

**П И С Ь М А**  
**В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ**  
**И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ**

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ  
 ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 63, ВЫПУСК 10  
 25 МАЯ, 1996

Письма в ЖЭТФ, том 63, вып.10, стр.753 - 757

© 1996г. 25 мая

**ВЕРХНИЙ ПРЕДЕЛ НА ПОТОК СОЛНЕЧНЫХ АНТИНЕЙТРИНО**  
**ПО ДАННЫМ УСТАНОВКИ LSD**

*М.Альетта\*<sup>1)</sup>, С.Вернетто\*<sup>1)</sup>, К.Вигорито\*<sup>1)</sup>, П.Галеотти\*<sup>+1)</sup>,  
 В.Л.Дадыкин<sup>1)</sup>, Г.Т.Зацепин<sup>1)</sup>, К.Кастаньоли\*<sup>+1)</sup>, А.Кастеллина\*<sup>1)</sup>,  
 Е.В.Королькова<sup>1)</sup>, П.В.Корчагин<sup>1)</sup>, В.Б.Корчагин<sup>1)</sup>, В.А.Кудрявцев<sup>1)</sup>,  
 А.С.Мальгин<sup>1)</sup>, Л.Периале\*<sup>1)</sup>, О.Г.Ряжская<sup>1)</sup>, В.Г.Рясний<sup>1)</sup>,  
 О.Сааведра\*<sup>+1)</sup>, Дж.Тринкери\*<sup>1)</sup>, В.Фульджионе\*<sup>1)</sup>, Ф.Ф.Хальчуков<sup>1)2)</sup>,  
 В.Ф.Якушев<sup>1)</sup>*

*Институт ядерных исследований РАН  
 117312 Москва, Россия*

*\*Istituto di Cosmogeofisica del C.N.R.  
 10133 Turin, Italy*

*+ Istituto di Fisica Generale dell'Universita di Torino  
 10125 Turin, Italy*

Поступила в редакцию 9 апреля 1996 г.

С целью поиска потока электронных антинейтрино от Солнца, предсказываемого в модели спин-флейворной прецессии нейтрино, проведен анализ экспериментальных данных, полученных на жидкостном сцинтилляционном детекторе LSD. Установлен наиболее строгий в настоящее время верхний предел на отношение  $\bar{\nu}_e/\nu_e$ -потоков от Солнца:  $\Phi_{\bar{\nu}_e}/\Phi_{\nu_e} \leq 1.7\%$  (90% у.д.).

PACS: 14.60.St, 96.60.Kx

Интерес к поиску антинейтринного излучения от Солнца связан главным образом с отсутствием до настоящего времени решения проблемы солнечных нейтрино, которая состоит в более низком измеряемом в различных экспериментах [1-4] потоке солнечных нейтрино по сравнению с предсказываемым в рамках стандартной солнечной модели [5, 6].

<sup>1)</sup> M. Aglietta, C. Castagnoli, A. Castellina, V. L. Dadykin, W. Fulgione, P. Galeotti, F. F. Khalchukov, E. V. Korolkova, P. V. Kortchaguin, V. B. Kortchaguin, V. A. Kudryavtsev, A. S. Malguin, L. Periale, O. G. Ryazhskaya, V. G. Rjasny, O. Saavedra, G. C. Trincherro, S. Vernetto, C. Vigorito, V. F. Yakushev, G. T. Zatsepin

<sup>2)</sup> e-mail: khalchukov@vaxmw.tower.ras.ru

Одной из наиболее интересных идей решения проблемы солнечных нейтрино в настоящее время является предположение о существовании осцилляций [7] с участием электронных нейтрино. Если массы по крайней мере двух из собственных массовых состояний нейтрино различны, часть солнечных электронных нейтрино может перейти в нейтрино или антинейтрино другого аромата, и регистрируемый поток солнечных нейтрино уменьшится.

Кроме того, при определенных допущениях помимо подавления потока нейтрино возможно возникновение потока  $\bar{\nu}_e$  от Солнца. Такой эффект разрешен в рамках модели спин-флейворной прецессии нейтрино в магнитном поле конвективной зоны Солнца. Если электронное нейтрино имеет достаточно большой магнитный момент ( $\mu_\nu \geq 10^{-11} \mu_B$ , где  $\mu_B$  – магнетон Бора), то в сильном магнитном поле ( $B_0 \geq 10$  кГс), перпендикулярном движению нейтрино, может происходить прецессия спина нейтрино, в результате которой часть левоспиральных нейтрино будет превращаться в правоспиральные [8–10]. Тогда  $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ -конверсия может осуществляться через следующую цепочку переходов:  $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  [11, 12], где первый переход связан собственно со спин-флейворной конверсией, а второй – с вакуумными осцилляциями.

Ожидаемый поток  $\bar{\nu}_e$  от Солнца довольно трудно рассчитать, так как он зависит от недостаточно хорошо известных параметров: конфигурации и величины магнитных полей в конвективной зоне Солнца, распределения плотности вещества, величины магнитного момента нейтрино. Учет резонансного усиления спин-флейворной прецессии в веществе [11, 12] приводит к возможности образования потока электронных антинейтрино, который мог бы быть зарегистрирован на современных детекторах антинейтриноного излучения при определенных параметрах модели. Согласно оценкам, величина такого потока может достигать 2–3% от потока борных нейтрино [13]. При этом ожидаемый спектр солнечных  $\bar{\nu}_e$  практически не отличается от спектра исходных  $\nu_e$  [14].

Повышенный интерес в последнее время вызывает обнаружение антикорреляции между наблюдаемым в эксперименте Дэвиса потоком солнечных нейтрино и магнитным потоком в фотосфере Солнца [15, 16]. Если в дальнейшем этот результат будет подтвержден, то модель подавления потока солнечных нейтрино в результате спин-флейворной прецессии окажется достаточно правдоподобной. Регистрация потока солнечных антинейтрино, в особенности обнаружение предсказываемых вариаций потока [13, 14], могли бы подтвердить модель спин-флейворной прецессии нейтрино. С целью поиска возможного потока солнечных антинейтрино были проанализированы данные жидкостного сцинтилляционного детектора LSD.

Детектор LSD расположен в лаборатории под Монбланом на глубине  $5200 \text{ г/см}^2$  [17, 18] и состоит из 72 сцинтилляционных счетчиков. Сцинтилляционный счетчик представляет собой контейнер размером  $1.5 \times 1.0 \times 1.0 \text{ м}$ , изготовленный из нержавеющей стали и заполненный жидким сцинтиллятором. Счетчик содержит 1.2 т сцинтиллятора. Основу сцинтиллятора составляет уайт-спирит ( $C_n H_{2n}$ ,  $\bar{n} \approx 9.6$ ) [19]. Регистрация света от возбужденных молекул, возникающих при прохождении заряженной частицы через сцинтиллятор, осуществляется при помощи трех фотоумножителей ФЭУ-49Б, установленных на верхней стороне счетчика и включенных на совпадения для подавления фона, связанного с шумом фотоумножителей. Сигнал с анода каждого из трех фотоумножителей усиливается и дискриминируется по двум порогам: верхнему (5 МэВ) и нижнему (1 МэВ). Триггером для регистрации суммарной по 3

фотоумножителям амплитуды импульса является одновременное срабатывание трех дискриминаторов верхнего порога. После появления триггерного импульса энергетический порог понижается с 5 до 1 МэВ на время 500 мкс на всех счетчиках детектора. Это сделано для возможности детектировать нейтроны по их захвату на водороде сцинтиллятора с испусканием  $\gamma$ -кванта с энергией 2.2 МэВ и выделения электронных антинейтрино по реакции обратного  $\beta$ -распада:



Образовавшийся нейтрон замедляется и захватывается на свободном протоне, в результате чего образуется ядро дейтерия в возбужденном состоянии. Среднее время жизни нейтрона до захвата в счетчике LVD равно  $\tau_{cup} \approx 200$  мкс. Возбуждение дейтрона снимается испусканием  $\gamma$ -кванта с энергией  $E_\gamma = 2.2$  МэВ:



Таким образом, при взаимодействии антинейтрино с протоном сцинтиллятора детектором регистрируется два сигнала: первый связан с регистрацией позитрона, второй – с регистрацией гамма-кванта [20]. При этом второй сигнал запаздывает относительно первого на среднее время  $\tau_{cup}$ . Возможность регистрации двух коррелированных по времени сигналов позволяет значительно подавить фон. Эффективность регистрации солнечных антинейтрино в исследуемом диапазоне энергевыделений (7–17 МэВ) равна  $\eta \approx 0.54 \pm 0.02$ .

Так как нас интересуют антинейтринные события, то при анализе данных отбирались только события с одиночным триггером (триггер только в одном из счетчиков детектора). Кроме того, в анализ не включались события, которые следовали через временной интервал  $\leq 250$  мс после прохождения через установку мюона или каскада. Это позволяет существенно снизить фон долгоживущих в возбужденном состоянии ядер, возникающих после прохождения через установку мюонов или ядерных каскадов (множественный триггер).

С целью поиска  $\bar{\nu}_e$ -взаимодействий были проанализированы данные с 28 внутренних счетчиков. Полная экспозиция внутренних счетчиков составила 93.9 т-год. При анализе экспериментальных данных осуществлялся поиск таких событий, когда во временном интервале 20–450 мкс после появления триггерного импульса в том же самом сцинтилляционном счетчике регистрировался по крайней мере один низкоэнергичный импульс сопровождения. Наличие именно такой пары коррелированных по времени импульсов (триггер + импульс сопровождения) ожидается от реакции (1). Однако, так как выше нижнего порога регистрации присутствует некоторый постоянный фон, связанный главным образом с естественной радиоактивностью, то существует вероятность того, что после регистрации высокоэнергичного импульса в течение 20–450 мкс будет зарегистрирован случайный низкоэнергичный импульс, не вызванный радиационным захватом нейтрона от реакции (1). Таким образом, существует определенный темп счета имитированных фоном пар импульсов. Темп счета имитированных пар зависит от конкретного сцинтилляционного счетчика, а также от амплитуды триггерного импульса. Средний темп счета таких пар для внутренних счетчиков в интервале амплитуд триггерных импульсов 7–17 МэВ равен  $n = 5.7 \text{ год}^{-1}$ . Так как в эксперименте запуск нижнего канала регистрации производится не только после появления триггерного импульса в данном счетчике, но и в любом из других сцинтилляционных счетчиков

установки, то можно с хорошей точностью измерить фоновый темп счета импульсов сопровождения и, следовательно, рассчитать темп счета и количество имитируемых фоном пар импульсов для каждого из сцинтилляционных счетчиков. Тогда превышение зарегистрированного количества пар импульсов над ожидаемым за счет случайных совпадений должно быть обусловлено вкладом антинейтринных событий. Следует отметить, что в подземных антинейтринных экспериментах существует определенный фон, связанный с нейтронами высоких энергий, генерируемыми мюонами космических лучей [21, 22], которые могут дать триггерный импульс за счет реакций в сцинтилляторе и протонов отдачи, а импульс сопровождения – за счет захвата замедлившегося нейтрона. Однако, согласно нашим оценкам, этот источник фона не представляет существенной опасности в данной задаче, так как детектор LSD расположен достаточно глубоко и, кроме того, в анализ включались данные только с внутренних счетчиков детектора.

В диапазоне энергывыделений 7–17 МэВ было зарегистрировано 446 импульсов, имеющих сопровождение. При этом ожидаемое количество пар коррелированных импульсов, возникающих за счет случайных совпадений, равно 447.5. Таким образом, не наблюдается превышения зарегистрированного количества коррелированных событий над ожидаемым, и на основании этих данных можно установить лишь верхний предел на количество антинейтринных событий:

$$N_{\bar{\nu}} \leq 446 - 447.5 + 1.28\sigma \quad (90\% \text{ у.д.}) = 26.7. \quad (3)$$

Отметим, что среднеквадратичное отклонение  $\sigma$  вычисляется с учетом ошибки в определении величины ожидаемого количества коррелированных пар для каждого счетчика и для каждого сеанса измерений, так как темпы счета коррелированных пар могут меняться от счетчика к счетчику и от сеанса к сеансу. Однако, главным образом,  $\sigma$  определяется статистической ошибкой зарегистрированного количества коррелированных пар, так как ошибка их ожидаемого количества приблизительно на 2 порядка меньше. Полученный предел на  $N_{\bar{\nu}}$  соответствует пределу на темп счета установки:

$$n_{\bar{\nu}} \leq 26.7/93.9 \text{ год}^{-1} \cdot \tau^{-1} = 0.28 \text{ год}^{-1} \cdot \tau^{-1}. \quad (4)$$

Для сравнения результатов эксперимента с теоретическими предсказаниями был проведен расчет методом Монте-Карло ожидаемого темпа счета детектора LSD при регистрации солнечных антинейтрино в зависимости от их потока и диапазона регистрируемых амплитуд антинейтринных событий. Так как в исследуемом диапазоне энергий  $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ -конверсия может быть обусловлена, в основном, лишь борными нейтрино, то поток нейтрино мы предполагали равным потоку борных нейтрино, предсказываемому в рамках стандартной солнечной модели  $\Phi_{\nu} = 5.8 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  [5]. Тогда, согласно расчетам, ожидаемый темп счета  $\bar{\nu}_e$ -событий при потоке антинейтрино  $\Phi_{\bar{\nu}} = \Phi_{\nu}$  (100% конверсия) составляет  $16.3 \text{ год}^{-1} \cdot \tau^{-1}$ . При расчете отклика детектора был взят энергетический спектр солнечных антинейтрино из работы [13]. Из сравнения расчетного и измеренного темпов счета антинейтринных событий,  $n_{\bar{\nu}}$ , можно определить поток антинейтрино. Однако, как было указано выше, мы можем получить лишь верхний предел на  $n_{\bar{\nu}}$  и, следовательно, на поток антинейтрино. Тогда верхний предел на отношение потоков солнечных антинейтрино и

борных нейтрино будет равен

$$\frac{\Phi_{\bar{\nu}}}{\Phi_{\nu}} \leq \frac{0.28}{16.3} = 0.017 = 1.7\% \text{ (90\% у.д.)}. \quad (5)$$

Отметим, что этот предел является наилучшим в настоящее время экспериментальным ограничением на отношение  $\bar{\nu}/\nu$ -потоков от Солнца и в  $\geq 3$  раза более строг, чем это было получено ранее (5.8–6.3% [23–25]). Используя величину потока  $\Phi_{\nu}$ , получим предел на поток солнечных антинейтрино, который мог бы возникнуть при конверсии борных нейтрино:

$$\Phi_{\bar{\nu}} \leq 1.0 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \text{ (90\% у.д.)}. \quad (6)$$

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-19007).

1. R.Davis, Jr., Proc. 23rd ICRC (Calgary) **3**, 869 (1993).
2. K.S.Hirata, K.Inoue, T.Ishida et al., Phys. Rev. D **44**, 2241 (1993).
3. V.N.Gavrin, E.L.Faizov, A.V.Kalikhov et al., Proc. of Workshop "TAUP-93", Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) **35**, 412 (1994).
4. P.Anselmann, W.Hampel, G.Heusser et al., Phys. Lett. B **314**, 445 (1993).
5. J.N.Bahcall and M.N.Pinsonneault, Rev. of Mod. Phys. **64**, 885 (1992).
6. S.Turck-Chieze and I.Lopes, Astrophys. J. **408**, 347 (1993).
7. Б.М.Понтекорво, ЖЭТФ **34**, 247 (1958).
8. М.Б.Волошин, М.И.Высоцкий, Л.Б.Окунь, ЯФ **44**, 677 (1986).
9. М.Б.Волошин, М.И.Высоцкий, ЯФ **44**, 845 (1986).
10. М.Б.Волошин, М.И.Высоцкий, Л.Б.Окунь, Письма в ЖЭТФ **64**, 446 (1986).
11. E.Kh.Akhmedov, Phys. Lett. **213B**, 64 (1988).
12. C.Lim and W.J.Marciano, Phys. Rev. D **37**, 1368 (1988).
13. E.Kh.Akhmedov, A.Lanza, and S.T.Petcov, Phys. Lett. **348B**, 124 (1995).
14. E.Kh.Akhmedov, Труды Межд. школы LEWI-90, Дубна, **106** (1991).
15. D.S.Oakley, H.B.Snodgrass, R.K.Ulrich, and T.L.Van De Kop, Astrophys. J. **437**, L63 (1994).
16. V.N.Obridko and Yu.R.Rivin, Preprint of Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, Moscow, **9**, 1078 (1995).
17. G.Badino, G.F.Bologna, C.Castagnoli et al., Nuovo Cim. **7C**, 573 (1984).
18. M.Aglietta, P.Antonioli, G.Badino et al., Nuovo Cim. **9C**, 185 (1986).
19. А.В.Воеводский, В.Л.Дадькин, О.Г.Ряжская, ПТЭ №1, 85 (1970).
20. А.Е.Чудakov, О.Г.Рязьская, and G.T.Zatsepin, Proc. 13th ICRC (Denver) **3**, 2007 (1973).
21. F.F.Khalchukov, A.S.Malgin, V.G.Ryasny, and O.G.Ryazhskaya, Nuovo Cim. **6C**, 320 (1983).
22. А.С.Мальгин, О.Г.Ряжская, В.Г.Ряшный, Ф.Ф.Хальчуков, Письма в ЖЭТФ **36**, 308 (1982).
23. M.Aglietta, P.Antonioli, G.Badino et al., Astropart. Phys. **1**, 1 (1992).
24. Y.Suzuki, ICR-Report-294-93-6 (1993).
25. M.Aglietta, B.Alpat, E.D.Alyea et al., Proc. 24th ICRC (Rome) **4**, 1235 (1995).