

## ПОИСК ТЯЖЕЛЫХ НЕЙТРИНО В БЕТА-РАСПАДЕ

*А.М.Апаликов, С.Д.Борис, А.И.Голутвин, Л.П.Лаптин, В.А.Любимов,  
Н.Ф.Мясоедов, В.В.Наговицын, Е.Г.Новиков, В.З.Нозик,  
В.А.Солощенко, И.Н.Тихомиров, Е.Ф.Третьяков*

Измерен бета-спектр  $^{35}\text{S}$ , установлены верхние границы для коэффициентов смешивания в массовой области тяжелых нейтрино  $5 - 80 \text{ кэВ}/c^2$ .

В случае конечной массы нейтрино состояние  $\nu_l$ ,  $l = e, \mu, \tau, \dots$ , может быть представлено в виде суперпозиции собственных массовых состояний  $\nu_i$ , данные о которых в принципе могут быть получены в слабых процессах с излучением нейтрино  $^{1,2}$ . Наиболее чувствительным способом изучения масс нейтрино до  $\sim 1 \text{ МэВ}/c^2$  является измерение  $\beta$ -спектров ядер.

Наилучшие результаты в области малых масс нейтрино получены в эксперименте  $^3$ , в котором изучался бета-распад трития и были найдены пределы для массы антинейтрино, а также установлены верхние границы для коэффициентов смешивания в области масс тяжелых нейтрино  $50 - 1500 \text{ эВ}/c^2$ . Исследование значений масс нейтрино  $0,1 - 10 \text{ кэВ}/c^2$  по бета-спектру трития и  $30 - 460 \text{ кэВ}/c^2$  по  $\beta \pm$ -спектрам  $^{64}\text{Cu}$  представлено в работах  $^4$  и  $^5$  соответственно. В эксперименте  $^6$  изучался начальный участок бета-спектра трития и объявлено о наблюдении тяжелого нейтрино с массой  $\sim 17,1 \text{ кэВ}/c^2$  и вероятностью смешивания 3%. Область масс нейтрино  $10 - 30 \text{ кэВ}/c^2$  до этого не была исследована.

Настоящий эксперимент по изучению бета-распада  $^{35}\text{S}$  с граничной энергией  $\sim 167 \text{ кэВ}$  был выполнен для проверки результата  $^6$ , а также с целью поиска тяжелых нейтрино в массовой области  $5 - 80 \text{ кэВ}/c^2$ .

Измерение бета-спектра  $^{35}\text{S}$  проводилось на безжелезном тороидальном магнитном спектрометре ИТЭФ  $^7$  в энергетической области  $75 - 175 \text{ кэВ}$ . Радиоактивный изотоп  $^{35}\text{S}$  находился в составе метионина  $\text{C}_5\text{H}_{11}\text{NO}_2\text{S}$  с удельной активностью препарата  $\sim 290 \text{ Ки}/\text{ммоль}$ . Источники, содержащие  $^{35}\text{S}$ , готовились по методу испарения активного вещества в вакууме. Для создания "точечного" источника в качестве подложек использованы проводящие стекла  $^8$ , что является усовершенствованием методики неэквипотенциальных источников  $^9$ .

Электроны детектировались шестиканальной пропорциональной камерой, наполненной изобутаном до  $0,58 \text{ атм}$ . Каждая из  $6 \times 2$  щелей камеры имела размер  $0,8 \text{ мм}$ . Импульсное разрешение установки  $\Delta p/p$ , включая источник бета-электронов, спектрометр и детектор, составляет  $4,8 \cdot 10^{-4}$ , что при энергии электронов  $150 \text{ кэВ}$  соответствует абсолютному энергетическому разрешению  $129 \text{ эВ}$ .

Изменением тока фокусировки спектрометра последовательно сканировались два участка  $\beta$ -спектра:  $75 - 175 \text{ кэВ}$  с шагом  $1 \text{ кэВ}$  и временем экспозиции на одну точку  $100 \text{ сек}$  (интервал I) и  $145 - 170 \text{ кэВ}$  с шагом  $0,25 \text{ кэВ}$  и временем на точку  $200 \text{ сек}$  (интервал II). Измерения многократно повторялись (20 серий). Всего было зарегистрировано  $\sim 170 \cdot 10^6$  распадов  $^{35}\text{S}$ , в том числе  $28 \cdot 10^6$  распадов в интервале II.

Теоретический спектр  $^1 (x dp/dE)$ , свернутый с функцией разрешения спектрометра, представлялся в виде

$$W_e(p) = \sum_i W_{ei}^2 W_i(p), \quad (1)$$

$$W_i(p) = CF(Z,E)p^3(E_0 - E)[(E_0 - E)^2 - M_{\nu_i}^2]^{1/2} [1 + \alpha(E_0 - E)][1 + \alpha'(E_0 - E)^2].$$

Здесь  $p$  и  $E$  — импульс и полная энергия электронов,  $E_{\nu}$  — энергия нейтрино,  $E_0 = E + E_{\nu}$ ,  $F(Z,E)$  — функция Ферми,  $C$  — нормировочная константа. Дополнительная степень импульса в (1) возникла как следствие свертки, а множители в квадратных скобках со свободными параметрами  $\alpha$  и  $\alpha'$  с достаточной точностью в условиях эксперимента учитывают обратное рассеяние электронов от подложки источника, энергетическую зависимость эффективности детектора, просчеты, связанные с мертвым временем электроники и другие малые неучтенные в теории или эксперименте эффекты. Полученные в результате обработки значения параметров  $\alpha$  и  $\alpha'$  малы. Энергия  $E_0$  в (1) оказывается несколько смещенной за счет асимметрии функции разрешения (оптика, потери энергии в веществе источника, спектр конечных состояний образующегося при распаде серы  $^{35}\text{Cl}$  в метионине). Эти эффекты будут учтены при оценке граничной энергии распада.

На рис. 1 представлен график Кюри  $[W_3(p)/p^3 F(Z,E)]^{1/2}$  по совокупным данным в энергетической области II.  $W_3$  — экспериментальное распределение, из которого предварительно вычтен фон ( $\sim 1,7 \text{ с}^{-1}$ ), функция Ферми взята из  $^{10}$ . Статистическая обеспеченность эксперимента была высокой, что можно видеть из выделенного на рисунке участка 148 — 152 кэВ.

В обработке учитывались лишь два первых члена из (1) с  $M_{\nu_1} = 0$  (значение  $M_{\nu_1} \sim 30 \text{ эВ}/c^2$  находится вне чувствительности данного эксперимента) и  $|U_{e1}|^2 + |U_{e2}|^2 = 1$ . Параметры  $E_0$ ,  $M_{\nu_2}$ ,  $|U_{e2}|^2$ ,  $\alpha$ ,  $\alpha'$ ,  $C$  находились из условия минимума функционала

$$\chi^2 = \sum_{n=1}^N \chi_n^2, \quad \chi_n = [W_3(p_n) - W_e(p_n)] / \sigma_n, \quad (2)$$

где  $\sigma_n$  — ошибка экспериментальной величины  $W_3(p_n)$ . При совместной обработке всего экспериментального материала (I + II), оптимальным оказался безмассовый фит ( $\chi^2 = 201$ ; 190 степеней свободы), в результате которого получены следующие значения параметров:  $\epsilon_0 = E_0 - M_e c^2 = 167268 \pm 4 \text{ эВ}$ ,  $|U_{e2}|^2 = 0 + 1,1 \cdot 10^{-3}$ ,  $\alpha = (2,40 \pm 0,03) \cdot 10^{-6} \text{ эВ}^{-1}$ ,  $\alpha' = (1,33 \pm 0,02) \cdot 10^{-11} \text{ эВ}^{-2}$ .

Распределение величин  $\chi_n$  из (2) с параметрами из оптимального фита приведено на рис. 2 (точки). Сплошная кривая на этом рисунке иллюстрирует случай с  $M_{\nu_2} = 17,1 \text{ кэВ}/c^2$  и  $|U|^2 \equiv |U_{e2}|^2 = 0,03$  в ошибках настоящего эксперимента. Данные для двух интервалов I и II приведены на рисунке раздельно лишь для удобства изображения.

Для проверки эксперимента  $^6$  была проведена подгонка данных к теоретическому спектру при фиксированных  $M_{\nu_2} = 17,1 \text{ кэВ}/c^2$  и  $|U|^2 = 0,03$ , а другие параметры оставались свободными. В результате получена величина  $\chi^2 = 1602$ . При 192 степенях свободы это означает, что объявленный в  $^6$  результат противоречит настоящим измерениям на уровне  $\sim 70$  стандартных отклонений. При фиксированном значении  $M_{\nu_2} = 17,1 \text{ кэВ}/c^2$  по нашим данным  $|U|^2 = (0,64 \pm \pm 0,85) \cdot 10^{-3}$ , что соответствует верхнему пределу  $|U|^2 < 0,0017$  на 90%-ном уровне достоверности.

По бета-спектру  $^{35}\text{S}$  найдены границы для коэффициентов смешивания нейтрино в массовой области 5 — 80 кэВ/ $c^2$ . Этот результат представлен на рис. 3, где сплошной и пунктирной линиями проведены верхние границы для  $|U|^2$  с уровнями достоверности 90 и 95% соответственно. Эти пределы получены сканированием  $|U|^2$  при фиксированных значениях  $M_{\nu_2}$ . В этом случае интервал неопределенности в  $|U|^2$  получается максимальным, а верхние пределы наиболее осторожными.

Получена оценка граничной энергии  $\beta$ -распада  $^{35}\text{S}$   $\epsilon_0 = 167288 \pm 4 \pm 30 \text{ эВ}$ . Здесь первая ошибка статистическая, а вторая — систематическая. Смещение фитового значения  $\epsilon_0$  на  $20 \pm 30 \text{ эВ}$

вызвано асимметрией оптики ( $10 \pm 10$  эВ), потерями энергии в веществе источника и спектром состояний  $^{35}\text{Cl}$  в метонине ( $10 \pm 10$  эВ); неопределенность калибровочных измерений энергии составляет  $\pm 10$  эВ.

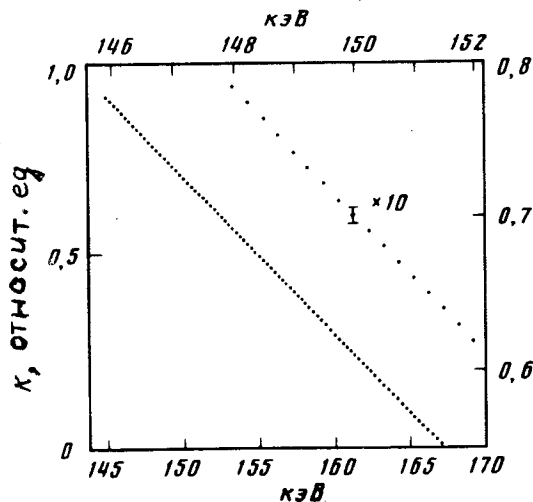


Рис. 1. График Кюри  $K = [W_0(p)/p^3 F(Z, E)]^{1/2}$  по данным в энергетической области II (145–170 кэВ). Выделен участок 148–152 кэВ (верхняя и правая шкала), ошибка увеличена в 10 раз

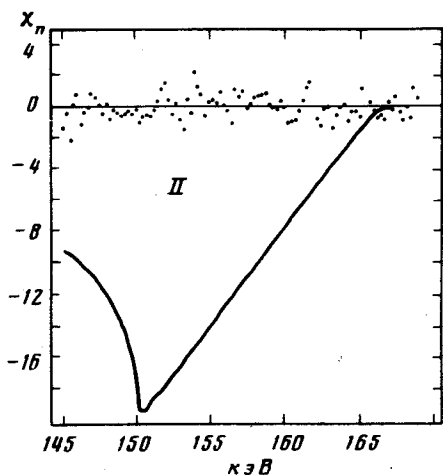
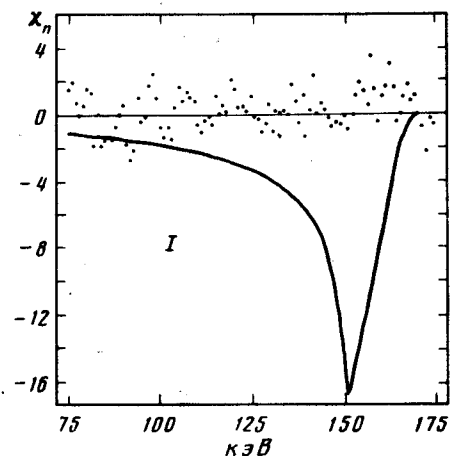


Рис. 2. Распределение величин  $\chi_n$ -разброса экспериментальных точек относительно теоретической кривой с параметрами наилучшего фита в двух интервалах: I и II. Сплошные кривые на рисунках иллюстрируют случай с  $M_{\nu_2} = 17,1$  кэВ/ $c^2$  и  $|U|^2 = 0,03$  в ошибках настоящего эксперимента

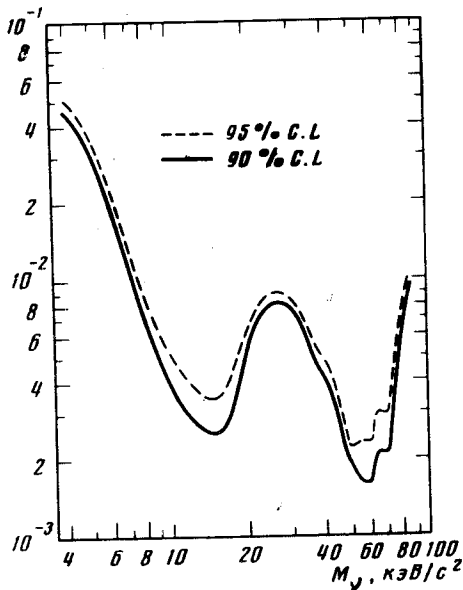


Рис. 3. Верхние границы для  $|U|^2$  в области масс нейтрино 5–80 кэВ/ $c^2$ . Сплошная кривая – с уровнем достоверности 90%, а пунктирная – 95%

Авторы благодарны Л.Б.Окуню за стимулирующие дискуссии.

После завершения работы мы узнали, что аналогичные результаты получены в Принстоне Т. Altziglon и др.

## Литература

1. Кобзарев И.Ю., Мартемьянов Б.В., Окунь Л.Б. и др. ЯФ, 1980, 32, 1590.
2. Shrock R.E. Phys. Rev., 1981, D24, 1232.
3. Boris S. et al. Proc. of XXII Intern. Conf. on High Energy Physics, Leipzig, 1984, 1, 259.
4. Simpson J.J. Phys. Rev., 1981, D24, 2971.
5. Schreckenbach K., Colvin G., Feilitzsch F. Phys. Lett., 1983, 129B, 265.
6. Simpson J.J. Phys. Rev. Lett., 1985, 54, 1891.
7. Любимов В.А., Новиков Е.Г. и др. ЖЭТФ 1981, 81, 1158.
8. Boris S. et al. Proc. of Europhysics Conf. on High Energy Physics, Brighton, 1983, p. 386.
9. Bergkvist K.E. Nucl. Phys., 1972, B39, 317.
10. Желепов Б.С., Зырянова Л.Н., Суслов Ю.П. Бета-процессы, Л.: Наука, 1972.

Институт теоретической и  
экспериментальной физики

Поступила в редакцию  
15 июля 1985 г.