

## ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ПОИСКУ ДВОЙНОГО БЕТА-РАСПАДА $^{96}\text{Zr}$ НА ВОЗБУЖДЕННЫЕ УРОВНИ $^{96}\text{Mo}$

*С.И.Васильев, А.А.Клименко, С.Б.Осетров, А.А.Смольников*

*Институт ядерных исследований РАН*

*117312 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 17 января 1995 г.

С помощью двухкристального гамма-спектрометра в комбинации с пропорциональными камерами исследовалась возможность регистрации двойного бета-распада  $^{96}\text{Zr}$  на возбужденные уровни дочернего ядра  $^{96}\text{Mo}$ . За 2540 ч измерений установлены пределы на период полураспада ядер  $^{96}\text{Zr}$  для соответствующих переходов на возбужденные уровни  $0^+ - 0_1^+ : T_{1/2}(0\nu + 2\nu) > 2,3 \cdot 10^{19}$  лет,  $0^+ - 2_2^+ : T_{1/2}(0\nu + 2\nu) > 2,2 \cdot 10^{19}$  лет.

Существенное снижение фона в экспериментах по поиску двойного бета- ( $2\beta$ )-распада различных ядер позволяет исследовать данный процесс не только при переходе на основной, но также и на возбужденные уровни дочерних ядер. В частности, в настоящий момент имеется положительный результат для  $2\beta$ -распада изотопа  $^{100}\text{Mo}$  на возбужденный уровень  $0_1^+ \text{ } ^{100}\text{Ru}$  [1]. Знание вероятностей таких переходов позволит более точно рассчитать ядерные матричные элементы как для двухнейтринного ( $2\nu$ ), так и для безнейтринного ( $0\nu$ )  $2\beta$ -распадов.

Для исследования распада ядер  $^{96}\text{Zr}$  на возбужденные уровни ядра  $^{96}\text{Mo}$  (схема уровней триплета ядер  $^{96}\text{Zr} - ^{96}\text{Nb} - ^{96}\text{Mo}$  [2] приведена на рис.1) в данной работе используется установка, состоящая из двух детекторов  $\text{NaI(Tl)}$  диаметром  $15 \times 15$  см в комбинации с двумя тонкими пропорциональными камерами. Установка размещается в подземной низкофоновой лаборатории Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ РАН на глубине 660 м водного эквивалента [3]. Для подавления фона от внешних гамма-квантов собрана пассивная защита, состоящая из 15 см свинца, 6 см бескислородной электролитической меди и 3 см вольфрама. С целью дальнейшего снижения фона по сравнению с предыдущей работой по поиску  $e^-e^+$ -конверсии  $^{58}\text{Ni}$  [4] в настоящем эксперименте используются тонкие пропорциональные камеры с рабочим объемом  $18 \times 18 \times 1$  см, наполненные пропаном при атмосферном давлении. Исследуемый образец в виде соединения  $\text{ZrO}_2$ , содержащего 5,5 г изотопа  $^{96}\text{Zr}$ , помещался в майларовый пакет размером  $12 \times 12$  см. Общая толщина образца составила  $\sim 100$  мг/см<sup>2</sup>. Образец  $^{96}\text{Zr}$  размещается между двумя пропорциональными камерами, которые в свою очередь помещаются между двумя  $\text{NaI(Tl)}$ .  $\text{NaI(Tl)}$  служат для регистрации каскадных гамма-квантов с  $E_{1\gamma} = 370$  кэВ и  $E_{2\gamma} = 778$  кэВ (для  $0^+ - 0_1^+$ -перехода) и гамма-квантов с  $E_{2\gamma} = 778$  кэВ и  $E_{3\gamma} = 720$  кэВ (для  $0^+ - 2_2^+$ -перехода). Пропорциональные камеры используются для регистрации электронов, вылетающих из образца, и включаются по схеме совпадений с двумя  $\text{NaI(Tl)}$ . Данная комбинированная система регистрации позволяет значительно снизить фон (в сотни раз) по сравнению с работой [4], поскольку пропорциональные камеры практически нечувствительны к регистрации внешних гамма-квантов.

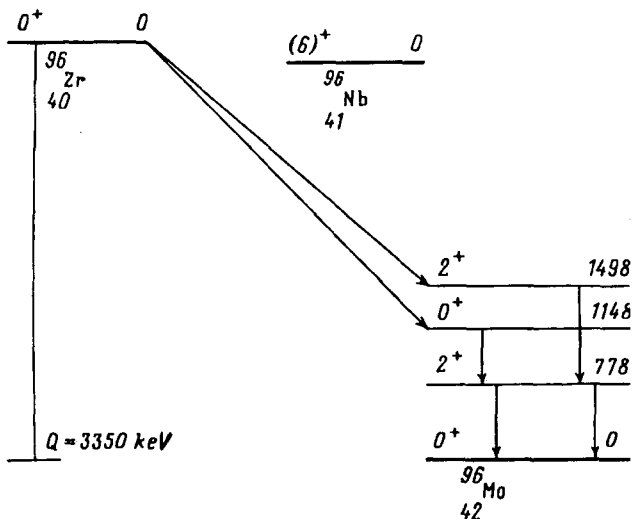


Рис.1. Схема уровней триплета ядер  $^{96}\text{Zr}$ – $^{96}\text{Nb}$ – $^{96}\text{Mo}$  и возможные схемы  $2\beta$ -распада  $^{96}\text{Zr}$  на уровни  $0_1^+$  и  $2_2^+$  дочернего ядра  $^{96}\text{Mo}$ . Энергетические уровни ядра  $^{96}\text{Mo}$  приведены в кэВ,  $Q$  – полная энергия  $2\beta$ -перехода

Для энергетической калибровки детектирующей системы и расчета эффективностей регистрации использовались точечные гамма-источники  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{207}\text{Bi}$ , а также распределенные источники  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ . При совпадении сигналов с каждого из двух детекторов  $\text{NaI}(\text{Tl})$  и сигналов с пропорциональных камер формируется 3-мерный совпадательный спектр. Данные с многоканального амплитудного анализатора NTA-4096 записывались на магнитную ленту, и дальнейшая обработка спектров проводилась в режиме "off-line". В данном случае использование многомерных спектров ( $E_\gamma \times E_\gamma \times N_{ev}$ ) дает дополнительные преимущества при регистрации каскадных гамма-квантов и повышает чувствительность эксперимента [3].

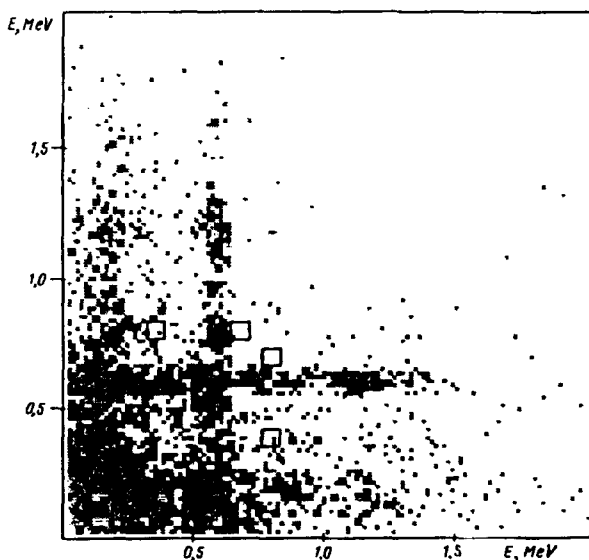


Рис.2. Трехмерный ( $E_\gamma \times E_\gamma \times N_{ev}$ ) экспериментальный спектр с двух детекторов  $\text{NaI}(\text{Tl})$  при совпадении с пропорциональными камерами, набранный за 2540 ч с образцом  $^{96}\text{Zr}$ . Квадратами выделены исследуемые области.  $E_\gamma$  – энергия гамма-кванта,  $N_{ev}$  – плотность числа событий

На рис.2 представлен 3-мерный ( $E_\gamma \times E_\gamma \times N_{ev}$ ) экспериментальный спектр с двух детекторов  $\text{NaI}(\text{Tl})$  при совпадении с пропорциональными камерами, на-

бранный за 2540 ч с образцом  $^{96}\text{Zr}$ . По осям  $X$  и  $Y$  отложены энерговыделения в детекторах  $\text{NaI}(\text{Tl})$ , по оси  $Z$  – количество событий. В области энергий  $370 \times 780$  кэВ ( $780 \times 370$  кэВ) скорость счета составляет  $(1,34 \pm 0,23) \cdot 10^{-2}$  событий/ч. Отсутствие статистически значимых пиков в данных областях позволяет установить предел на период полураспада относительно  $0\nu + 2\nu$ ,  $0^+ - 0_1^+$ -перехода. Для расчета предела на период полураспада используется формула

$$\lim T_{1/2} = \ln 2 \times \epsilon N_0 t / N_b^{1/2}, \quad (1)$$

где  $\epsilon$  – эффективность регистрации,  $N_0$  – число ядер  $^{96}\text{Zr}$ ,  $t$  – время измерения,  $N_b$  – число отсчетов в исследуемой энергетической области. Учитывая, что рассчитанная методом Монте-Карло полная эффективность регистрации для данного перехода составляет 1,9%, получаем следующее ограничение на величину периода полураспада:

$$T_{1/2}(0\nu + 2\nu, 0^+ - 0_1^+) > 2,3 \cdot 10^{19} \text{ лет.}$$

В области энергий  $720 \times 780$  кэВ ( $780 \times 720$  кэВ) фоновая скорость счета составляет  $(4,72 \pm 1,36) \cdot 10^{-3}$  событий/ч. Подставляя в (1) рассчитанное значение  $\epsilon = 1,1\%$ , получаем для перехода  $0^+ - 2_2^+$  следующее ограничение на период  $2\beta$ -распада  $^{96}\text{Zr}$ :

$$T_{1/2}(0\nu + 2\nu, 0^+ - 2_2^+) > 2,2 \cdot 10^{19} \text{ лет.}$$

Оба результата приведены с доверительной вероятностью 68%.

Данная работа частично финансировалась Российским фондом фундаментальных исследований (94-02-04570-а).

- 
1. A.S.Barabash et al., Proc. of the Intern. Symposium WEIN 92, Ed. by Ts. Vylov (World Scientific, Singapore) 1993, p.582.
  2. C.M.Lederer and V.S.Shirley, Table of isotopes, 7th Ed. (Wiley, New York, 1978).
  3. A.A.Klimenko, A.A.Pomansky, and A.A.Smolnikov, Nucl. Instr. and Meth. B17, 445 (1986).
  4. С.И.Васильев, А.А.Клименко, С.Б.Осетров и др., Письма в ЖЭТФ 57, 614 (1993).