

## Двойной бета-распад $^{100}\text{Mo}$

В. Д. Ашитков<sup>+</sup>, А. С. Барабаш<sup>+1)</sup>, С. Г. Белогуров<sup>+</sup>, Дж. Каруньо<sup>\*</sup>, С. И. Коновалов<sup>+</sup>, Ф. Массера<sup>□</sup>,  
Г. Пульерин<sup>\*</sup>, Р. Р. Саакян<sup>+△</sup>, В. Н. Стеханов<sup>+</sup>, В. И. Юматов<sup>+</sup>

<sup>+</sup> Государственный научный центр Российской Федерации  
“Институт теоретической и экспериментальной физики”, 117259 Москва, Россия

<sup>\*</sup> Dipartimento di Fisica e INFN, Universita di Padova, I-35131 Padova, Italy

<sup>□</sup> INFN, Sezione di Bologna, 40126 Bologna, Italy

<sup>△</sup> Laboratory Nazionali del Gran Sasso dell'INFN, I-67010 Assergi (L'Aquila), Italy

Поступила в редакцию 2 ноября 2001 г.

С помощью жидкоаргоновой ионизационной камеры зарегистрирован двухнейтринный двойной бета-распад  $^{100}\text{Mo}$  с периодом полураспада  $[7.2 \pm 0.9(\text{stat}) \pm 1.8(\text{syst})] \cdot 10^{18}$  лет. Ограничения на безнейтринный распад и распад с испусканием майорона составили  $8.4(4.9) \cdot 10^{21}$  и  $4.1(3.2) \cdot 10^{20}$  лет, соответственно (доверительная вероятность 68%(90%)). Анализ всех имеющихся результатов позволил получить среднее “мировое” значение для двухнейтринного распада  $^{100}\text{Mo} - T_{1/2} = (8.0 \pm 0.7) \cdot 10^{18}$  лет, чему соответствует значение ядерного матричного элемента  $M_{GT} = 0.118 \pm 0.005$ .

PACS: 23.40.-s

Интенсивные поиски процесса безнейтринного двойного бета-распада ( $2\beta(0\nu)$ ) обусловлены тем, что сам факт его существования тесно связан со многими фундаментальными аспектами физики элементарных частиц (см., например, обзоры [1–3]): несохранением лептонного числа; наличием у нейтрино массы и ее природой; существованием правых токов в электрослабом взаимодействии; существованием майорона; структурой хиггсовского сектора; суперсимметрией; существованием лептокварков; существованием тяжелого стерильного нейтрино; существованием составного нейтрино.

Все эти вопросы лежат вне рамок стандартной модели электрослабого взаимодействия, поэтому регистрация  $2\beta(0\nu)$ -распада будет означать открытие “новой физики”. Основным интерес к этому процессу, конечно же, связан с проблемой массы нейтрино – если  $2\beta(0\nu)$ -распад будет обнаружен, то, по современным представлениям, это будет означать, что масса покоя хотя бы одного нейтрино отлична от нуля и эта масса майорановского типа<sup>2)</sup>.

В настоящее время экспериментально определены лишь нижние пределы на периоды полураспада по безнейтринному каналу различных ядер. Эти пределы используются для получения ограничений на величину майорановской массы нейтрино, параметры примеси правых токов, константу связи майорона с нейтрино и т.д. Однако неопределенности в расчетах ядерных матричных элементов (ЯМЭ) не позволяют получить достаточно надежные ограничения на эти фундаментальные величины. В связи с этим особое значение приобретает регистрация двухнейтринного двойного бета-распада ( $2\beta(2\nu)$ ), так как это позволяет получать информацию о значениях ЯМЭ( $2\nu$ ) для различных ядер, что, в свою очередь, способствует совершенствованию теоретических представлений о  $2\beta$ -распаде и повышению точности расчетов как ЯМЭ( $2\nu$ ), так и ЯМЭ( $0\nu$ ) (см., например, [6]). Кроме того, прецизионное изучение этого процесса представляет интерес с точки зрения поиска возможной зависимости константы слабого взаимодействия от времени [7, 8].

Ядро  $^{100}\text{Mo}$  является одним из наиболее перспективных для изучения процессов  $2\beta$ -распада. Прежде всего это связано с достаточно большой энергией  $2\beta$ -перехода – 3034 кэВ. Кроме того, переход  $^{100}\text{Mo}(0_{g.s.}^+) - ^{100}\text{Ru}(0_{g.s.}^+)$  характеризуется наибольшим значением как ЯМЭ( $2\nu$ ) (что следует из результатов экспериментов – см., например, обзор [9]), так и ЯМЭ( $0\nu$ ) (что предсказывается современными расчетами [2, 6, 10]). В работах [7, 8] указывалось так-

<sup>1)</sup> e-mail: barabash@vxitep.itep.ru

<sup>2)</sup> Недавние результаты экспериментов SUPERKAMIOKANDE [4] и SNO [5] интерпретируются как наблюдение нейтринных осцилляций. Если эти выводы подтвердятся, то это будет означать, что нейтрино имеет массу. Однако осцилляционные эксперименты не могут ответить на вопрос о природе массы нейтрино (дираковская или майорановская?) и дать информацию об абсолютной величине массы (поскольку измеряется значение величины  $\Delta m^2$ ).

же, что  $^{100}\text{Mo}$  является хорошим кандидатом для проведения геохимического  $2\beta(2\nu)$ -эксперимента. Последующее сравнение геохимического результата с результатами прямых (счетчиковых) экспериментов позволит сделать вывод о постоянстве константы слабого взаимодействия (подробнее это изложено в [7, 8]). В связи с этим особую значимость приобретает вопрос прямого измерения периода полураспада  $^{100}\text{Mo}$  по каналу  $2\beta(2\nu)$  с хорошей точностью. К настоящему моменту положительные результаты при изучении  $2\beta(2\nu)$ -распада  $^{100}\text{Mo}$  получены в работах [11–15]. Полученные значения периода полураспада лежат в интервале от  $[6.75_{-0.42}^{+0.37}(\text{stat}) \pm 0.68(\text{sys})] \cdot 10^{18}$  [15] до  $11.5_{-2.0}^{+3.0} \cdot 10^{18}$  лет [11].

В настоящей работе мы сообщаем о новом, независимом наблюдении  $2\beta(2\nu)$ -распада  $^{100}\text{Mo}$  с использованием методики жидкостных ионизационных камер. И, кроме того, представляем современное среднее (“мировое”) значение периода полураспада  $^{100}\text{Mo}$  и соответствующее значение ядерного матричного элемента для  $2\beta(2\nu)$ -перехода.

Эксперимент проводится в подземной лаборатории Гран Сассо (Италия) на глубине 3500 м в.э. Установка состоит из жидкоаргоновой многосекционной ионизационной камеры, помещенной в пассивную защиту (15 см свинца, 1 см борной кислоты и 25 см воды), газовой системы и электроники. Регистрирующая часть ионизационной камеры состоит из идентичных измерительных секций. Каждая такая секция представляет собой две спаренные ионизационные камеры с экранирующими сетками и общим анодом. Катоды изготовлены из молибденовой фольги толщиной  $\sim 50$  мг/см<sup>2</sup>. Восемь катодов изготовлены из обогащенного молибдена (98.4%  $^{100}\text{Mo}$ ) и шесть из натурального молибдена (9.6%  $^{100}\text{Mo}$ )<sup>3)</sup>. Катоды из натурального и обогащенного молибдена чередуются друг с другом. Активность радиоактивных примесей в используемых образцах Mo не превышает 0.015 Бк/кг для  $^{214}\text{Bi}$ , 0.0015 Бк/кг для  $^{208}\text{Tl}$  и 0.04 Бк/кг для  $^{234m}\text{Pa}$ . Общий вес исследуемого  $^{100}\text{Mo}$  – 306 г. Камера содержит 14 катодов, 15 анодов и 28 экранирующих сеток. С каждого анода снимается ионизационный сигнал с помощью зарядочувствительного преобразователя, усилителя и амплитудно-цифрового преобразователя с оцифровкой сигнала с шагом 50 нс (15 независимых каналов электроники). Энергетическое разрешение составляет 6% (FWHM) при энергии 3 МэВ. Триггером служит появление хо-

тя бы в одном канале сигнала превышающего 0.8 МэВ. При срабатывании триггера производится запись на магнитную ленту информации, имеющейся во всех 15 каналах. Обработка информации осуществлялась в режиме off-line. Отбирались двухэлектронные события (то есть события с сигналами в соседних каналах и с временным интервалом между ними меньше 0.6 мкс). Эффективность регистрации полезных событий рассчитывалась методом Монте-Карло. Подробное описание установки, метода съема и обработки информации приводится в [16–18].

В настоящей работе мы приводим результаты, полученные при измерениях с 137.8 г (313 ч измерений) и 306 г (2706 ч измерений)  $^{100}\text{Mo}$ . На рис.1 представлены суммарные спектры двухэлектронных событий для (а) обогащенного (848.2 кг·ч) и (б) натурального

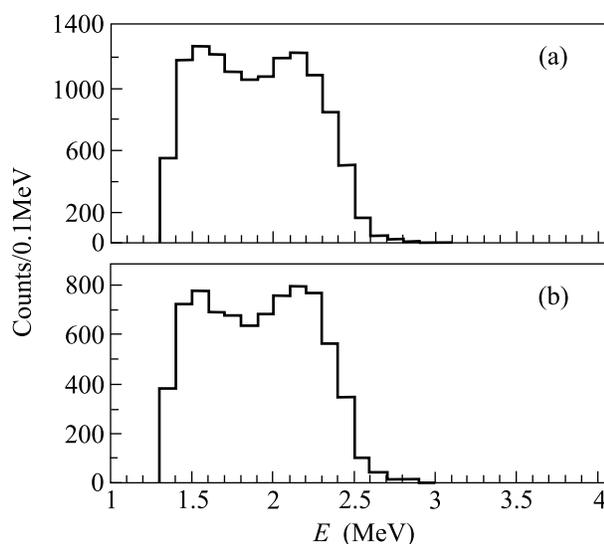


Рис.1. Суммарные спектры двухэлектронных событий для (а) обогащенного (848.2 кг·ч) и (б) натурального (592.9 кг·ч) молибдена

(592.9 кг·ч) молибдена. Порог для первого электрона равен 0.8 МэВ, а для второго – 0.5 МэВ. События в секциях с натуральным Mo использовались для оценки внешнего и внутреннего фона.

$0\nu$ -распад. С целью уменьшения фона порог на энергию каждого электрона в паре в этом случае был выбран равным 1 МэВ. Исследовался энергетический интервал (2.8–3.1) МэВ, где была дополнительно применена селекция ионизационных сигналов по форме импульса. В результате было отобрано 6 событий-кандидатов в обогащенном молибдене и 4 события-кандидата в натуральном молибдене (в пересчете на 848.2 кг·ч это составляет 5.8 событий). С учетом эффективности регистрации полезных событий (6.9%) было получено ограничение на процесс безнейтрин-

<sup>3)</sup> На первом этапе измерений только четыре катода были изготовлены из обогащенного молибдена (общий вес  $^{100}\text{Mo}$  в этом случае – 137.8 г).

ного  $2\beta$ -распада  $^{100}\text{Mo}$ :  $T_{1/2} > 8.4(4.9) \cdot 10^{21}$  лет с доверительной вероятностью 68%(90%).

$0\nu\chi^0$ -распад. Пороги на энергию электронов в двухэлектронном событии составляли 0.8 и 0.5 МэВ. Исследовался энергетический интервал (2.3–3.0) МэВ. Было зарегистрировано 1613 событий в обогащенном и 1577 событий в естественном Мо (в пересчете на 848.2 кг·ч). С учетом эффективности регистрации полезных событий (5.7%) получено следующее ограничение на  $2\beta$ -распад  $^{100}\text{Mo}$  с испусканием майорона:  $T_{1/2} > 4.1(3.2) \cdot 10^{20}$  лет с доверительной вероятностью 68%(90%).

$2\nu$ -распад. Были проанализированы события в энергетическом интервале (1.4–2.4) МэВ, где соотношение сигнал/фон максимально. После вычитания фона количество полезных событий составило  $1140 \pm 146$ . С использованием расчетного значения эффективности регистрации  $2\beta(2\nu)$ -событий (2.2%) получено значение периода полураспада:

$$T_{1/2} = [7.2 \pm 0.9(stat) \pm 1.8(syst)] \cdot 10^{18} \text{ лет.}$$

Систематическая ошибка определяется возможным вкладом в эффект фоновых событий от радиоактивных примесей в молибдене. На рис.2 показана разность двухэлектронных спектров в обогащенном

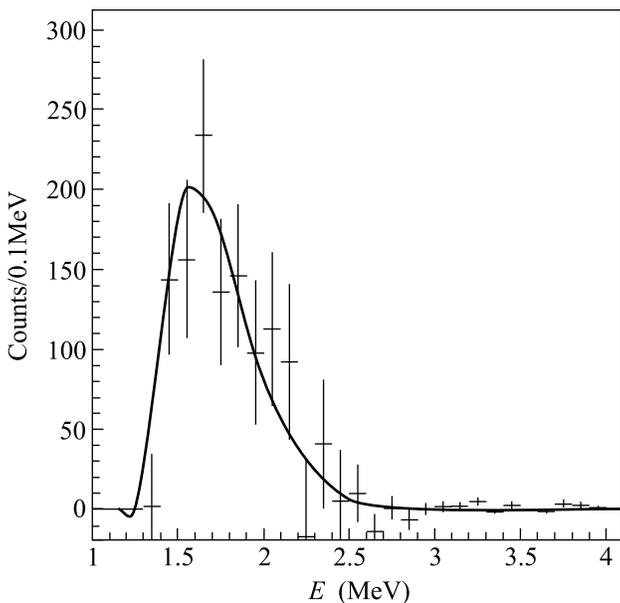


Рис.2. Разница спектров двухэлектронных событий для обогащенного и натурального молибдена. Кривая – расчетный спектр  $2\beta(2\nu)$ -событий от  $^{100}\text{Mo}$  для  $T_{1/2} = 7.2 \cdot 10^{18}$  лет

и натуральном молибдене. Кривая на рис.2 – это расчетный спектр для  $2\beta(2\nu)$ -распада  $^{100}\text{Mo}$  с периодом полураспада  $T_{1/2} = 7.2 \cdot 10^{18}$  лет.

В таблице приведены все имеющиеся на сегодня положительные результаты измерений периода полу-

Значения периода полураспада  $^{100}\text{Mo}$  по каналу  $2\beta(2\nu)$

Год, работа	$T_{1/2}^{2\nu} \cdot 10^{18}$ лет
1991 [11]	$11.5_{-2.0}^{+3.0}$
1995 [13]	$9.5 \pm 0.4(stat) \pm 0.9(syst)$
1997 [14]	$7.6_{-1.4}^{+2.2}$
1997 [15]	$6.75_{-0.42(stat)}^{+0.37(stat)} \pm 0.68(syst)$
2001, данная работа	$7.2 \pm 0.9(stat) \pm 1.8(syst)$
Среднее значение	$8.0 \pm 0.7$

распада  $^{100}\text{Mo}$ . Не приведен лишь предварительный результат М. Моу и др. [12], поскольку мы используем их более точный окончательный результат из работы [15]<sup>4</sup>). В последней строке приведено усредненное значение периода полураспада по всем пяти экспериментам. Нахождение среднего проводилось по стандартной методике определения среднего для неравноточных измерений (см., например, [20]), причем статистическая и систематическая ошибки складывались квадратично. Таким образом для  $^{100}\text{Mo}$  получено одно из наиболее точных значений периода полураспада среди всех  $2\beta$ -распадных ядер.

Используя полученное нами среднее значение периода полураспада и значение фазового объема  $G = 8.9 \cdot 10^{-18} \text{ лет}^{-1}$  (для  $g_A = 1.25$ ) [9], можно получить точное значение ЯМЭ( $2\nu$ ) для перехода  $^{100}\text{Mo}(0_{g.s.}^+) - ^{100}\text{Ru}(0_{g.s.}^+)$ :  $M_{GT} = (0.23 \pm 0.01) \text{ МэВ}^{-1}$  или, если выразить энергию в массах электрона,  $M_{GT} = (0.118 \pm 0.005)$ .

1. Г. В. Кладдор-Клайнгротхаус, А. Штаудт, *Неускорительная физика элементарных частиц*, М.: Наука, 1997 [H. V. Klapdor-Kleingrothaus, A. Staudt, *Non-accelerator Particle Physics*, Bristol: Institute of Physics Publishing, 1995].
2. A. Faessler and F. Simkovic, *J. Phys.* **G24**, 2139 (1998).
3. H. V. Klapdor-Kleingrothaus, in: Proc. 5-th Int. WEIN Symp. *Physics Beyond the Standard Model*, Eds. P. Herczeg, C. M. Hoffman, and H. V. Klapdor-Kleingrothaus, World Scientific, 1999, p. 275.

<sup>4</sup> Не использовался также результат работы [19], где не была исключена возможность существенного вклада в наблюдаемый эффект фоновых процессов.

4. Y. Fukuda, T. Hayakawa, E. Ichihara et al., *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1562 (1998).
5. Q. R. Ahmad, R. C. Allen, T. C. Andersen et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 071301 (2001).
6. S. Stoica and H. V. Klapdor-Kleingrothaus, *Nucl. Phys.* **A694**, 269 (2001).
7. А. С. Барабаш, *Письма в ЖЭТФ* **68**, 3 (1998).
8. A. S. Barabash, *Eur. Phys. J.* **A8**, 137 (2000).
9. J. Suhonen and O. Civitarese, *Phys. Rep.* **309**, 123 (1998).
10. F. Simkovic, G. Pantis, J. D. Vergados, and A. Faessler, *Phys. Rev.* **C60**, 055502 (1999).
11. H. Ejiri, K. Fushimi, T. Kamada et al., *Phys. Lett.* **B258**, 17 (1991).
12. S. R. Elliot, A. A. Hahn, and M. K. Moe, *J. Phys.* **G17**, S145 (1991).
13. D. Dassie, R. Eschbach, F. Hubert et al., *Phys. Rev.* **D51**, 2090 (1995).
14. M. Alston-Garnjost, B. L. Dougherty, R. W. Kenney et al., *Phys. Rev.* **C55**, 474 (1997).
15. A. De Silva, M. K. Moe, M. A. Nelson, and M. A. Vient, *Phys. Rev.* **C56**, 2451 (1997).
16. V. D. Ashitkov, A. S. Barabash, S. G. Belogurov et al., *Ядерная физика* **61**, 1002 (1998).
17. V. D. Ashitkov, A. S. Barabash, S. G. Belogurov et al., *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **70**, 233 (1999).
18. V. D. Ashitkov, A. S. Barabash, S. G. Belogurov et al., *Ядерная физика* **62**, 2217 (1999).
19. С. И. Васильев и др., *Письма в ЖЭТФ*, **51**, 550 (1990).
20. *Review of Particle Physics* (Particle Data Group), *Eur. Phys. J.* **C15**, 10 (2000).