

## НАБЛЮДЕНИЕ ИЗБЫТКА СОБЫТИЙ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ПО ПОИСКУ ДВУХНЕЙТРИННОГО ДВОЙНОГО БЕТА-РАСПАДА $^{100}\text{Mo}$

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

В эксперименте по поиску двойного бета-распада  $^{100}\text{Mo}$  наблюдается избыток событий в бета-спектрах образцов, обогащенных изотопом  $^{100}\text{Mo}$ , по сравнению со спектрами образцов с природным содержанием данного изотопа, что может интерпретироваться как обнаружение двухнейтринного  $\beta\beta$ -распада  $^{100}\text{Mo}$  с периодом полураспада  $T_{1/2} = (3,3^{+2,0}_{-1,0}) \times 10^{18}$  лет.

На новой детектирующей установке *SISTEMA-II* проведены первые измерения в рамках экспериментальной программы по поиску возможных механизмов двойного бета-распада ( $\beta\beta$ -распада) различных ядер. Установка размещена в подземной низкофоновой лаборатории Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ АН СССР на глубине 660 м водного эквивалента и представляет собой новую модификацию многослойного детектора для поиска  $\beta\beta$ -распада с применением многомерного анализа <sup>1</sup>.

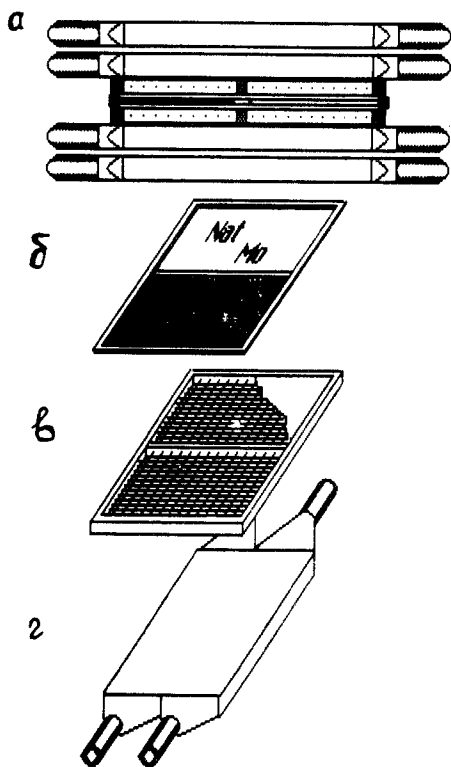


Рис. 1. Схема детектирующей установки *SISTEMA-II*: а – общий вид; б – кассета с образцами  $^{100}\text{Mo}$  и  $\text{прир Mo}$ ; в – двухсекционная пропорциональная камера; г – пластмассовый сцинтиллятор, просматриваемый четырьмя ФЭУ через световоды

*SISTEMA-II* состоит из четырех пластмассовых сцинтилляторов и двух пропорциональных камер (ПК), между которыми помещается кассета с тонким порошкообразным образцом (рис. 1). Каждый из сцинтилляторов имеет размеры  $500 \times 250 \times 40$  мм и просматривается четырьмя ФЭУ-97 через световоды. Энергетическое разрешение отдельного сцинтиллятора  $\Delta E/E \approx 17\%$  для  $E = 1$  МэВ. Внутренние сцинтилляторы служат для регистрации энергетических потерь электронов, вылетевших из образца, а два внешних используются в качестве активной защиты. Общий рабочий объем каждой ПК равен  $420 \times 220 \times 10$  мм. Камеры предназначены для мониторинга двухэлектронных событий и регистрируют ионизационные по-

тери с суммарной эффективностью  $\approx 90\%$ . Входные окна камер выполнены из тонкого майлара (20 мкм), а рабочий газ  $C_3H_8$  поддерживается при давлении 1 атм. Чтобы исключить систематические ошибки, связанные с возможными флуктуациями во времени уровня фона установки, исследуемый (обогащенный) и контрольный (необогащенный) образцы измеряются одновременно. Для этого каждая ПК разделена на две секции с независимыми сигнальными выходами, а кассеты с измеряемыми образцами состоят из двух половин — одна для обогащенного, другая для необогащенного образца, соответственно. Через каждые 200 ч. измерений половины кассеты меняются местами. Для приготовления тонкого ( $\sim 70 \text{ мг/см}^2$ ) источника используются два слоя майларовой пленки (20 мкм), растянутых на раме из титана. Порошок равномерно распределяется между пленками, объем откачивается и кассета герметизируется.

Система регистрации и обработки событий позволяет отбирать и компоновать в корреляционную матрицу ( $E_{e1} \times E_{e2} \times N_{\text{соб}}$ ) такие события, которые дают отсчеты в верхнем и нижнем (внутренних) сцинтилляторах при совпадении с двумя одновременно сработавшими секциями ПК, расположенными одна над другой, и при отсутствии сигналов с другой половины камер и с внешних сцинтилляторов. При последующей обработке многомерной матрицы можно выделять одномерные спектры как суммарной, так и парциальных энергий парных электронов. В случае срабатывания одного из внутренних сцинтилляторов при совпадении с соответствующими секциями ПК набираются одномерные спектры "одноэлектронных" (непарных) событий. Независимо в отдельные секторы памяти записываются спектры с каждого из детекторов. Порог срабатывания по каждому сцинтиллятору — 125 кэВ, для ПК  $\approx 1 \text{ кэВ}$ .

Измерения проводятся в подземной низкофоновой камере, защищенной от радиоактивного излучения горных пород 0,5 м низкорadioактивного бетона и 0,5 м дунита. Дополнительная защита вокруг установки состоит из вольфрама (5 см), оргстекла (10 см) и OFHC-меди (20 см) <sup>1</sup>.

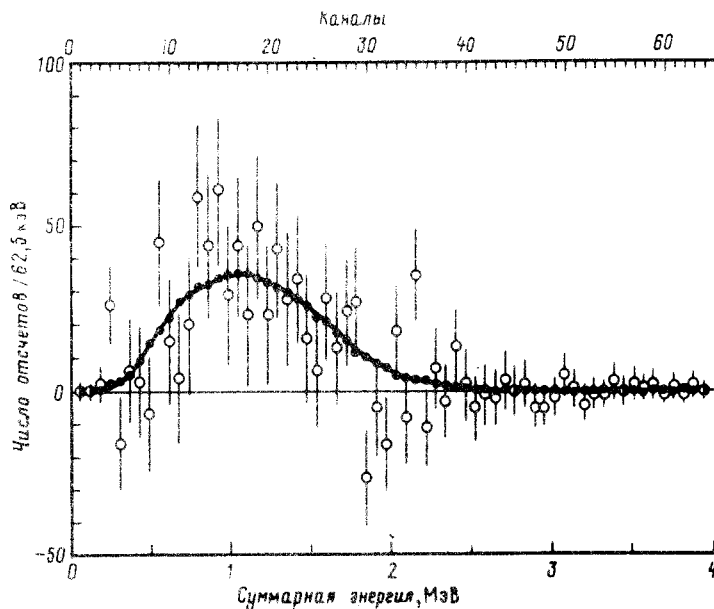


Рис. 2. Спектр суммарной энергии двухэлектронных событий, полученный в результате вычитания спектров  $^{100}\text{Mo}$  и  $^{100}\text{MoO}_3$  из спектров  $^{100}\text{Mo}$  и  $^{100}\text{MoO}_3$ , соответственно ( $\phi$ ). Время набора: 600 ч с образцами из порошка металлического молибдена и 400 ч с образцами из окиси молибдена. Показан спектр суммарной энергии двух электронов, рассчитанный методом Монте Карло для  $\beta\beta(2\nu)$ -распада с  $T_{1/2} = 3 \cdot 10^{18}$  лет ( $\star$ )

Измерения были начаты с образцом металлического молибдена (46 г), обогащенным на 90% изотопом  $^{100}\text{Mo}$ , который имеет большую энергию  $\beta\beta$ -перехода (3033 кэВ), а также, как

показывают последние расчеты <sup>2,3</sup>, должен иметь относительно большую величину ядерного матричного элемента (ЯМЭ) двухнейтринного  $\beta\beta$ -распада. Одновременно с этим образцом измерялся молибден с природным (<sup>прир</sup>Mo) содержанием изотопов (46 г, 9,6% <sup>100</sup>Mo). Анализ событий, набранных за 600 часов измерений, показал, что как для спектров суммарной энергии двухэлектронных событий, так и для спектров одиночных электронов при вычитании соответствующих спектров <sup>прир</sup>Mo из спектров <sup>100</sup>Mo наблюдается положительный избыток событий  $\Delta N(^{100}\text{Mo} - ^{\text{прир}}\text{Mo}) = (0,64 \pm 0,15_{\text{стат}} \pm 0,10_{\text{сист}})$  соб./час при эффективной массе <sup>100</sup>Mo  $M_{\text{эфф}} = 41,6$  г.

После этого была проведена контрольная серия измерений с образцами MoO<sub>3</sub>. За 400 час. измерений вновь был получен избыток событий  $\Delta N(^{100}\text{MoO}_3 - ^{\text{прир}}\text{MoO}_3) = (0,49 \pm 0,18_{\text{стат}} \pm 0,07_{\text{сист}})$  соб./час ( $M_{\text{эфф}} = 27,6$  г).

На рис. 2 представлен приведенный к 1000 час. измерений разностный спектр суммарной энергии двухэлектронных событий, полученный в результате вычитания спектров <sup>прир</sup>Mo (600 час.) и <sup>прир</sup>MoO<sub>3</sub> (400 час.) из спектров <sup>100</sup>Mo (600 час.) и <sup>100</sup>MoO<sub>3</sub> (400 час.), соответственно. На этом же рисунке приведен спектр суммарной энергии двух электронов, рассчитанный методом Монте Карло для двухнейтринного ( $2\nu$ )  $\beta\beta$ -распада <sup>100</sup>Mo с периодом полураспада  $T_{1/2} = 3 \cdot 10^{18}$  лет. Видно, что экспериментальный разностный спектр согласуется с формой расчетного спектра для  $\beta\beta(2\nu)$ -распада <sup>100</sup>Mo с точностью до ошибки расчета и экспериментальных погрешностей. Такое же согласие экспериментальных и расчетных спектров наблюдается и для "одноэлектронных" событий (в случае  $\beta\beta$ -распада это события, когда оба электрона вылетают в одну полусферу и регистрируются одним из сцинтилляторов).

С другой стороны, форма результирующего спектра суммарной энергии электронов не соответствует полностью ни отдельно взятым спектрам возможных радиоактивных примесей <sup>40</sup>K, <sup>60</sup>Co, <sup>137</sup>Cs, <sup>232</sup>Th, <sup>238</sup>U и др., ни их комбинациям. (Для набора эталонных спектров использовались р/а источники с известной активностью, равномерно распределенные в 46 г. <sup>прир</sup>Mo и измеряемые в таких же кассетах, что и основные образцы). Результаты измерения образцов <sup>100</sup>Mo, <sup>100</sup>MoO<sub>3</sub> и соответствующих эталонных источников на низкофоновых NaI гамма-спектрометрах <sup>4</sup> показывают, что вклад в наблюдаемый эффект от известных радиоактивных примесей может быть не более 15%, если данные р/а-источники испускают  $\gamma$ -кванты с энергией  $E_\gamma \gtrsim 200$  кэВ и имеют относительный  $\gamma$ -выход  $\gtrsim 10\%$ .

Исходя из предположения, что измеряемые образцы <sup>100</sup>Mo и <sup>100</sup>MoO<sub>3</sub> не содержат никаких радиоактивных примесей и весь избыток событий относится к двухнейтринному  $\beta\beta$ -распаду <sup>100</sup>Mo, получена следующая оценка периода полураспада <sup>100</sup>Mo (расчетная эффективность регистрации  $\epsilon_{2\nu} = 0,11$ ):

$$T_{1/2}(\beta\beta, 2\nu) = (3,3 \pm 2,0) \cdot 10^{18} \text{ лет, } 90\% \text{ C.L.}$$

Этот результат согласуется с последними расчетами вероятности двухнейтринного  $\beta\beta$ -распада <sup>100</sup>Mo, которые дают оценку периода полураспада по данной моде порядка нескольких единиц на  $10^{18}$  лет <sup>2,3</sup>.

Для двухнейтринного  $\beta\beta$ -распада  $T_{1/2} = 1/C_{GT} |M_{GT}^{2\nu}/\mu_0|^2$ , где  $M_{GT}^{2\nu}$  — ядерный матричный элемент, а коэффициенты  $C_{GT}$  и  $\mu_0$  для <sup>100</sup>Mo принимаются равными  $9,434 \cdot 10^{-18}$  1/год и 20, соответственно <sup>5</sup>. Откуда, исходя из полученного значения  $T_{1/2}(\beta\beta, 2\nu)$ , сделана оценка величины ЯМЭ <sup>100</sup>Mo для  $2\nu$ -перехода:

$$|M_{GT}^{2\nu}| = (3,6 \pm 0,7) \quad 90\% \text{ C.L.}$$

Получено экспериментальное отношение числа двухэлектронных событий к одноэлектронным  $\eta_{\text{экс}} = 5,9 \pm 1,8$ , характеризующее интегральное угловое распределение электронов. Величина данного параметра хорошо согласуется с теоретическим предсказанием о доминиро-

вании  $0^+ \rightarrow 0^+$  перехода над переходами на возбужденные уровни для  $\beta\beta(2\nu)$ -распада, поскольку проведенный по методу Монте Карло расчет дает для  $0^+ \rightarrow 0^+$  перехода  $\eta_{\text{расч}} = 6,5$ , в то время как для  $0^+ \rightarrow 2^+$  перехода  $\eta_{\text{расч}} = 2,2$ .

В области энергий, соответствующей безнейтринной моде  $\beta\beta$ -распада, не наблюдается избытка событий в пределах статистических отклонений. Исходя из фоновой скорости счета  $3,5 \cdot 10^{-6}$  соб./г · кэВ · ч в интервале 2,6 – 3,1 МэВ и эффективности регистрации  $\epsilon_{0\nu, m} = 0,19$  получен предел на время жизни  $^{100}\text{Mo}$  относительно безнейтринной моды  $\beta\beta$ -распада для механизма с ненулевой массой майорановского нейтрино:  $T_{1/2}(\beta\beta, 0\nu) > 7,1 \times 10^{20}$  лет, 68% C.L., что соответствует пределу на массу майорановского нейтрино  $m_\nu < 6,8$  эВ.

Для подтверждения полученных оценок на параметры  $\beta\beta$ -распада  $^{100}\text{Mo}$  планируется изменение изотопного состава образцов на высокочувствительных масс-спектрометрах, что позволит определить точный вклад всех возможных радиоактивных примесей в наблюдаемое число событий.

### Литература

1. *Klimenko A.A. et al.* Nucl. Instr. Meth. B, 1986, 17, 445.
2. *Groz K., Klapdor H.V.* Nuov. Cim. C, 1986, 9, 535.
3. *Vogel P., Fisher P.* Phys. Rev. C, 1985, 32, 1362; *Vogel P., Zirnbauer M.R.* Phys. Rev. Lett., 1986, 57, 314; *Muto K., Klapdor H.V.* Phys. Lett. B, 1988, 201, 420.
4. *Klimenko A.A. et al.* Tests of Fundamental Laws in Physics, eds O.Facler and J.Tran Thanh Van, "Editions Frontieres", 1989, p. 33.
5. *Doi M. et al.* Prog. Theor. Phys. Suppl., 1985, 85, 1.