармонического осциллятора. Спин-орбитальный потенциал имеет вид

$$U_{S.O.}^{(q)} = \frac{W_0}{2r} \left(2 \frac{d\rho_q}{dr} + \frac{d\rho_{q'}}{dr} \right) + \left(\alpha \frac{J_q}{r} + \beta \frac{J_{q'}}{r} \right). \quad (1)$$

Здесь ρ_q и J_q ($q = n, p$) — плотности и спин-орбитальные плотности нуклонов, а α и β определены вкладом центральных (α_c, β_c) и тензорных сил (α_T, β_T) [14, 15].

Мы работаем в ПСФ, основное состояние является фононным вакуумом. Волновые функции однофононных состояний являются суперпозицией двухквaziчастичных конфигураций. Остаточное взаимодействие в частично-дырочном канале V_{res}^{ph} и канале частица-частица V_{res}^{pp} получены как вторые производные функционала плотности энергии по нормальной и парной плотности нуклонов соответственно. Диагонализовав гамильтониан в пространстве однофононных состояний, можно получить систему линейных уравнений ПСФ для нахождения фононных амплитуд и энергий однофононных состояний [2, 4]. Хорошо известно, что сепарабельный вид остаточного взаимодействия позволяет найти энергии ПСФ как решение относительно простого секулярного уравнения [4], и в случае взаимодействия Скирма эта процедура была впервые предложена в работе [5]. Мы представляем частично-дырочное центральное взаимодействие V_{ph}^C в форме сил Ландау–Мигдала [5] и сохраняем только члены с $l = 0$. Тогда V_{ph}^C имеет следующий вид:

$$V_{ph}^C(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = N_0^{-1} [F_0(r_1) + G_0(r_1)\sigma_1 \cdot \sigma_2 + (F'_0(r_1) + G'_0(r_1)\sigma_1 \cdot \sigma_2)\tau_1 \cdot \tau_2] \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \quad (2)$$

где σ_i и τ_i — операторы спина и изоспина, а $N_0 = 2k_F m^* / \pi^2 \hbar^2$ с k_F и m^* , соответствующими импульсу Ферми и эффективной нуклонной массе. Явный вид F_0, F'_0, G_0 и G'_0 , выраженных через параметры сил Скирма, приведен в работе [16]. Используя интегральную формулу Гаусса для N точек в случае радиального интеграла, матричные элементы V_{ph}^C можно представить в виде суммы N сепарабельных членов [5]. Следуя [17], мы упрощаем частично-дырочное тензорное взаимодействие V_{ph}^T , приводя его к сепарабельной форме:

$$V_{ph}^T(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = V_{T1}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) + V_{T1}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1) + V_{T2}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2), \quad (3)$$

$$V_{T1} = \tau^{(1)}\tau^{(2)}\kappa_1 \sum_M T_{01M}(\hat{r}_1, \sigma_1)r_2^2 T_{21M}^*(\hat{r}_2, \sigma_2), \quad (4)$$

$$V_{T2} = \tau^{(1)}\tau^{(2)}\kappa_2 \sum_M r_1^2 T_{21M}(\hat{r}_1, \sigma_1)r_2^2 T_{21M}^*(\hat{r}_2, \sigma_2); \quad (5)$$

здесь $T_{LJM}(\hat{r}, \sigma) = [Y_L(\hat{r}) \times \sigma]_J^M$ — спин-угловые тензоры. Значения параметров κ_1 и κ_2 взаимодействия V_{ph}^T фиксируются так, чтобы воспроизвести энергии ГТ- и спин-квадрупольного резонансов, рассчитанных с полным взаимодействием Скирма [10, 17]. Явный вид κ_1 (МэВ·Фм⁻²) и κ_2 (МэВ·Фм⁻⁴) получен в [10, 18],

$$\kappa_1 = \frac{4,33(\beta_T - \alpha_T)}{A^2}, \quad (6)$$

$$\kappa_2 = \frac{0,12(\beta_T - \alpha_T)}{A^2}. \quad (7)$$

Таким образом, частично-дырочные матричные элементы могут быть записаны в сепарабельном виде ($\tilde{N} = 4N + 4$ члена). Как показано в работе [10], уравнения ПСФ могут быть сведены к секулярному уравнению и необходимо вычислить определитель матрицы $\tilde{N} \times \tilde{N}$, размерность которой не зависит от размера конфигурационного пространства. При этом установлено, что при сепарабельной аппроксимации с $N = 45$ удается описать свойства как электрических, так и зарядово-обменных возбуждений [7, 9].

Для учета сложных конфигураций волновые функции состояний 1^+ дочернего ядра записываются в виде суперпозиции членов с различным числом фононных операторов [4, 11],

$$\Psi_\nu(\lambda\mu) = \left(\sum_i R_i(\lambda\nu) Q_{\lambda\mu i}^+ + \sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(\lambda\nu) \left[Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ \bar{Q}_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+ \right]_{\lambda\mu} \right) |0\rangle, \quad (8)$$

где индекс λ обозначает угловой момент, а μ — его z -проекция в лабораторной системе координат. Гамов-теллеровские и электрические возбуждения, имеющие энергии ω_{λ_i} и $\bar{\omega}_{\lambda_i}$, генерируются действием $Q_{\lambda\mu i}^+|0\rangle$ и $\bar{Q}_{\lambda\mu i}^+|0\rangle$ соответственно. Используя вариационный принцип, можно получить систему линейных уравнений относительно амплитуд $R_i(\lambda\nu)$ и $P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(\lambda\nu)$ [12],

$$(\omega_{\lambda_i} - \Omega_\nu)R_i(\lambda\nu) + \sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(\lambda i) P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(\lambda\nu) = 0, \quad (9)$$

$$(\omega_{\lambda_1 i_1} + \bar{\omega}_{\lambda_2 i_2} - \Omega_\nu)P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(\lambda\nu) + \sum_i U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(\lambda i) R_i(\lambda\nu) = 0. \quad (10)$$

Матричные элементы $U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(\lambda i)$ соответствуют взаимодействию между одно- и двухфононными конфигурациями. Уравнения (9) и (10) имеют такой же

вид, как в квазичастично-фононной модели [4, 11], но в описанном методе одночастичный спектр и параметры остаточного взаимодействия рассчитываются с силами Скирма [12]. При изучении влияния фрагментации состояний 1^+ , найденных в ПСФ, важно учесть двухфононные конфигурации $[1_i^+ \otimes \lambda_{i'}^+]$, т.е. построенные с монополярными и квадрупольными возбуждениями родительского ядра [12, 19].

С использованием приближения разрешенных переходов период полураспада для процесса β^- -распада вычисляется как сумма вероятностей ГТ-переходов (в единицах $G_A^2/4\pi$) с весом в виде функции Ферми [20],

$$T_{1/2}^{-1} = D^{-1} \left(\frac{G_A}{G_V} \right)^2 \sum_{\nu} f_0(Z, A, E_i - E_{1\nu^+}) B(GT)_{\nu}; \quad (11)$$

здесь $D=6147$ с и $G_A/G_V=1,25$, E_i — энергия основного состояния родительского ядра, $E_{1\nu^+}$ обозначает энергию состояния $1\nu^+$ дочернего ядра (Z, A). Волновые функции (8) позволяют найти вероятности ГТ-переходов $B(GT)_{\nu}$. При расчете энергии ГТ-перехода $E_i - E_{1\nu^+}$ мы воспользовались приближением, предложенным в работе [21]:

$$E_i - E_{1\nu^+} \approx \Delta M_{n-H} + \mu_n - \mu_p - \Omega_{\nu}, \quad (12)$$

где $\Delta M_{n-H} = 0,782$ МэВ — разность масс нейтрона и атома водорода, μ_n и μ_p — химические потенциалы нейтронной и протонной систем соответственно.

2. ОПИСАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК β -РАСПАДА ^{132}Sn

Как показано в работе [13], включение тензорного взаимодействия играет существенную роль в описании характеристик β -распада ^{132}Sn . Этот анализ был выполнен в стандартном ПСФ. В данной работе, учитывая уже связь с двухфононными компонентами волновых функций (8), мы оцениваем влияние нейтрон-протонного тензорного взаимодействия на величину периода полураспада ^{132}Sn , и этим мотивирован выбор серии из 36 параметризаций взаимодействия Скирма ТИ [15]. Индексы I и J обозначают целые числа от 1 до 6, которые определяются так, чтобы зафиксировать вклады от спин-орбитальных плотностей в функционал плотности энергии, а также в спин-орбитальный потенциал (1), а именно

$$\alpha = 60(J - 2) \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}^5, \quad (13)$$

$$\beta = 60(I - 2) \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}^5. \quad (14)$$

Отметим, что параметр $\beta = \beta_c + \beta_T$ ответствен за силу нейтрон-протонного тензорного взаимодействия.

При проведении расчетов мы учитываем одночастичный континуум до 100 МэВ. Такой учет одночастичного континуума позволяет полностью исчерпать правило сумм Икеды, $S_- - S_+ = 3(N - Z)$. Одновременный учет тензорных корреляций и эффектов связи конфигураций $1p - 1h$ и $2p - 2h$ позволяет нам не использовать эффективный фактор подавления силы ГТ-переходов [22]. Так как для правильного описания энергии ГТ-резонанса необходимо достаточное отталкивающее центральное спин-изоспиновое взаимодействие [23], мы отобрали те параметризации ТИ, для которых выполняется условие $G'_0 \geq 0,1$ (см. табл. 1). При построении волновой функции (8) нижайших 1^+ -состояний использовалось 5 однофононных и 50 двухфононных членов. Как показано в работе [12], двухфононные конфигурации с фононом 2^+_1 определяют в основном эффект связи сложных конфигураций на период β -распада. Таким образом, для правильной оценки этого эффекта необходимо воспроизвести экспериментальное значение $B(E2; 0^+_{\text{g.s.}} \rightarrow 2^+_1)$, которое характеризует коллективность этого возбуждения родительского ядра. Как видно из табл. 2, результаты в ПСФ с отобранными силами ТИ хорошо согласуются с экспериментальным значением $B(E2) = (1100 \pm 300) e^2 \times \text{Фм}^4$ [24]. Основной вклад в структуру дают нейтронная $\{2f_{7/2}, 1h_{11/2}\}$ и протонная $\{2d_{5/2}, 1g_{9/2}\}$ конфигурации. Отметим, что результаты ПСФ описывают также и экспериментальную энергию состояния 2^+_1 ($E = 4,04$ МэВ [24]), за исключением параметризаций T55, T56, T64, T65, T66.

Таблица 1. Энергия перехода $E = E_i - E_{1^+}$ и период β -распада ^{132}Sn найдены в приближении случайных фаз и с учетом влияния двухфононных конфигураций. Расчеты выполнены с взаимодействиями Скирма ТИ. Параметр G'_0 выражен через параметры сил Скирма при условии $\rho = \rho_0$

ТИ	G'_0	ПСФ		ПСФ+2Ф	
		$E, \text{МэВ}$	$T_{1/2}, \text{с}$	$E, \text{МэВ}$	$T_{1/2}, \text{с}$
T41	0,13	2,10	0,2	2,21	0,2
T42	0,14	1,49	1,5	1,63	1,1
T43	0,14	1,16	6,4	1,25	5,0
T45	0,10	0,77	62,9	0,81	53,0
T51	0,12	3,12	0,0	3,20	0,0
T52	0,25	1,76	0,7	1,87	0,6
T54	0,14	1,14	6,8	1,24	5,1
T55	0,16	0,91	28,8	1,03	21,2
T56	0,14	0,71	100,6	0,75	84,0
T61	0,26	3,24	0,0	3,26	0,0
T62	0,19	2,71	0,1	2,76	0,1
T63	0,27	1,66	0,9	1,73	0,8
T64	0,10	1,59	0,9	1,66	0,8
T65	0,20	0,94	16,7	0,98	14,5
T66	0,16	0,81	43,0	0,85	36,7

Таблица 2. Энергия возбуждения 2_1^+ и приведенная вероятность перехода $B(E2; 0_{g.s.}^+ \rightarrow 2_1^+)$ для ^{132}Sn . Расчеты выполнены в приближении случайных фаз с взаимодействиями Сkirма ТП

ТП	$E, \text{МэВ}$	$B(E2), e^2 \cdot \text{Фм}^4$
T41	4,1	1670
T42	3,9	1660
T43	3,8	1650
T45	3,5	1630
T51	4,1	1740
T52	3,8	1720
T54	3,5	1690
T55	3,3	1680
T56	3,2	1550
T61	3,9	1810
T62	3,6	1830
T63	3,5	1780
T64	3,4	1730
T65	3,0	1580
T66	3,0	1370

Наши расчеты как в стандартном ПСФ, так и с учетом связи конфигураций $1p-1h$ и $2p-2h$ показали, что основной вклад ($> 99\%$) в период полураспада ^{132}Sn (см. ур. (11)) дает ГТ-переход на нижайшее состояние 1^+ дочернего ядра ^{132}Sb . Обсудим свойства этого состояния в рамках однофононного приближения. Для всех отобранных сил ТП нижайшее по энергии двухквартичное состояние имеет конфигурацию $\{\pi 2d_{5/2}, \nu 2d_{3/2}\}$, и волновая функция состояния 1_1^+ состоит из этой конфигурации более чем на 60% . При этом значения $\log ft$ получены в интервале $1,9 - 3,0$. В табл. 1 представлены рассчитанные энергии ГТ-перехода $E_i - E_{1_1^+}$. Показано, что усиление нейтрон-протонного тензорного взаимодействия, т.е. увеличение индекса I при постоянном индексе J для сил ТП, ведет к значительному возрастанию энергии ГТ-перехода $E_i - E_{1_1^+}$ и, в частности, разность энергий, рассчитанных с силами T62 и T52, составляет $1,0$ МэВ. Однако изменение $\log ft$ мало. В итоге получено сокращение периода полураспада.

При расчете периода полураспада из всех двухфононных конфигураций основной вклад дает конфигурация $[1_1^+ \otimes 2_1^+]$, так как ПСФ-состояние 2_1^+ — нижайшее коллективное электромагнитное возбуждение, которое приводит к наименьшей двухфононной энергии и наибольшему матричному элементу $U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(\lambda i)$ из системы уравнений (9) и (10). Таким образом, связь со сложными конфигурациями приводит к убыванию энергии возбуждения состояния 1_1^+ ^{132}Sb , т.е. к увеличению энергии перехода $E_i - E_{1_1^+}$. Это увеличение

составляет не более 0,15 МэВ для всех рассмотренных сил ТП. При этом мы получаем незначительное изменение $\log ft$ и, в результате, не более чем 20 %-е уменьшение периода полураспада.

Как видно из табл. 1, энергии $E_i - E_{1^+}$, полученные с силами Т42, Т52, Т63, Т64, хорошо согласуются с экспериментальным значением 1,794 МэВ [25]. Однако для всех рассмотренных параметризаций не удается описать экспериментальное значение $\log ft = 4,05$ [25]. В результате периоды полураспада, полученные с силами Т45, Т55, Т65, Т66, находятся в согласии с экспериментальным значением $(39,7 \pm 0,8)$ с [25]. Возможная причина этого разногласия заключается в небольшой величине параметра $G'_0 < 0,3$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе кратко изложен метод построения сепарабельной аппроксимации остаточного взаимодействия Скирма, который дает возможность проводить расчеты в больших конфигурационных пространствах. В рамках приближения случайных фаз и его модификации с учетом связи с двухфононными конфигурациями проанализирована роль тензорного взаимодействия в описании характеристик β -нестабильного дважды магического ядра ^{132}Sn . При β -распаде ^{132}Sn период полураспада определяется через ГТ-переход на нижайшее состояние $1^+ ^{132}\text{Sb}$. Мы воспользовались 36 силами Скирма ТП, которые позволяют рассмотреть различный вклад изоскалярного и изовекторного тензорного взаимодействий. Показано, что усиление нейтрон-протонного тензорного взаимодействия приводит к значительному увеличению энергии ГТ-перехода, что уменьшает период полураспада. Учет связи с двухфононными конфигурациями также приводит к увеличению энергии ГТ-перехода, не более чем до 0,15 МэВ. При этом наши результаты наглядно демонстрируют, что влияние сложных конфигураций на описание периода β -распада ^{132}Sn мало. Значения периода полураспада, полученные с силами Т45, Т55, Т65, Т66, хорошо согласуются с экспериментальным значением.

Авторы благодарны Н. Н. Арсеньеву, И. Н. Борзову, В. В. Воронову за обсуждение результатов. Эта работа была выполнена при частичной поддержке программы Гейзенберг–Ландау и в рамках соглашения IN2P3–ОИЯИ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Cowan J. J., Thielemann F.-K., Truran J. W. // Phys. Rep. 1991. V. 208. P. 267.
2. Terasaki J. et al. // Phys. Rev. C. 2005. V. 71. P. 034310.
3. Paar N. et al. // Rep. Prog. Phys. 2007. V. 70. P. 691.

4. *Soloviev V. G.* Theory of Atomic Nuclei: Quasiparticles and Phonons. Institute of Physics, Bristol and Philadelphia, 1992.
5. *Giai Nguyen Van, Stoyanov Ch., Voronov V. V.* // Phys. Rev. C. 1998. V. 57. P. 1204.
6. *Severyukhin A. P. et al.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 66. P. 034304.
7. *Severyukhin A. P., Voronov V. V., Giai Nguyen Van* // Phys. Rev. C. 2008. V. 77. P. 024322.
8. *Severyukhin A. P., Voronov V. V., Giai Nguyen Van* // Eur. Phys. J. A. 2004. V. 22. P. 397.
9. *Severyukhin A. P., Voronov V. V., Giai Nguyen Van* // Prog. Theor. Phys. 2012. V. 128. P. 489.
10. *Severyukhin A. P., Sagawa H.* // Prog. Theor. Exp. Phys. 2013. V. 2013. P. 103D03.
11. *Kuzmin V. A., Soloviev V. G.* // J. Phys. G. 1984. V. 10. P. 1507.
12. *Severyukhin A. P. et al.* // Phys. Rev. C. 2014. V. 90. P. 044320.
13. *Minato F., Bai C. L.* // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. P. 122501.
14. *Colò G.* // Phys. Lett. B. 2007. V. 646. P. 227.
15. *Lesinski T. et al.* // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. P. 014312.
16. *Giai Nguyen Van, Sagawa H.* // Phys. Lett. B. 1981. V. 106. P. 379.
17. *Bai C. L. et al.* // Phys. Rev. C. 2009. V. 79. P. 041301(R).
18. *Сушенок Е. О., Северюхин А. П.* Тензорные корреляции и период β -распада ^{132}Sn // Письма в ЭЧАЯ (направлено).
19. *Niu Y. F.* // Phys. Rev. C. 2012. V. 85. P. 034314.
20. *Suhonen J.* From Nucleons to Nucleus. Berlin: Springer-Verlag, 2007.
21. *Engel J. et al.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 014302.
22. *Bertsch G. F., Hamamoto I.* // Phys. Rev. C. 1982. V. 26. P. 1323.
23. *Мигдал А. Б.* Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. Изд. 2-е. М.: Наука, 1983.
24. *Radford D. C. et al.* // Nucl. Phys. A. 2005. V. 752. P. 264.
25. National Nuclear Data Center, <http://www.nndc.bnl.gov>.

Получено 12 декабря 2014 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 05.03.2015.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,69. Уч.-изд. л. 0,81. Тираж 270 экз. Заказ № 58483.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/