

94-393



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P13-94-393

А.В.Голубчиков, О.А.Займидорога,
О.Ю.Смирнов, А.П.Сотников

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНОГО МОМЕНТА
НЕЙТРИНО ВПЛОТЬ ДО 3×10^{-12} МАГНЕТОНОВ
БОРА С ПОМОЩЬЮ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО
ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО КАЛОРИМЕТРА

Направлено в журнал «Ядерная физика»

1994

Введение

В настоящее время два экспериментальных факта: наблюдаемый недостаток солнечных нейтрино и антикорреляция потока нейтрино с солнечной активностью [1] - не согласуются с предсказаниями стандартной солнечной модели. Эти факты можно объяснить в рамках этой модели, если предположить наличие у нейтрино магнитного момента μ_ν порядка $\sim 10^{-11}$ магнетонов Бора. Стандартная модель взаимодействий элементарных частиц (квантовая хромодинамика и электрослабая теория), подтверждаемая многочисленными экспериментами, предсказывает для μ_ν существенно меньшее значение $\sim 10^{-19}$ магнетонов Бора. Экспериментально установленный предел на магнитный момент нейтрино составляет $\sim 4 \times 10^{-10}$ магнетонов Бора [1], таким образом обнаружение большого магнитного момента у нейтрино было бы прямым свидетельством отклонения от предсказаний Стандартной модели.

В последние годы были проведены теоретические исследования [2,3], показавшие возможность существования у нейтрино большого магнитного момента в случае нарушения Стандартной модели, например, путем расширения $SU(2) \times U(1)$ симметрии с включением лептонов правой киральности.

В настоящей работе предложен метод измерения магнитного момента нейтрино с помощью искусственного монохроматического источника нейтрино и полупроводникового низкотемпературного калориметра, позволяющий понизить экспериментальный предел μ_ν на два порядка величины.

1. Электромагнитная компонента в сечении $(\nu - e)$ - рассеяния

Наличие магнитного момента у нейтрино добавляет электромагнитную компоненту σ_{EM} к сечению $(\nu - e)$ - рассеяния:

$$\sigma_{\nu-e} = \sigma_{EM} + \sigma_W, \quad (1)$$

где сечение электромагнитного взаимодействия σ_{EM} :

$$\sigma_{EM} = \frac{d\sigma_{\#}}{dT} = \mu_{\nu}^2 \frac{\pi\alpha^2}{m_e^2} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{E_{\nu}} \right), \quad (2)$$

и сечение слабого взаимодействия σ_W :

$$\sigma_W = \frac{d\sigma_{\#}}{dT} = \sigma_0 [Q_L^2 + Q_R^2 (1 - \frac{T}{E_{\nu}})^2 - Q_L Q_R \frac{T m_e c^2}{E_{\nu}^2}], \quad (3)$$

где

μ_{ν} - магнитный момент нейтрино в магнетонах Бора;

α - постоянная тонкой структуры;

$\sigma_0 = 88.03 \times 10^{-46} \text{ см}^2/\text{МэВ}$;

E_{ν} - энергия нейтрино;

T - кинетическая энергия электрона отдачи;

$Q_L = \frac{1}{2} + \sin^2\theta_W$ и $Q_R = \sin^2\theta_W$;

θ_W - угол Вайнберга, $\sin^2\theta_W = 0.238$;

Для рассеяния антинейтрино - электрон $Q_L = \sin^2\theta_W$ и $Q_R = \frac{1}{2} + \sin^2\theta_W$.

Из сравнения формул (2) и (3) видно, что спектры электронов отдачи для электромагнитного и слабого взаимодействий сильно различаются: σ_{EM} растет при малых энергиях электронов как $\frac{1}{T}$, в то время как σ_W практически постоянно при тех же T (см. рис.1). Из рисунка 1 видно, что в области малых T $\sigma_{EM} > \sigma_W$, например, для $\mu_{\nu} = 10^{-11}$ магнетонов Бора при $T < 5$ кэВ, а для $\mu_{\nu} = 10^{-12}$ магнетонов Бора при

$T < 2$ кэВ. Таким образом, вклад магнитного рассеяния нейтрино на электроне может быть определен по интегральному упругому сечению.

В работах [4,5,6] была показана возможность использования монохроматического искусственного источника нейтрино для измерения магнитного момента нейтрино.

При использовании в качестве источника нейтрино Fe^{55} , испускающего монохроматические нейтрино с энергией 231 кэВ, максимальная энергия электрона отдачи составляет 109 кэВ.

В таблице 1 приведены полные электромагнитные и слабые сечения упругого рассеяния нейтрино в пределах от порога детектора до $T_{max} = 109$ кэВ для различных значений μ_ν .

Таблица 1: Сечения $(\nu_e - e)$ - рассеяния

$T_{порог}$ [кэВ]	$\sigma_W [\times 10^{-16} \text{см}^2]$	$\sigma_{EM} [\times 10^{-46} \text{см}^2]$		
		$\mu_\nu = 10^{-11} \mu_B$	$\mu_\nu = 5 \times 10^{-12} \mu_B$	$\mu_\nu = 3 \times 10^{-12} \mu_B$
1 кэВ	4.621	1.054	0.264	0.095
2 кэВ	4.568	0.882	0.221	0.079
3 кэВ	4.516	0.782	0.196	0.07
5 кэВ	4.412	0.657	0.164	0.059

На рис.2 представлено отношение полных сечений $\frac{\sigma_{EM}}{\sigma_W}$ для различных порогов детектора (1, 2, 3 и 5 кэВ) в зависимости от магнитного момента нейтрино. Видно, что электромагнитный вклад в сечение $(\nu - e)$ - рассеяния позволит измерить магнитный момент нейтрино вплоть до $\mu_\nu = 3 \times 10^{-12}$ магнетонов Бора, если определить сечение $(\nu - e)$ - рассеяния с точностью в несколько процентов. Это на два порядка ниже установленного на настоящий момент предела.

Таким образом достаточно точное измерение дифференциального сечения упругого $(\nu - e)$ - рассеяния в области низких энергий позволит определить магнитный момент ней-

трино из сравнения вкладов в нейтринно-электронное рассеяние электромагнитного и слабого взаимодействия.

2. Детектор

Для регистрации электрона отдачи от упругого ($\nu - e$)-рассеяния предполагается использовать низкотемпературный полупроводниковый детектор с одновременной регистрацией ионизации и тепловыделения. На рисунке 3 изображена схема предлагаемой лабораторной установки. Источник нейтрино, помещенный в свинцовую защиту, окружен собственно детектором. Детектор состоит из $\sim 400-450$ дисков полупроводника диаметром 8-9 сантиметров и толщиной ~ 500 микрон. Такая толщина детектора позволяет полностью регистрировать электроны отдачи с энергией менее 200 кэВ. Для подавления шумов и достижения хорошего разрешения предлагается использовать детектор при сверхнизких температурах.

Для существенного подавления фона предполагается одновременно измерять ионизационный и тепловой сигналы от электрона отдачи в совпадении. Кремниевый детектор при низких температурах $\sim 10 - 100$ мК помимо измерения ионизации от нейтринного взаимодействия, будет служить в качестве болометра, измеряющего выделенное тепло от того же взаимодействия.

При 50 мК теплоемкость 100 граммов кремния составляет 10^{-10} Дж/К [7], так что выделение в отдельном детекторе энергии в 100 кэВ дает подъем температуры $\sim 20-30$ мК.

При низких температурах теплоемкость зависит от дебаевской температуры кристалла, и бросок температуры ΔT определяется выделенной энергией ΔE :

$$\Delta T = k \Delta E \left(\frac{T_{\text{Дебая}}}{T_{\text{Детектора}}} \right)^3, (3)$$

где ΔE - выделенная энергия; k - коэффициент, пропорциональный теплоемкости.

Температуры Дебая известных полупроводников таковы: Si - 645 К; GaAs - 344 К; Ge - 377 К.

При прочих равных условиях для детекторов из GaAs и Ge необходима температура детектора в 6-8 раз ниже, чем для кремниевого детектора.

Принципиальная возможность одновременной регистрации ионизации и выделенного тепла показана, например, в работе [8], где для этих целей использовался германиевый диск, на поверхности которого были размещены германиевые термисторы. В подобном детекторе при регистрации ионизации было получено разрешение в 700 эВ, при регистрации теплового сигнала 1 кэВ, а порог составил всего 2 кэВ [9].

3. Источник нейтрино

В качестве лабораторного источника нейтрино может быть использован Fe^{55} с временем жизни $T_{1/2}=2,7$ года и монохроматичной энергией нейтрино 231 кэВ. Максимальная энергия электронов отдачи - 109 кэВ. Источник интенсивностью в 2.6 МКи (что составляет 1.1 кг Fe^{55}), размещенный внутри детектора (см. рис.3), будет вызывать сигнал, в 25 раз превышающий сигнал от солнечных нейтрино. Такая интенсивность соответствует потоку нейтрино $\sim 10^{17}$ 1/сек.

Монохроматичный источник Fe^{55} наиболее перспективен для измерений с детектором, работающим при низких температурах, так как он выделяет небольшое количество тепла и не требует специального охлаждения.

Существенным преимуществом использования лабораторного источника в подобном эксперименте является возможность его удаления (возможность измерять "чистый" фон в

отсутствие источника), что решает проблему точного определения всевозможных фонов.

Тепловыделение в источнике активностью в 2.6 МКи составляет ~ 90 Вт, теплоотвод не представит технической проблемы.

При электронном захвате возможно испускание кванта внутреннего тормозного излучения, вероятность испускания для Fe^{55} составляет $\sim 4 \times 10^{-5}$ на один распад, т.е. для рассматриваемого источника в 2.6 МКи - 104 γ -кванта в секунду с максимальной энергией 230 кэВ.

Для уменьшения объема источника можно использовать одно из соединений железа с высоким удельным содержанием железа.

Для уменьшения толщины свинцовой защиты вокруг источника, контейнер предлагается сделать из вольфрама ($\rho = 19.3 \text{ г/см}^3$).

Ожидаемая скорость счета событий упругого нейтрино-электронного рассеяния за счет слабого взаимодействия (2) для источника в 2.6 МКи и полупроводникового калориметра объемом в 1 литр для интервала энергий 2-110 кэВ составит до 15 событий в день для слабого взаимодействия. Солнечные нейтрино при этом дают пренебрежимо малый вклад ~ 0.1 события в день.

4. Фон

Источником фоновых событий являются события, вызванные внешними источниками или внутренней радиоактивностью детектора. В подземной лаборатории в Гран Сассо, где предполагается разместить установку, основной внешний фон идет от скальных пород (события, иницируемые взаимодействием нейтронов и фотонов в детекторе). Спектральная плотность на килограмм детектора $\sim 0.550 \frac{\text{событий}}{\text{день} \times \text{МэВ}}$ [10].

Для области энергий менее 150 кэВ внешний фон составляет ~1 событие в день для рассматриваемого калориметра. Система сцинтилляционных счетчиков, окружающая детектор, обеспечит "активную защиту" детектора.

Что касается внутреннего фона, то он обусловлен естественной радиоактивностью материалов детектора от ураноториевого ряда. Альфа-излучатели не дают вклада в рассматриваемой области энергий. Кроме того, из этого ряда только бета-излучатели с малой энергией будут давать вклад в эффект. На рисунке 4 представлена спектральная плотность фоновых событий, обусловленных наличием урана-тория, для различной степени очистки полупроводника. Очистка полупроводника до 10^{-14} граммов урана-тория на грамм полупроводника позволит практически полностью избавиться от внутреннего фона.

Часть этого фона можно исключить, изучая временные корреляции событий (цепи распадов). То обстоятельство, что детектор состоит из 400 отдельных детекторов, является дополнительной возможностью для дискриминации фона.

5. Ожидаемый эффект

Эффект будет тем больше, чем больше интенсивность источника, чем больше используется полупроводника, а также в зависимости от того, насколько удастся подавить внешний фон и очистить используемые конструкционные материалы.

Ожидаемая скорость счета событий упругого ($\nu - e$) рассеяния за счет слабого взаимодействия (2) для источника в 2.6 МКл (10^{17} нейтрино/сек) составит при $T_{иорор} = 2$ кэВ :

$$N_{IV} = 5.6 \times d[\text{см}] \frac{1}{\text{день}},$$

где d - "эффективная" толщина детектора (в 4π -геометрии).

1.1 кг Fe_2O_3 помещается в металлический контейнер с внутренним радиусом 4 см. Для 1 л полупроводника (400 дис-

ков диаметром 8 см и толщиной 500 мкм) можно добиться эффективной толщины детектора около 2.5 см.

Для такой толщины будем иметь;

$$N_W \approx 14.0 \frac{1}{\text{день}}$$

$$N_{EM}(\mu_\nu = 5 \times 10^{-12} \text{ магнетонов Бора}) \approx 0.7 \frac{1}{\text{день}}$$

$$N_{EM}(\mu_\nu = 10^{-11} \text{ магнетонов Бора}) \approx 2.7 \frac{1}{\text{день}}$$

Для чистоты полупроводника $\leq 10^{-14}$ г/г внутренний фон составит:

$$N_{Bk, \text{внутр}} \leq 1 \frac{1}{\text{день}},$$

ожидаемый внешний фон:

$$N_{Bk} \approx 1 \frac{1}{\text{день}}$$

На рисунке 5 представлена спектральная плотность счета событий в таком детекторе с учетом фона для нескольких значений μ_ν . Описанный метод представляет уникальную возможность определения фона в отсутствие источника.

Таким образом, длительная экспозиция установки в течение нескольких лет позволит с точностью 1-2 процента измерить упругое сечение слабого взаимодействия и зарегистрировать $\sim 100 - 150 \frac{\text{событий}}{\text{год}}$ магнитного рассеяния, если магнитный момента нейтрино 3×10^{-12} магнетонов Бора.

В заключение хотим отметить, что данный детектор может быть также использован для поисков "темной" материи по регистрации когерентной отдачи ядра.

Авторы признательны Тищенко Оксане за помощь в оформлении статьи.

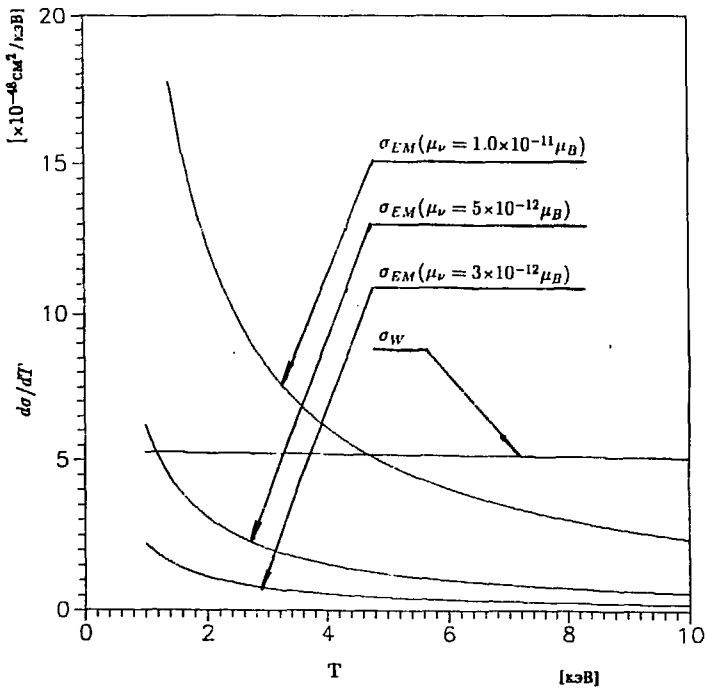


Рис.1. Спектры электронов отдачи для слабого σ_W и электромагнитного σ_{EM} взаимодействий.

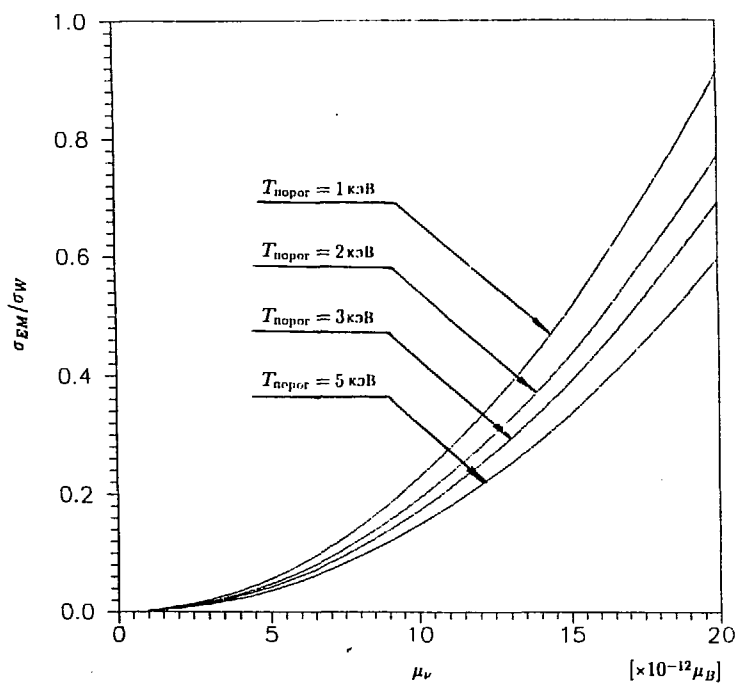


Рис.2. Отношение полных сечений для различных значений порога детектора (1,2,3 и 5 кэВ) в зависимости от магнитного момента нейтрино.

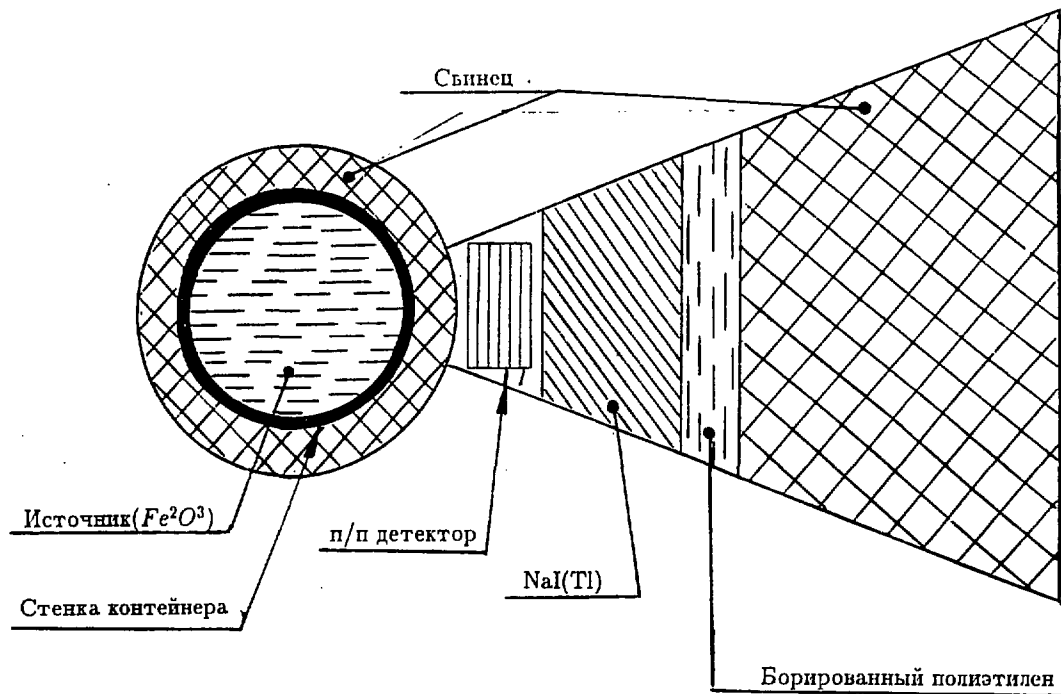


Рис.3. Схема одного сегмента предлагаемой лабораторной установки для определения магнитного момента нейтрино.

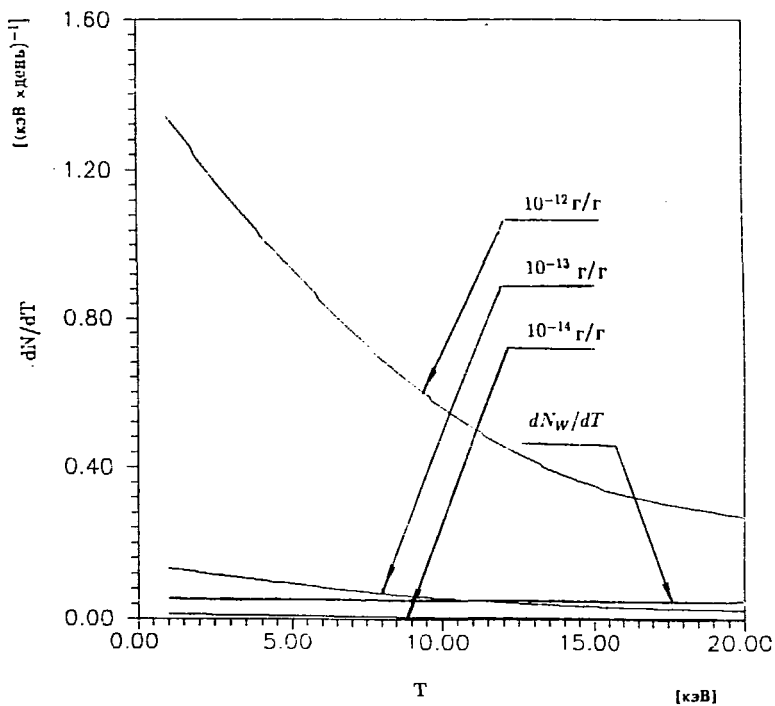


Рис.4. Спектральная плотность внутреннего фона в 1 литре Ge-детектора, обусловленного естественной радиоактивностью, при различной степени очистки.

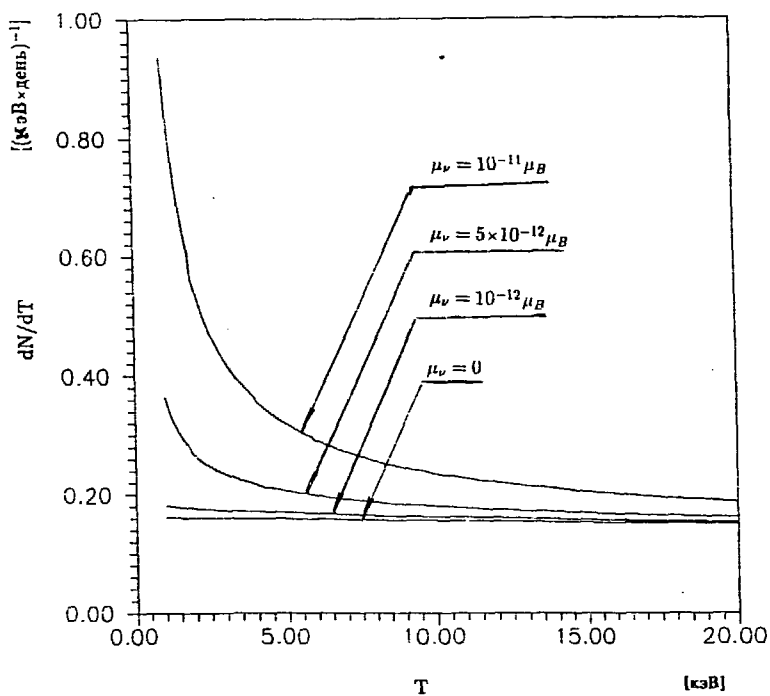


Рис.5. Спектральная плотность счета событий в детекторе при различных значениях магнитного момента нейтрино (1 литр Ge, очищенного до 10^{-14} г/г; активность источника— 2.6МКи).

Литература

1. Vogel P., Engel J., Phys.Rev., 1989, D39, p.3378.
2. Окунь Л.Б., Волошин М., Высоцкий М., ЖЭТФ, 1986, 64, стр. 446.
3. Ахмедов Е., ЯФ., 1988,47, стр. 689.
4. Raghavan R., Raghavan P., Zaimodoroga O. - Proceedings of 25th High Energy Conference, Singapore, August, 1990.
5. Zaimidoroga O.A.
"Experimental possibility of measuring the magnetic moment of neutrino up to 10^{-11} of Bohr magneton with a neutrino source".
JINR Rapid Communications. 5[56]-92, Dubna 1992, p.39.
6. Голубчиков А.В., Займидорога О.А., Смирнов О.Ю.
"Исследование нейтрино- электронного рассеяния с помощью высокоинтенсивных источников нейтрино".
Краткие Сообщения ОИЯИ, No.2[59]-93, Дубна 1993, стр.47.
7. E.Fiorini, Physica B169 (1991), p.388.
8. B.Sadoulet, Proc. of the Texas/ESO-CERN dark matter conf., Brighton, 1991.
9. T.Shutt et al. NIM A326(1993), p.166.
10. C.Arpesella et al. Borexino at Gran Sasso. Proposal for a real time detector for low energy solar neutrinos. Vol 1. 1991. Edited by: Dept. of Physics of the University of Milano and Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Milano- Italy.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 октября 1994 года.