

ИЗМЕРЕНИЕ  $\beta$ -СПЕКТРА  $^{45}\text{Ca}$  С ЦЕЛЮ ПОИСКА ОТКЛОНЕНИЙ ОТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФОРМЫА.В.Дербин<sup>1)</sup>, А.И.Егоров, С.В.Бахланов, В.Н.МуратоваСанкт-Петербургский институт ядерной физики РАН  
188350 Гатчина, Россия

Поступила в редакцию 9 июня 1997 г.

С помощью Si(Li)-детектора измерен  $\beta$ -спектр  $^{45}\text{Ca}$ . Получены новые ограничения на параметр смешивания ( $|U_{eH}|^2 \leq 0.005$ ) для нейтрино с массой в интервале 75 – 100 кэВ. Анализировалась возможность проявления мономатического пика на конце  $\beta$ -спектра.

PACS: 14.60.Lm, 23.40.Bw

В [1] наблюдался узкий пик вблизи конца  $\beta$ -спектра трития с шириной, не превышающей разрешения спектрометра, и с относительной интенсивностью порядка  $10^{-10}$ . Полученное в [2] отрицательное значение  $m_\nu^2$  также можно объяснить присутствием мономатического пика слева от граничной энергии с интенсивностью порядка  $10^{-9}$  [3]. Возможные нестандартные причины появления таких пиков, как связанное состояние нейтрино или существование нейтринного моря, возбуждают интерес к экспериментальному поиску аналогичных эффектов у других  $\beta$ -распадчиков. Одновременно анализ формы  $\beta$ -спектра позволяет оценить возможность излучения массивного нейтрино.

В настоящей работе для обнаружения вышеуказанных эффектов анализировался спектр  $^{45}\text{Ca}$  ( $T_{1/2} = 164$  дня и  $E_0 \simeq 256$  кэВ), распадающегося на основное состояние  $^{45}\text{Sc}$  (вероятность перехода на возбужденный уровень составляет 0.0017%) [4]. Выбор изотопа был связан с желанием проверить модель возникновения пика на конце  $\beta$ -спектра, предложенную в [5], поскольку граничная энергия  $^{45}\text{Ca}$  очень близка к  $m_e/2$ . В то же время она позволяет изучить возможность излучения нейтрино с массой в интервале 80–110 кэВ, для которого установленный ранее предел не превышает  $10^{-2}$ .

Для регистрации электронов использовался Si(Li)-детектор с диаметром чувствительной области 12 мм и толщиной 3 мм. Источник  $^{45}\text{Ca}$ , защищенный коллиматором, располагался на расстоянии 25 мм от поверхности детектора. Пик вблизи конца  $\beta$ -спектра может имитироваться естественной или искусственной радиоактивностью, а эффект излучения массивного нейтрино – краем комптоновского рассеяния, поэтому для прецизионных измерений необходимы  $\beta$ -источники предельно высокой радиационной чистоты. Они были специально приготовлены для этого эксперимента. 2 мг  $\text{CaCO}_3$ , обогащенного изотопом  $^{44}\text{Ca}$  до 13% и содержащего менее 1%  $^{40}\text{Ca}$ , облучали три недели в реакторе в потоке  $10^{13}$  н/см<sup>2</sup>·с. Через 8 недель, после распада основной активности  $^{47}\text{Ca}$ , карбонат кальция растворяли в капле разбавленной азотной кислоты. Ионы кальция сорбировали в верхней части ионнообменной колонки с катионитом в  $\text{NH}_4$ -форме. Колонку промывали 0,01 М раствором нитрилтриуксусноукислого аммония с рН 7,8 и водой, после чего  $^{45}\text{Ca}$  вымывали раствором азотной кислоты при плавном повышении кислотности от 0,1 до 2М. Выход пика

<sup>1)</sup> e-mail: derbin@lnpi.spb.su

$^{45}\text{Ca}$  контролировали по остаточной гамма-активности  $^{47}\text{Ca}$ . Операция хроматографической очистки повторялась дважды, затем раствор кальция упаривали до капли и оставляли на 120 дней для распада остаточной активности  $^{47}\text{Ca}$  ( $T_{1/2} = 4.5$  дня).

При принятой геометрии расположения детектора и источника отличие функции разрешения от гауссовской определяется, в первую очередь, обратной диффузией электронов от поверхности детектора, а также потерями энергии электронов в источнике или нечувствительном слое детектора. Для определения этой функции к  $^{45}\text{Ca}$  был добавлен и изотропно перемешан безносительный изотоп  $^{125\text{m}}\text{Te}$ , очищенный от сторонних примесей по методике [6]. Энергии двух основных конверсионных линий  $^{125\text{m}}\text{Te}$  равны 77.5 и 104.4 кэВ.

Для приготовления рабочего  $\beta$ -источника на алюминиевой фольге, толщиной 4 мкм, создавали сорбирующее пятно алюмината лития диаметром 10 мм. При нанесении на сорбирующий слой раствора нитрата кальция,  $^{45}\text{Ca}$  и  $^{125\text{m}}\text{Te}$  равномерно захватывались поверхностью, а  $\text{LiNO}_3$  стягивался к краям пятна, которые экранировались коллиматором. После создания источник устанавливался в вакуумный криостат, где находился  $\text{Si}(\text{Li})$ -детектор. До этого был измерен фоновый спектр детектора и было найдено, что он хорошо описывается линейной функцией в интервале 100–270 кэВ. Детектор имел предусилитель с непрерывной стоковой связью и охлаждаемым полевым транзистором, усилитель с временем формирования 2 мкс, схему отбора наложений с разрешающим временем 0.3 нс и 12-разрядный АЦП с градуировкой 80 эВ/канал. Входная загрузка составляла 150 Гц. При времени отбора наложений 0.3 нс это приводило к тому, что весь фон был связан с естественной или искусственной радиоактивностью. Разрешение детектора, измеренное по линии электронной конверсии с энергией 77 кэВ, составило 1.6 кэВ, а смещение этой линии по энергетической градуировке, проведенной по гамма-линиям  $^{57}\text{Co}$  и  $^{241}\text{Am}$ , составило 0.4 кэВ. Таким образом, различие в потерях энергии электронов 120 и 270 кэВ не превышало 200 эВ.

Всего было зарегистрировано  $8 \cdot 10^8$  распадов  $^{45}\text{Ca}$ . Экспериментальный спектр сравнивался с теоретическим путем поиска минимума функционала  $\chi^2$ . Сначала для интервала 259–270 кэВ находились 2 параметра линейной аппроксимации фона, которые использовались для всего спектра и не варьировались. Фактически этими двумя параметрами описывался фон от естественной радиоактивности, поскольку фон, связанный с наложениями импульсов, был на порядок меньше. Оставшаяся часть спектра сравнивалась с формулой

$$N(E_i) = A \sum_k F(E_k, Z) S(E_k, E_0, U_{eH}, M_\nu) R(E_i, E_k), \quad (1)$$

где  $A$  – константа нормировки,  $F(E_k, Z)$  – кулоновская функция с учетом поправки на экранирование,  $S = (1 - |U_{eH}|^2) S(M_\nu = 0) + |U_{eH}|^2 S(M_\nu = M_H)$  – сумма двух  $\beta$ -спектров с граничной энергией  $E_0$  и массой нейтрино  $M_\nu$ ;  $R(E_i, E_k)$  – экспериментально определенная функция разрешения для конверсионной линии с энергией 77 кэВ. К функции  $N(E_i)$  был добавлен член, пропорциональный  $\alpha \sum N(E_i)/E_i$  и представляющий сумму от постоянного хвоста функции разрешения, интенсивность которого ( $\alpha$ ) не могла быть найдена из измеренного спектра и поэтому варьировалась, как свободный параметр. Всего варьировались 4 параметра – граничная энергия  $E_0$ ,  $A$ ,  $M_\nu$  и  $\alpha$ . Такая процедура подгонки обеспечивает приемлемое значение  $\chi^2$  в интервале 140 – 270 кэВ.

Зависимость  $\chi_i$  для оптимального фита ( $M_H = 0$ ) показана на рис.1. Положение нижней границы интервала определило проявление широкого пика с энергией 132кэВ. Этот пик связан с совпадениями между конверсионными и оже-электронами, рентгеновскими и  $\gamma$ -квантами, испускаемыми в двух последовательных переходах  $^{125m}\text{Te}$  [6].

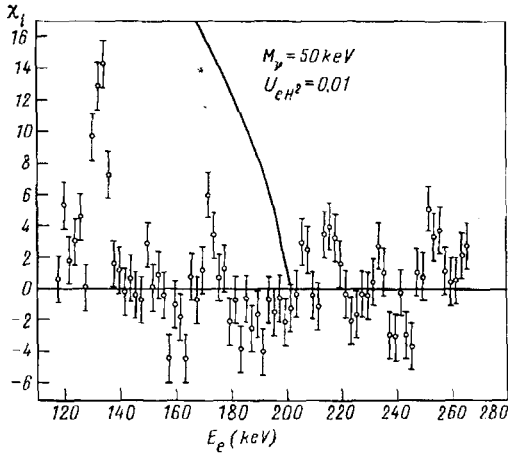


Рис.1. Результат оптимального фита в интервале 140-270 кэВ для  $|U_{eH}|^2 = 0$ . Цена канала 1 кэВ. Сплошная кривая показывает дополнительный вклад, при фиксированных параметрах подгонки, для  $M_\nu = 50$  кэВ и  $|U_{eH}|^2 = 0.01$

Определенное значение  $E_0$  составило 256.6(2)кэВ. Непрерывная кривая показывает добавочный вклад в спектр для случая излучения нейтрино с массой 50 кэВ с вероятностью  $5 \cdot 10^{-2}$  распад $^{-1}$ . Для различных масс нейтрино  $M_\nu$  определялась вероятность излучения путем построения профиля  $\chi^2$ . На рис.2 показана кривая ограничения на вероятность смешивания тяжелого нейтрино в интервале 20 – 160 кэВ (90% у.д.) в сравнении с другими экспериментами [7–9]. Таким образом, новое ограничение на параметр смешивания в интервале масс нейтрино 75 – 100 кэВ составляет  $|U_{eH}|^2 \leq 0,005$ .

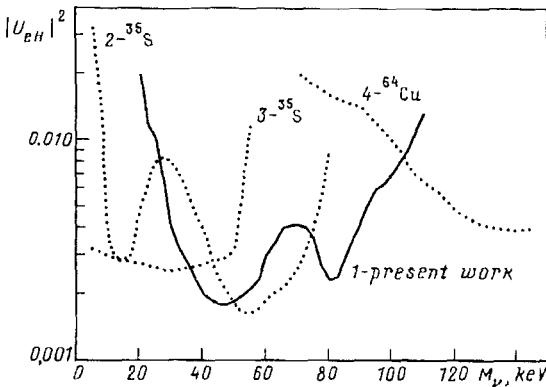


Рис.2. Ограничение на параметр смешивания  $|U_{eH}|^2$  (90% у.д.), полученное в данном эксперименте (кривая 1). Кривые 2, 3 и 4 соответствуют ограничениям из работ [7–10]

Обнаружение монохроматического пика на непрерывном спектре является более модельно независимой задачей, чем поиск вклада от плавно возрастающей функции в случае излучения тяжелого нейтрино. Для поиска монохроматического пика вблизи граничной энергии также применялся метод максимального правдоподобия. В качестве ответной функции детектора исполь-

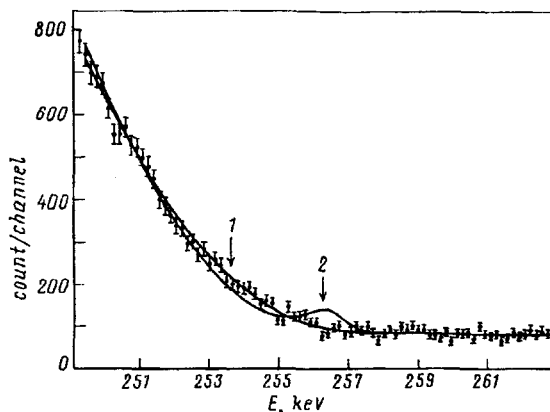


Рис.3. Результаты фита в интервале 250-260 кэВ (80 эВ/канал). Кривая 1 - отсутствие пика ( $\chi_n^2=1.07$ ), кривая 2 - пик с интенсивностью  $5 \cdot 10^{-7}$  распад $^{-1}$  ( $\chi_n^2=1.96$ )

зовалась экспериментально определенная функция конверсионных электронов с энергией 77 кэВ с хвостом, найденным для оптимального фита в интервале 140–270 кэВ. Результаты фитирования в интервале 250–260 кэВ показаны на рис.3. Было найдено, что вероятность появления монохроматического пика в районе граничной энергии ( $E_0 \pm 3$  кэВ) меньше, чем  $(2.0 - 0.7) \cdot 10^{-7}$  событий на распад. На рис. 3 показан участок спектра в указанном интервале и приведены результаты фитирования в случае отсутствия пика и для монохроматического пика с интенсивностью  $5 \cdot 10^{-7}$ . Ограничение на интенсивность пика с энергией, равной граничной энергии  $\beta$ -распада  $^{45}\text{Ca}$ , составило  $1.3 \cdot 10^{-7}$  распад $^{-1}$  (90% у.д.). Достигнутая чувствительность к монохроматическому пику на конце  $\beta$ -спектра заметно уступает результату [1], но в то же время полученный предел свидетельствует об отсутствии, на уровне  $10^{-7}$ , эффекта резонансного усиления концевого пика, связанного с тем, что  $E_0 = m_e/2$ .

Авторы признательны О.И.Сумбаеву за инициирование данной работы и предложение по изготовлению смешанного  $\beta$ -источника, содержащего калибровочные линии конверсионных электронов.

1. A.I.Belevsev et al., Phys.Lett. **B350**, 263 (1995).
2. R.M.Barnett et al., Phys.Rev. **D54**, 238 (1996).
3. W.Stoeffl and D.J.Decman, Phys.Rev.Lett. **75**, 3237 (1995).
4. C.M.Lederer and V.S.Shirley, *Table of Isotopes*, N.Y.: Wiley, 1978.
5. О.И.Сумбаев, ДАН **316**, 1116 (1991), Препр. ЛИЯФ NN 1551, 1637, 1811.
6. А.В.Дербин, А.И.Егоров, И.А.Митропольский и др., Письма в ЖЭТФ **65**, 576 (1997).
7. А.М.Апаликов, С.Д.Борис, А.И.Голутвин и др., Письма в ЖЭТФ **42**, 233 (1985).
8. J.Markey and F.Boehm, Phys.Rev. **32**, 2215 (1985).
9. K.Schreckenbach, G.Colvin, and F. von Feilitzsch, Phys. Lett. **120B**, 265 (1983).