

## ВКЛАД ВОЗБУЖДЕННЫХ $1^+$ -СОСТОЯНИЙ $^{100}\text{Tc}$ В $2\nu 2\beta$ -АМПЛИТУДУ $^{100}\text{Mo}$

*С. В. Семенов* \*

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва

Рассчитаны полная и дифференциальные интенсивности двухнейтринного двойного бета-перехода в  $^{100}\text{Mo}$  с учетом данных по реакциям перезарядки на  $^{100}\text{Mo}$ . Показано, что наряду с основным состоянием промежуточного ядра  $^{100}\text{Tc}$  необходимо учитывать вклад возбужденных  $1^+$ -состояний, что приводит к обобщению SSD-механизма двухнейтринного процесса.

Total and differential intensities of two-neutrino double-beta transition in  $^{100}\text{Mo}$  are calculated with account for experimental data on charge-exchange reaction on  $^{100}\text{Mo}$ . It is shown that together with the ground state of intermediate nucleus  $^{100}\text{Tc}$  it is necessary to consider the contribution of excited  $1^+$ -states, which leads to the generalization of SSD-mechanism of two-neutrino process.

PACS: 23.40.-s

Теоретическое и экспериментальное изучение двойных бета-процессов является важным направлением физики элементарных частиц, так как обнаружение безнейтринного двойного бета-распада, запрещенного Стандартной моделью (СМ), будет свидетельствовать о майорановской природе нейтрино и даст ценную информацию о нейтринной массовой матрице и механизме нарушения сохранения лептонного заряда [1, 2].

Выражение для интенсивности двухнейтринных двойных бета-переходов, разрешенных в СМ и обнаруженных для десяти стабильных изотопов, не содержит неизвестных параметров, характеризующих лептоны. Поэтому эти чрезвычайно редкие процессы с  $T_{1/2} \geq 10^{18}$  лет [3, 4] могут быть использованы для проверки моделей ядерной структуры, которые применяются для определения ядерных матричных элементов  $0\nu 2\beta$ -распада [5]. Кроме того,  $2\nu 2\beta$ -канал является неустраняемым фоном для поиска безнейтринного распада, поэтому точное вычисление дифференциальных интенсивностей  $2\nu 2\beta$ -переходов имеет важное значение для оценки чувствительности установок.

---

\*E-mail: Semenov\_SV@nrcki.ru

Выражение для интенсивности двухнейтринных переходов включает суммирование по всем возможным  $1^+$ -состояниям промежуточного ядра [6, 7], так что для вычисления характеристик  $2\nu 2\beta$ -распада необходимо знать модули и фазы всего набора матричных элементов, что является весьма сложной теоретической задачей:

$$[T_{1/2}^{2\nu 2\beta}(0^+ \rightarrow 0_f^+)]^{-1} = \frac{G_\beta^4 g_A^4}{32\pi^7 \ln 2} \int_{m_e}^{T+m_e} de_1 \int_{m_e}^{T+2m_e-\varepsilon_1} d\varepsilon_2 \int_0^{T+2m_e-\varepsilon_1-\varepsilon_2} d\omega_1 \times \\ \times F(Z_f, \varepsilon_1) F(Z_f, \varepsilon_2) p_1 \varepsilon_1 p_2 \varepsilon_2 \omega_1^2 \omega_2^2 A_{0_f^+}, \quad (1)$$

$$4A_{0_f^+} = \left| \sum_N \langle 0_f^+ \| \hat{\beta}^- \| 1_N^+ \rangle \langle 1_N^+ \| \hat{\beta}^- \| 0_i^+ \rangle (K_N + L_N) \right|^2 + \\ + \frac{1}{3} \left| \sum_N \langle 0_f^+ \| \hat{\beta}^- \| 1_N^+ \rangle \langle 1_N^+ \| \hat{\beta}^- \| 0_i^+ \rangle (K_N - L_N) \right|^2.$$

Здесь  $p_1$ ,  $p_2$  и  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_2$  — импульсы и энергии электронов соответственно;  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  — энергии антинейтрино,  $\omega_2 = T + 2m_e - \varepsilon_1 - \varepsilon_2 - \omega_1$ ;  $T = E_i - E_f - 2m_e = Q_{\beta\beta}$  — полная кинетическая энергия лептонов в конечном состоянии и  $E_i(E_f)$  — масса родительского (дочернего) ядра;  $F(Z_f, \varepsilon)$  — кулоновский фактор, учитывающий влияние электростатического поля ядра на вылетающие электроны;  $K_N$  и  $L_N$  содержат энергетические знаменатели второго порядка теории возмущений:

$$K_N = \frac{1}{\mu_N + (\varepsilon_1 + \omega_1 - \varepsilon_2 - \omega_2)/2} + \frac{1}{\mu_N - (\varepsilon_1 + \omega_1 - \varepsilon_2 - \omega_2)/2}, \\ L_N = \frac{1}{\mu_N + (\varepsilon_1 + \omega_2 - \varepsilon_2 - \omega_1)/2} + \frac{1}{\mu_N - (\varepsilon_1 + \omega_2 - \varepsilon_2 - \omega_1)/2}.$$

Здесь  $\mu_N = E_N - (E_i + E_f)/2$ ,  $E_N$  — энергия  $N$ -го  $1^+$ -состояния промежуточного ядра. Вычисление ядерных матричных элементов  $\langle 0_f^+ \| \hat{\beta}^- \| 1_N^+ \rangle$ ,  $\langle 1_N^+ \| \hat{\beta}^- \| 0_i^+ \rangle$  является весьма сложной теоретической задачей [5].

Для  $^{100}\text{Mo}$  согласно гипотезе доминантности  $1^+$ -основного состояния промежуточного ядра (механизм SSD — Single State Dominance [8, 9])  $2\nu 2\beta$ -переход может быть рассмотрен как двухступенчатый процесс, который связывает начальное ( $^{100}\text{Mo}$ ) и конечное ( $^{100}\text{Ru}$ ) состояния процесса через  $1^+$ -основное состояние  $^{100}\text{Tc}$ . Ядерные матричные элементы  $M_1^I = \langle 1_{\text{gs}}^+ \| \hat{\beta}^- \| 0_i^+ \rangle$  и  $M_1^F = \langle 0_f^+ \| \hat{\beta}^- \| 1_{\text{gs}}^+ \rangle$  можно найти из значений  $ft$  для процес-

сов электронного захвата и однократного бета-распада:

$$M_1^I = \frac{1}{g_A} \sqrt{\frac{3D}{ft_{\text{EC}}}}, \quad M_1^F = \frac{1}{g_A} \sqrt{\frac{3D}{ft_{\beta^-}}}, \quad \text{где } D = \frac{2\pi^3 \ln 2}{G_\beta^2 m_e^5} = 6288,564 \text{ с.}$$

$G_\beta = G_F \cos \theta_C$ ,  $G_\beta = 1,166378 \cdot 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}$ ,  $\cos \theta_C = 0,97425$ ,  $g_A = 1,2761$  [10].

В случае справедливости SSD-гипотезы интенсивность двухнейтринного перехода определяется только интенсивностями однократных процессов, которые характеризуются факторами  $ft_{\beta^-}$  и  $ft_{\text{EC}}$ , и не зависит от  $G_\beta$  и  $g_A$  [11]:

$$T_{1/2}^{(2\nu)}(0^+ \rightarrow 0^+) = \frac{16\pi^2 ft_{\text{EC}} ft_{\beta^-}}{3 \ln 2 (\lambda_C/c) H(T, 0_f^+)}, \quad (2)$$

$$T_{1/2}^{(2\nu)}(0^+ \rightarrow 0^+) = 2,997 \cdot 10^{14} \text{ (лет)} \frac{10^{\log ft_{\text{EC}} + \log ft_{\beta^-}}}{H(T, 0_f^+)},$$

$$H(T, 0_f^+) = \int_1^{T+1} d\varepsilon_1 \int_1^{T+2-\varepsilon_1} d\varepsilon_2 \int_0^{T+1-\varepsilon_1-\varepsilon_2} d\omega_1 \times$$

$$\times F(Z_f, \varepsilon_1) F(Z_f, \varepsilon_2) p_1 \varepsilon_1 p_2 \varepsilon_2 \omega_1^2 \omega_2^2 (K^2 + KL + L^2).$$

Величина  $\log ft_{\beta^-}$  с хорошей точностью находится из бета-распада  $^{100}\text{Tc}$  и равна 4,59, что соответствует  $M_1^F = 0,546$ . Определение  $\log ft_{\text{EC}}$  из экспериментов по исследованию электронного захвата в  $^{100}\text{Tc}$  является весьма сложной экспериментальной задачей.

При вычислении периода полураспада для  $2\nu 2\beta$ -перехода часто предполагается, что кинетические энергии вылетающих лептонов примерно равны [1, 6, 7]. Тогда  $K \approx L \approx 2/\mu_1$ . Эта ситуация эквивалентна доминированию в выражении для  $T_{1/2}^{2\nu 2\beta}$  вклада состояний промежуточного ядра с высокой энергией возбуждения. Как было показано в [11, 12], этот подход (обозначим его SSD1), когда пренебрегается зависимостью  $K$  и  $L$  от энергии лептонов, приводит к значительному завышению теоретического значения  $T_{1/2}^{2\nu 2\beta}$ . В случае  $0^+ \rightarrow 0_{\text{gs}}^+$ -перехода в  $^{100}\text{Mo}$  эффект составляет около 25 %.

Если взять полученное в работе [13] экспериментальное значение  $\log ft_{\text{EC}} = 4,45_{-0,30}^{+0,18}$ ,  $M_1^I = 0,641$ , то из выражения (2) с учетом энергий лептонов в  $K$ - и  $L$ -факторах, что соответствует SSD2-механизму, получается рассчитанный период полураспада  $T_{1/2}^{2\nu 2\beta}$  для  $2\nu 2\beta$ -перехода  $^{100}\text{Mo}$  в основное состояние  $^{100}\text{Ru}$ , равный  $6,8 \cdot 10^{18}$  лет [12], совпадающий с экспериментальным результатом NEMO-3  $T_{1/2, \text{exp}}^{2\nu 2\beta} = (7,1 \pm 0,4) \cdot 10^{18}$  лет [4]. Далее

можно получить дифференциальные интенсивности по энергии одного электрона  $P(\varepsilon) = dI/Id\varepsilon$  для изотопа  $^{100}\text{Mo}$ , соответствующие гипотезам SSD1 и SSD2. Данные NEMO-3 для  $P(\varepsilon)$  свидетельствуют в пользу ядерного механизма SSD2 двухнейтринного двойного бета-распада  $^{100}\text{Mo}$  [14].

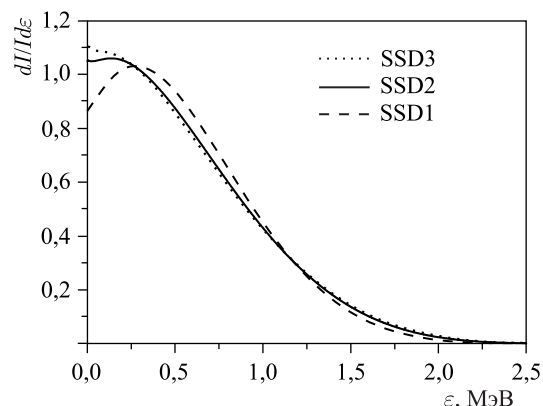
Однако в ходе проведенных недавно более точных измерений было получено новое, несколько меньшее значение  $\log ft_{\text{EC}}$  для электронного захвата в  $^{100}\text{Tc}$ :  $\log ft_{\text{EC}} = 4,29_{-0,07}^{+0,08}$  [15]. Это значение приводит к увеличению  $M_1^I$ ,  $M_1^I = 0,771$  и, как следствие, к следующим теоретическим значениям интенсивности  $2\nu 2\beta$ -перехода в  $^{100}\text{Mo}$ :  $T_{1/2}^{2\nu 2\beta}$  (приближенные  $K$  и  $L$ ) =  $6,2(9) \cdot 10^{18}$  лет,  $T_{1/2}^{2\nu 2\beta}$  (точные  $K$  и  $L$ ) =  $5,0(7) \cdot 10^{18}$  лет,  $T_{1/2}^{2\nu 2\beta}$  (эксп.) =  $7,1(4) \cdot 10^{18}$  лет. Использование точных выражений для  $K$  и  $L$  позволяет обнаружить проявление новых физических эффектов на фоне неточности эксперимента по определению интенсивности двухнейтринного перехода.

Новые измерения  $\log ft_{\text{EC}}$  приводят к выводу о необходимости учета вкладов высших возбужденных состояний в  $2\nu 2\beta$ -амплитуду согласно общему выражению (1). Будем называть такой подход SSD3. В этом случае нужны ядерные матричные элементы, соответствующие возбужденным состояниям  $^{100}\text{Tc}$ .

При определении матричных элементов, необходимых для вычисления интенсивности  $2\nu 2\beta$ -распада, целесообразно находить их модельно-независимым путем из экспериментальных данных, получаемых при исследовании атомных ядер. Такая же ситуация возникает и при вычислении сечений взаимодействия нейтрино с ядрами в нейтральном канале для интерпретации данных нейтринных детекторов [16].

Модули ядерных матричных элементов  $\langle 1_N^+ || \hat{\beta}^- || 0_I^+ \rangle$ , связывающих начальное ядро  $^{100}\text{Mo}$  с  $^{100}\text{Tc}$ , могут быть получены при исследовании реакции  $^{100}\text{Mo}(^3\text{He}, t)^{100}\text{Tc}$ . Первые результаты по исследованию реакции перезарядки на  $^{100}\text{Mo}$  получены в работе [17]. Обнаружены два широких гамма-теллеровских перехода при  $E_x = 1,4$  и  $2,6$  МэВ с суммарной силой  $B(\text{GT}) = 0,36(4)$ . Эксперимент с высоким разрешением был выполнен в 2012 г. [18]. В результате найдено распределение силы гамма-теллеровских переходов вплоть до 4 МэВ. Что касается матричных элементов перехода из промежуточного состояния в конечное, то реакция  $^{100}\text{Ru}(d, ^2\text{He})^{100}\text{Tc}$ , которая могла бы дать информацию о матричных элементах, связывающих  $^{100}\text{Tc}$  и  $^{100}\text{Ru}$ , до сих пор не исследована. Это обусловлено, прежде всего, чрезвычайной редкостью высокообогащенного изотопа  $^{100}\text{Ru}$ .

Чтобы получить увеличение теоретического значения  $T_{1/2}^{2\nu 2\beta}$ , вклад возбужденных состояний  $^{100}\text{Tc}$  должен иметь отрицательный знак [19, 20]. На рисунке построены распределения по энергии одного электрона, отвечающие



Распределения по энергии одного электрона, отвечающие механизмам SSD1, SSD2 и SSD3

механизмам SSD1, SSD2 и SSD3. Для SSD3-подхода использовался следующий вариант: все возбужденные  $1^+$ -состояния  $^{100}\text{Tc}$ , начиная со второго, дают отрицательный вклад в  $2\nu 2\beta$ -амплитуду, причем соответствующие модули ядерных матричных элементов  $|\langle 0_F^+ || \beta^- || 1_N^+ \rangle|$  заменяются некоторым средним значением, которое определялось из сравнения рассчитанного периода полураспада с полученным экспериментально. Представляет большой интерес сопоставить рассчитанное распределение с высокостатистическими данными эксперимента NEMO-3.

Автор благодарен О. И. Кочетову и В. И. Третьяку за полезные обсуждения. Работа поддержана грантами РФФИ офи-м 14-22-03037, 14-22-03040.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Haxton W. C., Stephenson G. I. // Prog. Part. Nucl. Phys. 1984. V. 12. P. 409.
2. Ejiri H. // J. Phys. Soc. Japan. 2005. V. 74. P. 2107.
3. Tretyak V., Zdesenko Y. // At. Data Nucl. Data Tables. 2002. V. 80. P. 83.
4. Barabash A. S. // Nucl. Phys. A. 2015. V. 935. P. 52.
5. Faessler A., Šimkovic F. // J. Phys. G. 1998. V. 24. P. 2139.
6. Doi M., Kotani T., Takasugi E. // Prog. Theor. Phys. Suppl. 1985. V. 83. P. 1.
7. Suhonen J., Civitarese O. // Phys. Rep. 1998. V. 300. P. 123.
8. Abad J. et al. // An. Fiz. A. 1984. V. 80. P. 15.
9. Civitarese O., Suhonen J. // Phys. Rev. C. 1998. V. 58. P. 1535.
10. Mund D., Markisch B., Deissenroth M. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. P. 172502.

11. *Semenov S. V., Šimkovic F., Domin P.* // Письма в ЭЧАЯ. 2001. № 6[109]. С. 26.
12. *Semenov S. V. et al.* // Phys. At. Nucl. 2000. V. 63. P. 1196;  
*Šimkovic F., Domin P., Semenov S. V.* // J. Phys. G. 2001. V. 27. P. 2233;  
*Domin P. et al.* // Nucl. Phys. A. 2005. V. 753. P. 337.
13. *Garcia A. et al.* // Phys. Rev. C. 1993. V. 47. P. 2910.
14. *Shitov Yu. A.* // Phys. At. Nucl. 2006. V. 69. P. 2090.
15. *Sjue S. K. L. et al.* // Phys. Rev. C. 2008. V. 70. P. 064317.
16. *Ryazhskaya O. G., Semenov S. V.* // Proc. of Workshop on Quark Phase Transition in Compact Objects and Multimessenger Astronomy: Neutrino Signals, Supernovae and Gamma-Ray Bursts, SAO, BNO, Russia, 2015;  
[www.sao.ru/hq/grb/conf\\_2015/proceedings-ru.html](http://www.sao.ru/hq/grb/conf_2015/proceedings-ru.html).
17. *Akimune H. et al.* // Phys. Lett. B. 1997. V. 394. P. 23.
18. *Thies J. H. et al.* // Phys. Rev. C. 2012. V. 86. P. 044309.
19. *Semenov S. V.* // AIP Conf. Proc. 2007. V. 942. P. 67;  
*Semenov S. V. et al.* // Proc. of Intern. Conf. "Current Problems in Nucl. Phys. and At. Energy" / Ed. by I. M. Vyshnevskiy. Kyiv, 2007. P. 473;  
*Semenov S. V. et al.* // Proc. of the 2nd Intern. Conf. "Current Problems in Nucl. Phys. and At. Energy" / Ed. by I. M. Vyshnevskiy. Kyiv, 2009. P. 422.
20. *Balysh A. Ya. et al.* // Proc. of the 3rd Intern. Conf. "Current Problems in Nucl. Phys. and At. Energy" / Ed. by I. M. Vyshnevskiy. Kyiv, 2011. P. 414.