



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Р4-88-509

В.Г.Соловьев, А.В.Сушков

ГАМОВ-ТЕЛЛЕРОВСКИЙ β^+ -РАСПАД
НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

Направлено в журнал "Physics Letters B"

1988

$$\Omega_{\mu i}^+ = \sum_{\rho n} \{ \psi_{\rho n}^{mi} A^+(p n; \mu) - \varphi_{\rho n}^i A(p n; -\mu) \}, \quad (2)$$

Изучение β^+ -распадов нейтронодефицитных короткоживущих ядер из-за большой энергии распада дает экспериментальную информацию о большей части гамма-тепловой (ГТ) силы, принадлежащей ветви S_+ . Полная сила S_+ может быть измерена в (n, p) -реакции.

Как известно, расчеты ГТ β^+ -распадов в модели независимых квазичастиц и в RPA с учетом частично-дырочных взаимодействий дают завышенные значения приведенных вероятностей по сравнению с экспериментальными данными. Одновременный учет частично-дырочных $(p-h)$ и частично-частичных $(p-p)$ взаимодействий в RPA в [1,2] дал согласующееся с экспериментом описание двухнейтринного двойного β -распада. Расчеты в [3,4] в RPA с учетом $(p-h)$ и $(p-p)$ -взаимодействий β^+ -распадов нейтронодефицитных сферических ядер дали согласующееся с экспериментом описание ГТ β^+ -распадов как без перенормировки константы g_A аксиально-векторного слабого взаимодействия, т.е. при $g_A/g_V = -1,26$, так и при $g_A/g_V = -1$. В [3,4] сделан вывод, что вопрос о перенормировке g_A в ядрах остается открытым. Расчеты ГТ β^+ -распадов трех ядер с $N = 82$ выполнены также в [5].

Описание вибрационных состояний деформированных ядер в RPA с учетом $(p-h)$ -взаимодействий выполнено давно (см., например, [6]). Силовые функции ГТ (ρ, n) - и (n, p) -переходов в деформированных ядрах рассчитаны в [7]. Рассчитанные в $(p-h)$ RPA вероятности ГТ β -переходов превышают в 2-5 раз соответствующие экспериментальные значения [8].

Необходимость изучения влияния $(p-p)$ -взаимодействий на низколежащие вибрационные и зарядово-обменные состояния очевидны. Предварительные результаты по изучению влияния $(p-p)$ (наряду с $(p-h)$)-взаимодействий на низколежащие квадрупольные и октупольные состояния деформированных ядер получены в [9]. В настоящей работе описаны результаты вычислений в RPA с учетом $(p-h)$ и $(p-p)$ -взаимодействий ГТ β^+ -распадов нейтронодефицитных четных деформированных ядер.

Гамильтониан с $(p-h)$ и $(p-p)$ -взаимодействиями запишем в виде

$$H_{RPA} = \sum_p \epsilon_p \alpha_p^+ \alpha_p + \sum_n \epsilon_n \alpha_n^+ \alpha_n + 2 \sum_i \{ \kappa_i^{II} [(D_i^+)^2 + (D_i^-)^2] + G_i^{II} [(D_i^+)^2 + (D_i^-)^2] \} \Omega_{1i}^+ \Omega_{2i}^+, \quad (I)$$

где оператор рождения фонона

$$D_+^i = \sum_{\rho n} (u_{\rho n} v_{\rho n} \psi_{\rho n}^{ii} + v_{\rho n} u_{\rho n} \varphi_{\rho n}^{ii}), \quad D_-^i = \sum_{\rho n} f_{\rho n} (v_{\rho n} u_{\rho n} \psi_{\rho n}^{ii} + u_{\rho n} v_{\rho n} \varphi_{\rho n}^{ii}), \quad (3)$$

$$D_1^i = \sum_{\rho n} f_{\rho n} (u_{\rho n} v_{\rho n} \psi_{\rho n}^{ii} - v_{\rho n} u_{\rho n} \varphi_{\rho n}^{ii}), \quad D_2^i = \sum_{\rho n} f_{\rho n} (-v_{\rho n} u_{\rho n} \psi_{\rho n}^{ii} + u_{\rho n} v_{\rho n} \varphi_{\rho n}^{ii}), \quad (4)$$

$f_{\rho n}$ - одночастичный матричный элемент оператора $\vec{J} t^{-1}$, α_p^+ , α_n^+ - операторы рождения квазичастиц, ϵ_p , ϵ_n - квазичастичные энергии, u , v - коэффициенты преобразования Боголюбова, κ_i^{II} , G_i^{II} - изовекторные константы остаточных $(p-h)$ и $(p-p)$ -взаимодействий, i - номер фонона. $A^+(p n; \mu) \sim \alpha_p^+ \alpha_n^+ / \sqrt{2}$, $\psi_{\rho n}^{ii}$, $\varphi_{\rho n}^{ii}$ - прямая и обратная амплитуда фонона.

Найдем среднее значение H_{RPA} по однофононному состоянию

$$\Omega_{1i}^+ \psi_0, \quad (5)$$

где ψ_0 - волновая функция основного состояния четно-четного ядра. Используем вариационный принцип и находим RPA-уравнения в виде

$$(\epsilon_p + \epsilon_n - \omega_i) \psi_{\rho n}^{ii} + 2 f_{\rho n} \{ \kappa_i^{II} (D_+^i u_{\rho n} v_{\rho n} + D_-^i v_{\rho n} u_{\rho n}) + G_i^{II} (D_+^i u_{\rho n} u_{\rho n} - D_2^i v_{\rho n} v_{\rho n}) \} = 0, \quad (6)$$

$$(\epsilon_p + \epsilon_n + \omega_i) \varphi_{\rho n}^{ii} + 2 f_{\rho n} \{ \kappa_i^{II} (D_+^i v_{\rho n} u_{\rho n} + D_-^i u_{\rho n} v_{\rho n}) - G_i^{II} (D_+^i v_{\rho n} v_{\rho n} - D_2^i u_{\rho n} u_{\rho n}) \} = 0, \quad (6^I)$$

ω_i - энергия i -го состояния с $K^\pi = \Gamma^+$.

Приведенная вероятность ГТ β^+ перехода из основного состояния $0_{g.s}^+$ четно-четного ядра в возбужденное $K^\pi = 1^+$, i состояние равна

$$B_i^{(\pm)} = 2 \cdot (D_{\pm}^i)^2. \quad (7)$$

Приведенная вероятность связана с величиной (ft) ; следующим образом:

$$(ft) = \left| \frac{g_V}{g_A} \right|^2 \frac{6163,4}{B_i^{(\pm)}}. \quad (8)$$

При сравнении результатов вычислений β -переходов с экспериментальными данными используем интегральные ft величины

$$(\tilde{f}t)^{-1} = \sum_i (ft)_i^{-1}, \quad (8I)$$

где суммирование ведется по всем уровням, доступным β^- -распаду. Численные расчеты выполним для ГТ β^+ -распадов $^{162}, ^{164}, ^{166} \text{Yb}$ и $^{164}, ^{166} \text{Hf}$. Параметры потенциала Саксона - Вудса и спаривания взяты такими же, как в ¹⁷⁷. Константа остаточного ГТ ρ - h взаимодействия χ_1^{11} фиксирована по положению пика ГТ резонанса, наблюдаемого в (p, n) реакции и равна Γ/A МэВ. Расчеты выполнены при различных значениях константы $G_1^{11}(\rho-p)$ взаимодействия, которое считается притягивающим. Приведенные вероятности β^+ распадов сильно зависят от константы G_1^{11} в узком интервале ее значений.

Результаты вычислений интегральных значений $\log \tilde{f}t$ для ГТ β^+ распадов из основных состояний $O_{g.s.}^+$ на состояния Γ^+ с доминирующей компонентой волновых функций $\rho \ 523 \uparrow$, $n \ 523 \downarrow$ даны в таблице.

$\log \tilde{f}t$ для β^+ распада $O_{g.s.}^+ \rightarrow 1^+$ Таблица

Ядро	эксн.	$G_1^{11}=0$	$G_1^{11}=-8,3/A$	$G_1^{11}=-8,5/A$	Часть полной силы, проявляющейся в β^+ распаде
		$ g_A/g_V =1$	$ g_A/g_V =1$	$ g_A/g_V =1,26$	
$^{162} \text{Yb}$	4,72	4,1	4,7	4,8	0,24
$^{164} \text{Yb}$	4,8	4,2	4,7	4,7	0,14
$^{166} \text{Yb}$	4,9	4,3	4,9	4,9	0,12
$^{166} \text{Hf}$	4,76	4,2	4,8	5,0	0,34
$^{164} \text{Hf}$	-	4,1	4,6	4,5	0,17

Экспериментальные данные /10/ для распадов $^{162}, ^{164}, ^{166} \text{Yb}$ и $^{166} \text{Hf}$ удалось описать с $G_1^{11} = -8,3/A$ МэВ при $g_A/g_V = -1$ и с $G_1^{11} = -8,5/A$ МэВ при $g_A/g_V = -1,26$. Кроме того, предсказано $\log \tilde{f}t$ для ГТ β^+ -распада $^{164} \text{Hf}$. Учет $(\rho-p)$ -взаимодействий привел к уменьшению приведенных вероятностей ГТ β^+ -переходов в 5-6 раз. Из таблицы видно, что в β^+ -распаде проявляется часть полной ГТ-силы. Ввиду того, что при энергиях до 3 МэВ выше уровней, доступных для β^+ -распада нет состояний с большой ГТ-силой, поэтому можно не учитывать фрагментацию однофоновных состояний из-за взаимодействия квазичастиц с фононом.

Исключение представляет β^+ -распад $^{164} \text{Hf}$, где на 0,35 МэВ выше энергий состояний доступных β^+ -распаду имеется уровень $^{164} \text{Lu}$, на который мог бы идти быстрый ГТ β^+ -распад.

Согласие с экспериментом результатов расчетов $\log \tilde{f}t$ с $g_A/g_V = -1$ и $-1,26$ подтверждает вывод, сделанный в ^{13,4}, о том, что вопрос о перенормировке в ядрах константы g_A аксиально-векторного слабого взаимодействия остается открытым.

В расчетах $\log \tilde{f}t$, приведенных в таблице, учитывались все одночастичные состояния потенциала Саксона - Вудса от дна ямы до энергии 30 МэВ. В этом случае имеется около 2200 одночастичных матричных элементов f_{pn} и $G_1^{11} = -8,3/A$ МэВ, а $|G_1^{11}/\chi_1^{11}| = 0,49$. Изучена зависимость G_1^{11} от числа матричных элементов $(\rho-p)$ -взаимодействия. Если учитывать матричные элементы $(\rho-p)$ -взаимодействия между одночастичными состояниями, лежащими в энергетическом интервале 20 МэВ симметрично относительно энергии Ферми, то, чтобы получить примерно такие же значения $\log \tilde{f}t$, как в таблице, константу G_1^{11} нужно взять равной $-12,5/A$ МэВ. В этом случае $|G_1^{11}/\chi_1^{11}| = 0,72$. Отсюда видно, что соотношение между константами χ_1^{11} и G_1^{11} зависит от числа одночастичных состояний и по мере уменьшения абсолютные значения констант сближаются. Полные значения силовых функций $S_+ = \sum B_i^{(+)}$ уменьшается примерно в два раза для $G_1^{11} = -8,3/A$ МэВ по сравнению с $G_1^{11} = 0$, это уменьшение слабо зависит от числа учитываемых одночастичных состояний.

Для дальнейшего изучения роли $(\rho-p)$ -взаимодействия в деформированных ядрах желательно измерить приведенные вероятности ГТ β^+ -распадов $^{164} \text{Hf}$, $^{166} \text{W}$ и других нейтрондефицитных изотопов.

В заключение благодарим В.А. Кузьмина за плодотворные обсуждения.

Литература

1. P. Vogel and M.R. Zirnbauer.-Phys. Rev. Lett., 1986, 57, p. 3148.
2. J. Engel, P. Vogel and M.R. Zirnbauer.-Phys. Rev., 1988, C37, p. 731.
3. P. Civitarese, A. Faessler and T. Tomoda.-Phys. Lett., 1987, B194, p. II.
4. K. Muto and H.V. Klapdor.-Phys. Lett., 1988, B201, p. 420.
5. В.А. Кузьмин, В.Г. Соловьев.-Известия в ЭТФ, 1988, 47, с. 68.
6. V.A. Kuzmin and V.G. Soloviev JINR, E4-88-79; P4-88-405, Dubna, 1988.

5. J. Suhonen et al. - Phys. Lett., 1986, B202, p. 174.
6. V.G. Soloviev. Theory of complex nuclei, Pergamon, Oxford, 1976.
7. V.G. Soloviev, A.V. Sushkov and N. Yu Shirikova. - Z. Phys. A - Atom and Nuclei, 1984, 316, p. 65.
8. L.A. Malov, V.G. Soloviev and A.V. Sushkov, in: Weak and Electromagnetic Interaction in Nuclei, ed. H. Klapder, Springer-Verlag, 1986, p. 291.
9. V.G. Soloviev and N. Yu. Shirikova, JINR, B4-88-228, Dubna, 1988.
10. R.G. Helmer. - Nucl. Data Sheets, 1985, 44, p. 659.
E.N. Shurshikov. - Nucl. Data Sheets, 1986, 47, p. 433.
A.E. Ignatovich, E.N. Shurshikov and Yu.F. Jaberov. - Nucl. Data Sheets, 1987, 52, p. 365.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 июля 1988 года.

Соловьев В.Г., Сушков А.В. P4-88-509
Гамов-теллеровский β^+ -распад нейтронодефицитных деформированных ядер

Гамов-теллеровские β^+ -распады четно-четных деформированных ядер рассчитаны в приближении RPA с частично-дырочными и частично-частичными взаимодействиями. Введение частично-частичного взаимодействия приводит к уменьшению полной силы (p, n)-переходов в 2,5-3 раза. С фиксированными значениями констант получено хорошее описание $\log ft$ для β^+ -распадов $^{182,184,186}\text{Yb}$ и ^{186}Hf при $g_A/g_V = -1$ и $-1,26$.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод Г.Г.Сандуковской

Soloviev V.G., Sushkov A.V. P4-88-509
Gamow-Teller β^+ Decay of Neutron-Deformed Nuclei

Gamow-Teller β^+ decay of doubly even deformed nuclei are calculated in the RPA with particle-hole and particle-particle interactions. Good description of $\log \tilde{ft}$ for β^+ decay of $^{182,184,186}\text{Yb}$ and ^{186}Hf at $g_A/g_V = -1$ and -1.26 is obtained.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988