

ТЕНЗОРНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ И ПЕРИОД β -РАСПАДА ^{132}Sn

Е. О. Сушенок^{а, б, 1}, *А. П. Северюхин*^{а, б}

^а Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^б Международный университет природы, общества и человека «Дубна», Дубна, Россия

На базе сил Скирма исследована роль тензорного взаимодействия в описании свойств β -распада нейтронно-избыточного ядра ^{132}Sn . В рамках приближения случайных фаз показано, что усиление нейтрон-протонного тензорного взаимодействия приводит к увеличению энергии гамов-теллеровских переходов и к уменьшению периода полураспада.

Starting from the Skyrme force, the effect of the tensor force on the β -decay properties of the neutron-rich nucleus ^{132}Sn is studied within the random phase approximation. It is shown that the increase of the strength of the neutron-proton tensor interaction leads to the increment of Gamow-Teller transition energy and the reduction of the half-life.

PACS: 23.40.-s; 25.85.Ca

Знать β -распадные характеристики ядер вблизи β -нестабильного дважды магического ядра ^{132}Sn исключительно важно для решения проблемы r -процесса нуклеосинтеза [1]. Моделирование r -процесса 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]. В частности, остаточное взаимодействие получено самосогласованным образом с тем же самым функционалом плотности энергии, что и среднее поле, а значит, такие расчеты не требуют введения новых параметров. Сепарабельная аппроксимация остаточного взаимодействия позволяет проводить расчеты ПСФ в большом конфигурационном пространстве [4, 5]. В работах [7, 8] продемонстрирована применимость сепарабельной аппроксимации частично-дырочного взаимодействия Скирма для описания гамов-теллеровских (ГТ) и спин-дипольных зарядово-обменных состояний.

Учет тензорной части взаимодействия Скирма в ПСФ существенно влияет на описание свойств β -распада ^{132}Sn [9]. Представляется полезным оценить влияние нейтрон-протонного тензорного взаимодействия на энергию ГТ-перехода, величину $\log ft$ и период полураспада ^{132}Sn , и этим мотивирован выбор серии из 36 параметризаций взаимодействия Скирма ТП с различным вкладом тензорных членов [10].

¹E-mail: sushenok@theor.jinr.ru

Подробное изложение подхода можно найти в работах [7, 8, 11]. Среднее поле определяется путем решения уравнений Хартри–Фока (ХФ) с силами Скирма. Одночастичный континуум дискретизируется посредством диагонализации гамильтониана ХФ на базисе гармонического осциллятора. Спин-орбитальный потенциал имеет вид

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

Здесь ρ_q и J_q ($q = n, p$) — нуклонные и спин-орбитальные плотности соответственно, а $\alpha = \alpha_c + \alpha_T$ и $\beta = \beta_c + \beta_T$ содержат вклады центральных (α_c, β_c) и тензорных сил (α_T, β_T) [10, 12]. Как предложено в работе [10], индексы I и J параметризаций ГП обозначают целые числа от 1 до 6, которые определяются так, чтобы зафиксировать вклады от спин-орбитальных плотностей в функционал плотности энергии и в спин-орбитальный потенциал (1), а именно

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

$$\beta = 60(I - 2) \text{ МэВ} \cdot \text{фм}^5. \quad (3)$$

Отметим, что параметр β ответствен за силу нейтрон-протонного тензорного взаимодействия.

Остаточное взаимодействие в частично-дырочном канале V_{res}^{ph} можно получить как вторую производную функционала плотности энергии по плотности нуклонов. Мы представляем частично-дырочное центральное взаимодействие V_{ph}^C в виде сил Ландау–Мигдала и сохраняем только члены с $l = 0$. Выражения для F_0, F'_0, G_0 и G'_0 приведены в работе [13]. Для правильного описания ГТ-переходов ключевым является значение параметра G'_0 , который имеет следующий вид:

$$G'_0 = -N_0 \left[\frac{1}{4} t_0 + \frac{1}{24} t_3 \rho^\alpha + \frac{1}{8} k_F^2 (t_1 - t_2) \right], \quad (4)$$

где $t_{0,1,2,3}$ и α — параметры сил Скирма, а $N_0 = 2k_F m^* / \pi^2 \hbar^2$ с k_F и m^* , соответствующими импульсу Ферми и эффективной нуклонной массе. Матричные элементы V_{ph}^C могут быть записаны в виде N сепарабельных членов [5, 7, 14]. Следуя [15], мы приводим тензорное взаимодействие V_{ph}^T к сепарабельному виду:

$$V_{ph}^T(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = V_{T1}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) + V_{T1}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1) + V_{T2}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2), \quad (5)$$

$$V_{T1} = \tau^{(1)} \tau^{(2)} \lambda_1 \sum_M T_{01M}(\hat{r}_1, \sigma_1) r_2^2 T_{21M}^*(\hat{r}_2, \sigma_2), \quad (6)$$

$$V_{T2} = \tau^{(1)} \tau^{(2)} \lambda_2 \sum_M r_1^2 T_{21M}(\hat{r}_1, \sigma_1) r_2^2 T_{21M}^*(\hat{r}_2, \sigma_2); \quad (7)$$

здесь $T_{LJM}(\hat{r}, \sigma) = [Y_L \times \sigma]_J^M$ — спин-угловые тензоры. Значения параметров $\lambda_{1,2}$ взаимодействия V_{ph}^T фиксируются так, чтобы в случае ^{90}Zr и ^{208}Pb воспроизвести энергии ГТ- и спин-квадрупольного резонансов, рассчитанных с полным взаимодействием Скирма [8, 15]. Параметры λ_1 (МэВ · фм⁻²) и λ_2 (МэВ · фм⁻⁴) можно записать

в явном виде [8],

$$\lambda_1 = \frac{4,33(\beta_T - \alpha_T)}{A^2}, \quad (8)$$

$$\lambda_2 = \frac{0,12(\beta_T - \alpha_T)}{A^2}. \quad (9)$$

Таким образом, матричные элементы частично-дырочного взаимодействия могут быть записаны в сепарабельном виде ($\tilde{N} = (4N + 4)$ члена) [8]. Как показано в работе [5, 8], уравнения ПСФ могут быть сведены к секулярному уравнению, для решения которого необходимо вычислить определитель матрицы $\tilde{N} \times \tilde{N}$. При этом размерность данной матрицы не зависит от размера конфигурационного пространства. Установлено, что использование сепарабельной аппроксимации с $N = 45$ позволяет описать свойства как электрических, так и зарядово-обменных возбудений [6, 7].

В рамках только разрешенных переходов период полураспада для β^- -распада вычисляется как сумма вероятностей ГТ-переходов (в единицах $G_A^2/4\pi$) с весом в виде функции Ферми [16],

$$T_{1/2}^{-1} = D^{-1} \left(\frac{G_A}{G_V} \right)^2 \sum_{\nu} f_0(Z + 1, A, E_i - E_{1^+_{\nu}}) B(\text{GT})_{\nu}. \quad (10)$$

Здесь $D = 6147$ с и $G_A/G_V = 1,25$, E_i — энергия основного состояния родительского ядра (Z, A), $E_{1^+_{\nu}}$ обозначает энергию состояния 1^+_{ν} -дочернего ядра. Волновые функции ПСФ позволяют найти вероятности ГТ-переходов $\hat{O}^- = \sum_{i,m} t_-(i) \sigma_m(i)$:

$$B(\text{GT})_{\nu} = |\langle N - 1, Z + 1; 1^+_{\nu} | \hat{O}^- | N, Z; 0^+_{gs} \rangle|^2. \quad (11)$$

При расчете энергии ГТ-перехода $E_i - E_{1^+_{\nu}}$ мы воспользовались приближением, предложенным в работе [17],

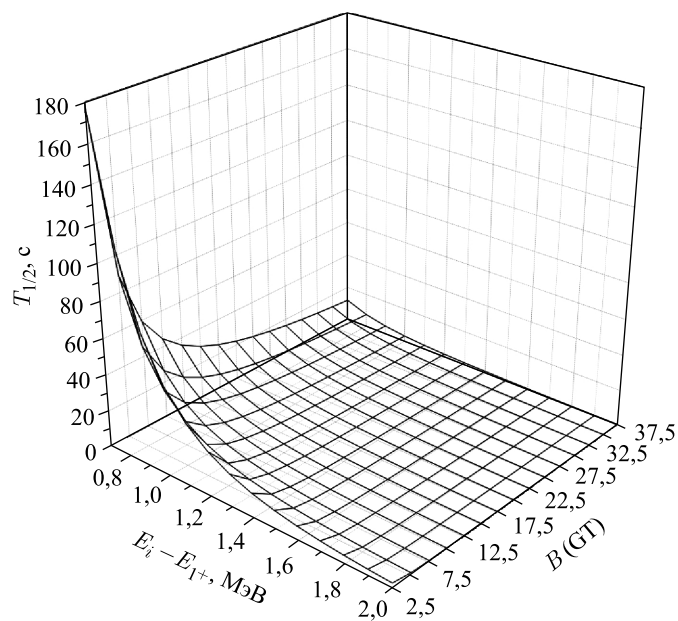
$$E_i - E_{1^+_{\nu}} \approx \Delta M_{n-H} + \mu_n - \mu_p - \omega_{\nu}. \quad (12)$$

Здесь ω_{ν} соответствует собственным значениям системы линейных уравнений ПСФ, $\Delta M_{n-H} = 0,782$ МэВ — разность масс нейтрона и атома водорода; μ_n и μ_p — химические потенциалы нейтронной и протонной систем соответственно. Отметим, что приближение (12) применимо в области ядер вблизи ^{132}Sn [17, 18].

Цель данной работы — оценить влияние отношения β/α на величину периода β -распада ^{132}Sn . В расчетах учитывается одночастичный континуум до 100 МэВ. Такой учет одночастичного континуума позволяет полностью исчерпать правило сумм Икеды, $S_- - S_+ = 3(N - Z)$. Так как для правильного описания энергии ГТ-резонанса необходимо достаточное отталкивающее центральное спин-изоспиновое взаимодействие [19], мы отобрали те параметризации ТП, для которых выполняется условие $G'_0 \geq 0,1$, см. таблицу. Прежде чем приступить к обсуждению результатов расчетов, необходимо отметить, что основной вклад ($> 99\%$) в период полураспада ^{132}Sn дает ГТ-переход на нижайшее состояние 1^+ дочернего ядра ^{132}Sb , либо найдено только одно состояние 1^+ в окне β -распада ^{132}Sn . Период как функция энергии перехода $E_i - E_{1^+_{\nu}}$ и значения $B(\text{GT})_1$ продемонстрирован на рисунке. Показано, что экспериментальное значение

Рассчитанные энергии перехода $E = E_i - E_{1+}$, значения $\log ft$ и периоды β -распада $T_{1/2}$ ^{132}Sn в приближении случайных фаз с силами ТИ. Расчеты выполнены без учета тензорного взаимодействия (I) и с учетом тензорного взаимодействия (II)

ТИ	G'_0	I			II		
		E , МэВ	$\log ft$	$T_{1/2}$, с	E , МэВ	$\log ft$	$T_{1/2}$, с
T41	0,13	0,57	3,1	265,9	2,10	2,1	0,2
T42	0,14	0,70	3,0	126,9	1,49	2,3	1,5
T43	0,14	0,88	3,0	52,0	1,16	2,5	6,4
T45	0,10	1,27	2,9	10,7	0,77	2,9	62,9
T51	0,12	0,80	3,0	71,1	3,12	1,9	0,0
T52	0,25	0,86	3,2	77,6	1,76	2,3	0,7
T54	0,14	1,25	3,0	12,9	1,14	2,5	6,8
T55	0,16	1,41	3,0	8,2	0,91	2,8	28,8
T56	0,14	1,57	2,9	4,9	0,71	3,0	100,6
T61	0,26	0,85	3,2	83,2	3,24	1,9	0,0
T62	0,19	1,06	3,1	28,6	2,71	2,0	0,1
T63	0,27	1,15	3,1	24,2	1,66	2,3	0,9
T64	0,10	1,44	2,9	6,5	1,59	2,2	0,9
T65	0,20	1,47	3,0	7,4	0,94	2,6	16,7
T66	0,16	1,72	2,9	3,5	0,81	2,8	43,0



Зависимость периода полураспада от энергии перехода $E_i - E_{1+}$ и приведенной вероятности $B(GT)$ в случае, когда только одно состояние $1^+ ^{132}\text{Sb}$ находится в окне β -распада ^{132}Sn

периода $(39,7 \pm 0,8)$ с [20] можно описать при различных значениях энергиях и вероятностях переходов ГТ. Поэтому необходимо согласие с экспериментальными значениями $E_i - E_{1_1^+} = (1,794 \pm 0,009)$ МэВ и $\log ft = 4,05$ [20]. При этом период имеет более сильную зависимость от энергии перехода, чем от приведенной вероятности перехода ГТ.

Расчитанные характеристики β -распада ^{132}Sn даны в таблице, в колонках I и II представлены результаты расчетов с $\alpha_T = \beta_T = 0$ и с учетом тензорного взаимодействия соответственно. Для всех расчетов двухквaziчастичная энергия $\left\{ \pi 2d \frac{5}{2}, \nu 2d \frac{3}{2} \right\}$ является нижайшей, и волновая функция состояния 1_1^+ сложена из этой конфигурации более чем на 60%. Показано, что включение тензорного взаимодействия играет существенную роль в описании энергии перехода ГТ и уменьшает значение $\log ft$ в интервале 1,9–3,0, т.е. включение тензорного взаимодействия приводит к более коллективному возбуждению 1_1^+ . При этом уменьшение энергии перехода найдено только для сил T45, T54, T56, T66 и связано в основном с влиянием тензорного взаимодействия на одночастичный спектр. В итоге, за исключением этих параметризаций, получено сокращение периода полураспада.

Обсудим влияние отношения β/α на описание свойств β -распада ^{132}Sn . Отметим, что для всех отобранных параметризаций ТП $\beta_T/\beta_C > 2,1$. Как видно из таблицы, усиление нейтрон-протонного тензорного взаимодействия, т.е. увеличение индекса I при постоянном индексе J для сил ТП ведет к значительному возрастанию энергии перехода ГТ. В частности, показано, что разность энергий $E_i - E_{1_1^+}$, рассчитанных с силами T62 и T52 либо с силами T41 и T51, составляет около 1 МэВ. Однако изменение $\log ft$ мало, что приводит к уменьшению периода полураспада при увеличении отношения β/α . Этот эффект обусловлен как изменением спин-орбитального потенциала (1), так и учетом тензорных корреляций в ПСФ. Отметим, что энергии $E_i - E_{1_1^+}$, полученные с силами T42, T52, T63 и T64, хорошо согласуются с экспериментальным значением. Однако ни одна из используемых параметризаций не дает согласия с экспериментальным значением $\log ft$. Возможная причина этого разногласия может быть в небольшой величине параметра $G'_0 < 0,3$. Для параметризации T43 наши результаты, полученные с сепарабельным приближением для сил Скирма, очень близки к результатам расчетов с полным взаимодействием Скирма [9].

В данной работе в рамках ПСФ мы воспользовались 36 силами Скирма ТП с различным вкладом изоскалярного и изовекторного тензорного взаимодействия для изучения роли тензорного взаимодействия в описании характеристик β -нестабильного дважды магического ядра ^{132}Sn . Отметим, что период полураспада определяется через ГТ-переход на нижайшее состояние 1^+ ^{132}Sb . Наши результаты наглядно демонстрируют, что усиление нейтрон-протонного тензорного взаимодействия приводит к значительному увеличению энергии перехода ГТ, что уменьшает период β -распада ^{132}Sn . Значения периода полураспада, полученные с силами T45, T55, T65, T66, хорошо согласуются с экспериментальным значением. В настоящее время исследуется влияние нейтрон-протонного тензорного взаимодействия в случае ядер с незамкнутыми оболочками вблизи ^{132}Sn .

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-JINR.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Cowan J. J., Thielemann F.-K., Truran J. W. The R-Process and Nucleochronology // Phys. Rep. 1991. V. 208. P. 267–394.
2. Terasaki J. et al. Self-Consistent Description of Multipole Strength in Exotic Nuclei I: Method // Phys. Rev. C. 2005. V. 71. P. 034310-1–034310-19.
3. Paar N. et al. Exotic Modes of Excitation in Atomic Nuclei Far from Stability // Rep. Prog. Phys. 2007. V. 70. P. 691–794.
4. Soloviev V. G. Theory of Atomic Nuclei: Quasiparticles and Phonons. Bristol; Philadelphia: Inst. of Phys., 1992.
5. Nguyen Van Giai, Stoyanov Ch., Voronov V. V. Finite Rank Approximation for Random Phase Approximation Calculations with Skyrme Interactions: An Application to Ar Isotopes // Phys. Rev. C. 1998. V. 57. P. 1204–1209.
6. Severyukhin A. P., Voronov V. V., Nguyen Van Giai. Effects of the Particle–Particle Channel on Properties of Low-Lying Vibrational States // Phys. Rev. C. 2008. V. 77. P. 024322-1–024322-8.
7. Severyukhin A. P., Voronov V. V., Nguyen Van Giai. Charge-Exchange Excitations with Skyrme Interactions in a Separable Approximation // Prog. Theor. Phys. 2012. V. 128. P. 489–506.
8. Severyukhin A. P., Sagawa H. Tensor Correlation Effects on Gamow–Teller Resonances In ^{120}Sn and $N = 80, 82$ Isotones // Prog. Theor. Exp. Phys. 2013. V. 2013. P. 103D03-1–103D03-10.
9. Minato F., Bai C. L. Impact of Tensor Force on β -Decay of Magic and Semimagic Nuclei // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. P. 122501-1–122501-5.
10. Lesinski T. et al. The Tensor Part of the Skyrme Energy Density Functional. I. Spherical Nuclei // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. P. 014312-1–014312-38.
11. Severyukhin A. P. et al. Influence of $2p$ – $2h$ Configurations on β -Decay Rates // Phys. Rev. C. 2014. V. 90. P. 044320-1–044320-7.
12. Colò G. et al. Spin-Orbit Splitting and the Tensor Component of the Skyrme Interaction // Phys. Lett. B. 2007. V. 646. P. 227–331; 2008. V. 668. P. 457(E)–467(E).
13. Nguyen Van Giai, Sagawa H. Spin-Isospin and Pairing Properties of Modified Skyrme Interactions // Phys. Lett. B. 1981. V. 106. P. 379–382.
14. Severyukhin A. P. et al. Quasiparticle RPA with Finite Rank Approximation for Skyrme Interactions // Phys. Rev. C. 2002. V. 66. P. 034304-1–034304-7.
15. Bai C. L. et al. Effect of the Tensor Force on the Charge-Exchange Spin-Dipole Excitations of ^{208}Pb // Phys. Rev. C. 2009. V. 79. P. 041301(R)-1–041301(R)-4.
16. Suhonen J. From Nucleons to Nucleus. Berlin: Springer-Verlag, 2007.
17. Engel J. et al. Beta Decay of R-Process Waiting-Point Nuclei in a Self-Consistent Approach // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 014302-1–014302-14.
18. Severyukhin A. P. et al. Complex Configuration Effects on β -Decay Rates // J. Phys.: Conf. Ser. 2015. V. 580. P. 0120511-1–0120511-6.
19. Мигдал А. Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Наука, 1983.
20. National Nuclear Data Center. <http://www.nndc.bnl.gov>.