

П И С Ь М А

В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ
ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 67, ВЫПУСК 7
10 АПРЕЛЯ, 1998

Письма в ЖЭТФ, том 67, вып.7, стр.435 - 439

© 1998г. 10 апреля

О ПРЕЦИЗИОННОЙ ПРОВЕРКЕ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ С БЕТА ИСТОЧНИКОМ ^{90}Sr

Л.А.Микаэлян, В.В.Синев, С.А.Фаянс

*Российский научный центр "Курчатовский институт"
123182 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 4 февраля 1998 г.

После переработки 24 февраля 1998 г.

Обсуждаются перспективы прецизионного определения значения $\sin^2 \theta_W$ (θ_W – угол Вайнберга) и повышения чувствительности поиска магнитного момента антинейтрино до $\approx 1.5 \cdot 10^{-11} \mu_B$, а также параметра смешивания $\bar{\nu}_e \leftrightarrow \bar{\nu}_\mu$ до $\sin^2 2\theta \approx 10^{-2}$ путем измерения в одном эксперименте сечений реакций $\bar{\nu}_e e$ -рассеяния и $\bar{\nu}_e p \rightarrow e^+ n$. Такой эксперимент с регистрацией по ~ 100 тысяч событий обеих реакций в год может быть поставлен, например, с помощью детектора BOREXINO и источника ^{90}Sr силой около 10 МКи.

PACS: 12.15.-y, 14.60.-z

Мы обсуждаем перспективы проверки Стандартной модели электрослабых взаимодействий и поисков явлений за пределами ее исходных положений в эксперименте с электронными антинейтрино от бета-источника ^{90}Sr с ожидаемой статистикой регистрации событий $\bar{\nu}_e e$ -рассеяния и реакции

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1)$$

выше 100 тысяч в год.

Стандартная модель в своем исходном и теоретически прозрачном секторе лептонов первого поколения фактически остается непроверенной. В экспериментах на ядерных реакторах сечение $\bar{\nu}_e e$ -рассеяния измеряется пока с относительной погрешностью $\sim 50\%$ (см., например, [1]).

Нейтрино может обладать магнитным моментом масштаба $10^{-11} \mu_B$ [2, 3], что на много порядков больше величины, допускаемой Стандартной моделью. Обнаружение такого момента в лабораторном эксперименте имело бы важные последствия для физики частиц и астрофизики. На реакторах в Ровно и Красноярске получено ограничение $\mu \leq 2 \cdot 10^{-10} \mu_B$ [4], пока еще далекое от желаемой области значений.

Новые возможности, которые мы здесь обсуждаем, связаны с революцией, происходящей в настоящее время в технике регистрации рассеяния нейтрино на электроны и реакции обратного бета-распада (1). Суть ее состоит в значительном увеличении объема жидкого органического сцинтиллятора, служащего мишенью для нейтрино, при одновременном уменьшении уровня фона.

Детектор BOREXINO, сооружаемый в подземной лаборатории Gran Sasso, предназначен для изучения мягкой части спектра солнечных нейтрино путем регистрации одиночных электронов $\bar{\nu}_e e$ -рассеяния в области энергий отдачи > 250 кэВ. Ожидается [5], что фон одиночных событий достигнет беспрецедентно низкого уровня ~ 10 в сутки (в расчете на 100 т сцинтиллятора). С помощью детектора BOREXINO и детектора Kam-LAND (полезная масса жидкого сцинтиллятора 1000 т), который сооружается сейчас в Японии, предполагается регистрировать антинейтрино от реакторов, удаленных от них на расстояния в сотни километров, а также начать изучение концентраций урана и тория в Земле путем регистрации антинейтрино, возникающих при бета распаде их дочерних продуктов. Ожидаемые скорости счета событий реакции (1), найденные в [6], приведены в таблице.

Эксперимент, обсуждаемый в этой заметке, имеет важную особенность: его результаты, как это видно из дальнейшего, не будут в первом приближении зависеть от величины активности источника, геометрии эксперимента и даже от абсолютных концентраций электронов и протонов в мишени.

Детектор и источник. В детекторе BOREXINO мишенью для антинейтрино служит жидкий органический сцинтиллятор (см. рис.1), который просматривается фотоэлектронными умножителями сквозь двухметровый слой масла, отделенного от сцинтиллятора прозрачной пленкой. События $\bar{\nu}_e e$ -рассеяния будут регистрироваться по одиночным электронам отдачи, а события обратного бета-распада – по коррелированной во времени и в пространстве паре позитрон – нейтрон. Детектор Kam-LAND сооружается по схеме, близкой к схеме рис.1, но возможность регистрации $\bar{\nu}_e e$ -рассеяния пока вызывает сомнения. ^{90}Sr ($E_{\nu_{\max}} = 546$ кэВ, $T_{1/2} = 28.6$ г.) распадается в основное состояние ^{90}Y ($E_{\nu_{\max}} = 2279$ кэВ, $T_{1/2} = 64$ ч), который с вероятностью 99.988% заселяет основное состояние стабильного ядра ^{90}Zr , так что на один распад ^{90}Sr приходится два антинейтрино.

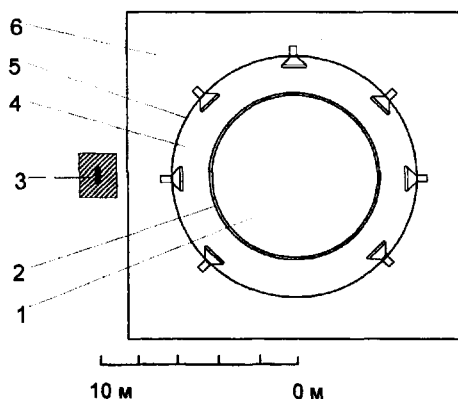


Рис.1. Детектор BOREXIMO (схема): 1 – жидкий органический сцинтиллятор (300 т), 2 – прозрачная пленка, 3 – источник в защите, 4 – масло, 5 – металлическая сфера с ФЭУ, 6 – вода

Два обстоятельства делают этот источник особенно привлекательным. Во-первых, с его помощью можно генерировать события обеих реакций $\bar{\nu}_e e$ -рассеяния и

обратного бета-распада и, во-вторых, такие источники выпускаются промышленностью России и некоторых других стран и используются в качестве источника тепла в радиоизотопных термоэлектрических генераторах (radioisotope thermoelectric generators). Последнее обстоятельство весьма существенно для практической реализуемости эксперимента, который здесь обсуждается. Для создания источника с активностью 10 МКи нужно собрать батарею из ~ 80 стандартных контейнеров объемом по два литра с общим энерговыделением около 75 кВт. В рабочем положении у детектора источник должен быть окружен защитой толщиной около 500 г/см^2 для поглощения тормозного излучения. Отметим, что возможности создания источника ^{90}Sr и его использования в экспериментах по физике нейтрино ранее рассматривались в работах [7].

Угол Вайнберга, магнитный момент нейтрино, осцилляции. 1. Мы используем следующее выражение для дифференциального сечения слабого $\bar{\nu}_e e$ -рассеяния (см., например, [2]):

$$\frac{d\sigma^W}{dT} = g_F^2 \frac{m}{2\pi} \left[(1 + 2x^2)^2 (1 - T/E)^2 + 4x^2 - 2x^2(1 + 2x^2) \frac{mT}{E^2} \right], \quad (2)$$

где E , T – энергия антинейтрино и кинетическая энергия электрона, $g_F^2(m/2\pi) = 4.31 \cdot 10^{-45} \text{ см}^2/\text{МэВ}$, $x^2 = \sin^2 \theta_W = 0.232$, m – масса электрона.

Сечение реакции (1) записывается в виде [8]:

$$\sigma(E) = 9.556 \cdot 10^{-44} \frac{886}{\tau_n} [(E - \Delta)^2 - m^2]^{1/2} (E - \Delta)(1 + \delta) \text{ см}^2, \quad (3)$$

где E , $\Delta = 1.293$ и m выражены в МэВ, $\delta \ll 1$ учитывает эффекты отдачи, слабого магнетизма и радиационную поправку, τ_n – время жизни свободного нейтрона в секундах. Численный коэффициент в (3) известен в настоящее время с точностью $\sim 0.15\%$. Он может быть выражен через комбинацию $G_V^2 + 3G_A^2$ векторной и аксиальной констант бета-распада.

В спектре источника $\text{Sr} - \text{Y}$ регистрируемая энергия позитронов реакции (1) заключена в интервале $1.02 - 1.48 \text{ МэВ}$, нейтроны при захвате в водороде выделяют энергию 2.23 МэВ .

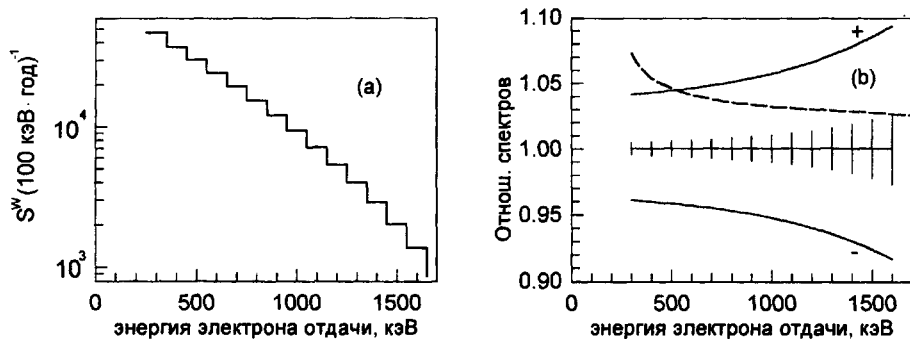


Рис.2. а – ожидаемый спектр электронов отдачи при рассеянии антинейтрино источника $^{90}\text{Sr} - ^{90}\text{Y}$. б – относительное изменение спектра при варьировании параметра $\sin^2 \theta_W$ на $\pm 5\%$ (сплошные линии) и при учете магнитного момента нейтрино $\mu = 2.5 \cdot 10^{-11} \mu_B$ (штриховая)

Спектр электронов отдачи при $\bar{\nu}_e e$ -рассеянии за счет слабого взаимодействия S^W и число событий реакции (1) $N_{\nu p}$, измеряемые в эксперименте, могут быть записаны

в виде

$$S^W = C^W n_e g_F^2 F(T, \sin^2 \theta_W), \quad N_{\nu p} = C^{\nu p} n_p (G_V^2 + 3G_A^2) s, \quad (4)$$

где C^W и $C^{\nu p}$ – коэффициенты, зависящие от силы источника и геометрии, n_e и n_p – число электронов и протонов в объеме. Функция $F(T, \sin^2 \theta_W)$ и фактор s получаются в результате сворачивания сечений (2) и (3) со спектром антинейтрино источника. Отсюда видно, что спектр S^W , нормированный на число событий реакции (1),

$$S^W / N_{\nu p} \sim \frac{g_F^2}{G_V^2 + 3G_A^2} F(T, \sin^2 \theta_W) \frac{n_e}{n_p}, \quad (5)$$

выражается через фундаментальные константы слабого взаимодействия, отношение числа электронов и протонов в объеме, не зависит от активности источника и геометрии эксперимента.

2. Ожидаемое число электронов отдачи $\bar{\nu}_e e$ -рассеяния в интервале энергий 250 – 1500 кэВ приведено в таблице, а их энергетический спектр представлен на рис.2а. Относительное искажение спектра, вызванное изменением принятого в (2) значения $\sin^2 \theta_W$ на $\pm 5\%$ показано на рис.2б.

Число ожидаемых в год событий $\bar{\nu}_e e$ -рассеяния и обратного бета-распада в рабочих объемах детекторов BOREXINO (300 т) и Kam-LAND (1000 т) от отделенных реакторов, радиоактивности Земли (U/Th) [6] и от источника ^{90}Sr

Источник антинейтрино	BOREXINO ¹⁾		Kam-LAND ¹⁾	
	$\bar{\nu}_e e^{2)}$	$\bar{\nu}_e p \rightarrow e^+ n$	$\bar{\nu}_e e^{2)}$	$\bar{\nu}_e p \rightarrow e^+ n$
Реакторы	–	27	–	770
U/Th	–	9 – 60	–	41 – 150
^{90}Sr , 10 МКи	$250 \cdot 10^3$	$190 \cdot 10^3$	$350 \cdot 10^3$	$270 \cdot 10^3$

¹⁾Расстояние от источника до центра детектора BOREXINO 10 м, до центра детектора Kam-LAND – 15 м.

²⁾В интервале энергий электронов отдачи 250 – 1500 кэВ.

Погрешность определения $\sin^2 \theta_W$, связанная только со статистикой, составит $\sim 0.5\%$. Если же использовать нормировку (5) и принять, что отношение n_e/n_p будет известно с погрешностью 0.5%, то ошибка определения $\sin^2 \theta_W$ возрастет до $\sim 1\%$. Здесь уместно привести результат, полученный в эксперименте CHARM-II при изучении рассеяния мюонных нейтрино на электроны, в котором было зарегистрировано 5.5 тыс. событий $\sin^2 \theta_W = 0.2324 \pm 2.5\%$ (стат.) $\pm 2.5\%$ (метод.) [9].

3. Существование у нейтрино магнитного момента $\mu = 2.5 \cdot 10^{-11} \mu_B$ вызвало бы изменение спектра, показанное штриховой кривой на рис.2б. При использовании нормировки (5) предел обнаружения μ , как показывает оценка, должен составить $\sim 1.3 \cdot 10^{-11} \mu_B$, что в 15 раз понизит существующее ограничение для электронного нейтрино. Что касается мюонных нейтрино, то наилучшее ограничение величины магнитного момента было получено в работе [10]: $\mu < 7.4 \cdot 10^{-10} \mu_B$.

Вопрос о поиске магнитного момента нейтрино с помощью детектора BOREXINO и источника нейтрино ^{51}Cr недавно рассматривался в работе [11]. При ожидаемой статистике 1400 событий авторы предполагают достичь чувствительности $5 \cdot 10^{-11} \mu_B$.

4. Для антинейтрино с энергией E при расстоянии R до точки наблюдения вероятность выживания дается выражением

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2 2\theta \cdot \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2 (\text{эВ}^2) R (\text{м})}{E (\text{МэВ})} \right), \quad (6)$$

где $\sin^2 2\theta$ – параметр смешивания; $\Delta m^2 = |m_1^2 - m_2^2|$; m_1, m_2 – массы интерферирующих состояний. Второй член в (6) дает вероятность появления нейтрино следующих поколений $\bar{\nu}_{\mu,\tau}$ или стерильных нейтрино. Появляющиеся $\bar{\nu}_{\mu,\tau}$ рассеиваются на электронах за счет нейтрального тока, но полностью исчезают из регистрации по каналу обратного бета-распада. Анализ этой ситуации может дать богатую информацию и будет приведен в другой работе.

Здесь мы рассмотрим случай, когда осцилляции могут проявиться в виде периодической пространственной модуляции плавно спадающего с расстоянием от источника поля регистрируемых событий реакции обратного бета-распада. Расстояние между соседними максимумами определяется из условия $1.27\Delta m^2 l_\nu / E = \pi$, глубина модуляции равна $\sin^2 2\theta$. Для оценок можно принять $E \approx 2.1$ МэВ, что соответствует узкому диапазону значений энергии от порога реакции $\bar{\nu}_e$ до границы спектра ^{90}Y , так что $l_\nu \approx 5.2/\Delta m^2$ (м). В области $\Delta m^2 > 4$ (эВ²) $l_\nu < 1.3$ (м) периодическая структура начинает размываться из-за пространственного разрешения, а при $\Delta m^2 < 0.7$ (эВ²) структура перестает уместиться в рабочем объеме. Отметим, что характеристики этой структуры – период и амплитуда – определяются только параметрами осцилляций.

Проблема взаимодействия электронного нейтрино с электроном, возникшая, как известно, в середине 30-х годов, так и не была изучена в эксперименте. Только теперь появляются возможности исследования этой проблемы на уровне ее современного понимания. Что касается нейтринных осцилляций, то, как представляется, обсуждаемый здесь подход может в области $\Delta m^2 > 0.3$ (эВ²) существенно увеличить чувствительность к параметру смешивания по сравнению с экспериментами на ядерных реакторах [12] и ускорителях, исключая в последнем случае только эксперименты "на появление" $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ [13].

Авторы благодарят О.Займидорогу и А.Старостина за полезные обсуждения, И.Мачулина за помощь. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, гранты 97-02-16031 и 96-15-96640.

-
1. Г.С.Видякин, В.Н.Выродов, И.И.Гуревич и др., Письма в ЖЭТФ **55**, 212 (1992).
 2. М.Волошин, М.Высоцкий, Л.Окунь, ЖЭТФ **91**, 754 (1996).
 3. D.Oakley et al., *Astrophys. J.* **437**, 437 (1994).
 4. А.В.Дербин, ЯФ **57**, 236 (1994).
 5. G.Ranucci, TAUP-97 Conf., Nucl. Phys. B, Proc. Suppl., 1998, to be published.
 6. R.S.Raghavan, S.Schoenert, S.Enomoto et al., *Phys. Rev. Lett.* **80**, 635 (1998); F.Suekane, Talk at Tohoko Univ., 26.08, 1997, S.Schoenert, S.Enomoto Sendai, Jap., unpublished.
 7. А.Боровой, Л.Микаэлян, Ю.Чушкин, Отчет ИАЭ 12/1244, 1974; C.Arpesella et al., Borexino Proposal, INFN Report, Milano, 1991; O.Zaimidoroga, JINR Rapid Communications, 5/56/-92; L.Mikaelyan and I.Machulin, IAE Report 50.05-17/9, 1997.
 8. P.Vogel, *Phys. Rev. D* **29**, 1918 (1984); S.Fayans, *Sov. J. Nucl. Phys.* **42**, 590 (1985).
 9. P.Villian et al., *Phys. Lett. B* **335**, 246 (1994).
 10. D.A.Krakauer, R.L.Talga, R.C.Allen et al., *Phys. Lett. B* **252**, 177 (1990).
 11. N.Ferrary, G.Fiorentini, and B.Ricci, *Phys. Lett. B* **387**, 427 (1996).
 12. Y.Declais et al., *Phys. Lett. B* **338**, 383 (1994); B.Achkar et al., *Nucl. Phys. B* **534**, 503 (1995).
 13. J. Kleinfeller et al., In: Neutrino-96, Helsinki, p. 193, Conf. Proc., Ed. Enquist, World Sci.; C.Athanassopoulos, L.B.Auerbach, D.A.Bauer et al., *Phys. Rev. Lett.* **75**, 2650 (1995).