

# СЕЗОННЫЕ МОДУЛЯЦИИ ЭНЕРГИИ МЮОНОВ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ПОД ЗЕМЛЕЙ

А. С. Мальгин\*

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН)  
117312, Москва, Россия

Поступила в редакцию 3 декабря 2014 г.

В эксперименте LVD (Large Volume Detector) были определены параметры сезонных модуляций интенсивности мюонов и генерируемых ими (космогенных) нейтронов при средней энергии мюонов 280 ГэВ. Модуляции мюонов и нейтронов вызываются температурным эффектом — сезонными изменениями температуры и плотности верхних слоев атмосферы. Проведенный в данной работе анализ приводит к заключению, что основным источником вариации космогенных нейтронов под землей являются вариации средней энергии потока мюонов, так как энергия мюонов более чувствительна к температурному эффекту, чем их интенсивность. На основании данных за семь лет работы детектора определены параметры сезонных модуляций средней энергии мюонов и потока космогенных нейтронов на глубине LVD.

DOI: 10.7868/S0044451015070000

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Сегодня активно обсуждается связь годовых модуляций темпа счета событий, наблюдаемых в экспериментах по поиску частиц темной материи [1–4], с сезонными вариациями потока мюонов под землей. Вариации интенсивности мюонов на больших глубинах рассматриваются как возможный источник годовых модуляций событий в низкофоновых детекторах. Предполагается, что модуляции могут производиться космогенными нейтронами, поток которых линейно связан с варьирующимся потоком мюонов.

Причина сезонных вариаций мюонов на уровне моря и под землей известна [5–7]. Это температурный эффект, приводящий к изменению плотности земной атмосферы и ее высоты в результате нагрева летом и остывания зимой. Уменьшение плотности верхних слоев атмосферы (стратосферы) за счет расширения при нагреве приводит, с одной стороны, к увеличению вероятности распадов  $\pi \rightarrow \mu$  заряженных пионов первых поколений широких атмосферных ливней (ШАЛ) и соответствующему уменьшению числа пионов (и числа их распадов  $\pi \rightarrow \mu$ ) в последних поколениях. С другой стороны, расширение атмосферы увеличивает вероятность распадов

$\mu \rightarrow e$  на пути к земле мюонов низкоэнергетической области спектра. Первый факт — увеличение вероятности распадов  $\pi \rightarrow \mu$  — дает положительный температурный эффект, наблюдаемый в потоке мюонов высоких энергий. Последние два факта, связанные с мюонами низких энергий, приводят к отрицательному температурному эффекту — снижению интенсивности мюонов на уровне моря, где средняя энергия мюонов около 4 ГэВ. Наблюдаемые вариации мюонов определяются суммарным действием отрицательного и положительного эффектов. Отрицательная слагаемая доминирует примерно до 20 метров водного эквивалента (м в.э.). С увеличением глубины ее вклад уменьшается и, начиная приблизительно с 200 м в.э. ( $\bar{E}_\mu \approx 35$  ГэВ), становится пренебрежимо малым. Глубин больше 2 км в.э. могут достичь мюоны с энергией выше 1 ТэВ, которые образуются при энергиях  $pA$ -взаимодействия более 100 ТэВ. Положительный температурный эффект четко наблюдается на больших подземных установках [8–10]. Существуют также незначительные положительные суточные вариации интенсивности мюонов. Они не будут обсуждаться, так как не влияют на сигналы подземных детекторов. Можно отметить, что температурный эффект нарастает при движении от экватора к полюсу. На широте около  $60^\circ$  амплитуда сезонных колебаний потока мюонов на порядок выше, чем вблизи экватора.

\*E-mail: malgin@lngs.infn.it

Положительный температурный эффект увеличивает вероятность распада пионов первых поколений ШАЛ. Это должно приводить не только к росту интенсивности мюонов на больших глубинах, но и к увеличению их средней энергии. Ниже будут сделаны оценки сезонных вариаций средней энергии мюонов и вариаций числа образуемых мюонами нейтронов по данным установки LVD [9, 11].

## 2. ОПИСАНИЕ ДЕТЕКТОРА

Установка LVD детально описана в работах [9, 12, 13]. Основная задача детектора — поиск всплесков нейтринного излучения от гравитационного коллапса ядра звезды. Здесь отметим характеристики LVD и падающего на детектор потока мюонов, существенные для обсуждаемой проблемы. Детектор включает в себя 840 сцинтилляционных счетчиков, объединенных в три одинаковые башни с размерами около  $6.5 \times 13.0 \times 10.0$  м<sup>3</sup> каждая. Счетчик имеет форму прямоугольного параллелепипеда  $1.5 \times 1.0 \times 1.0$  м<sup>3</sup> и содержит примерно 1.2 т жидкого сцинтиллятора. Счетчики находятся в ячейках со стальными стенками, масса которых приблизительно равна массе сцинтиллятора. Счетчики в башне установлены на 7 уровнях, по 40 счетчиков на уровне.

Интенсивность мюонов на глубине установки  $I_0^\mu = (3.31 \pm 0.03) \cdot 10^{-4}$  м<sup>-2</sup> · с<sup>-1</sup> [14]. Пороговая энергия мюона для достижения глубины установки равна 1.3 ТэВ [12]. Ионизационные потери вертикального мюона в установке составляют в среднем около 2.2 ГэВ. Зенитный угол максимальной интенсивности мюонов  $\theta_{max} = 28^\circ$ . Критерии отбора мюонных событий из всех детектируемых сигналов задают темп счета мюонных событий в башне приблизительно  $1.2$  мин<sup>-1</sup>. Средняя энергия одиночных мюонов —  $(270 \pm 18)$  ГэВ, мюонов в парах —  $(381 \pm 21)$  ГэВ [15]. Одиночные мюоны составляют примерно 90 % от числа мюонных событий. Средняя энергия потока мюонов  $\bar{E}_\mu = 280$  ГэВ. Ниже будет использоваться эта величина.

## 3. МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЧИСЛА НЕЙТРОНОВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ МЮОНАМИ В УСТАНОВКЕ LVD

Нейтроны генерируются мюонами в сцинтилляторе и элементах стальной структуры установки. Эффективность регистрации нейтронов, образованных в сцинтилляторе и равномерно распределенных

в объеме счетчика, около 50 %. Нейтроны, образованные в железе, регистрируются с эффективностью примерно 20 %. При определении числа генерируемых нейтронов используется метод задержанных совпадений: во временном интервале 1 мс после прохождения мюона через установку регистрируются  $\gamma$ -кванты от захвата нейтрона свободным протоном сцинтиллятора или ядром железа в стальной структуре.

В анализ включаются счетчики, через которые прошел мюон, а также находящиеся рядом с ними. Получаемое суммарное по всем мюонам и счетчикам временное распределение импульсов описывается функцией  $N(t) = N_0 \exp(-t/\tau_\gamma) + B$ . При постоянной величине  $B$ , задающей фон измерений, и известном времени  $\tau_\gamma = 180$  мкс определяется величина  $N_0$ . Произведение  $N_0\tau_\gamma$  дает число зарегистрированных  $\gamma$ -квантов во временном диапазоне от 0 до  $\infty$ . Используя величину  $N_0\tau_\gamma$  и учитывая эффективность регистрации нейтронов (включающей в себя эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов), получаем количество нейтронов  $N_n^{tot}$ , образовавшихся в отобранных мюонных событиях.

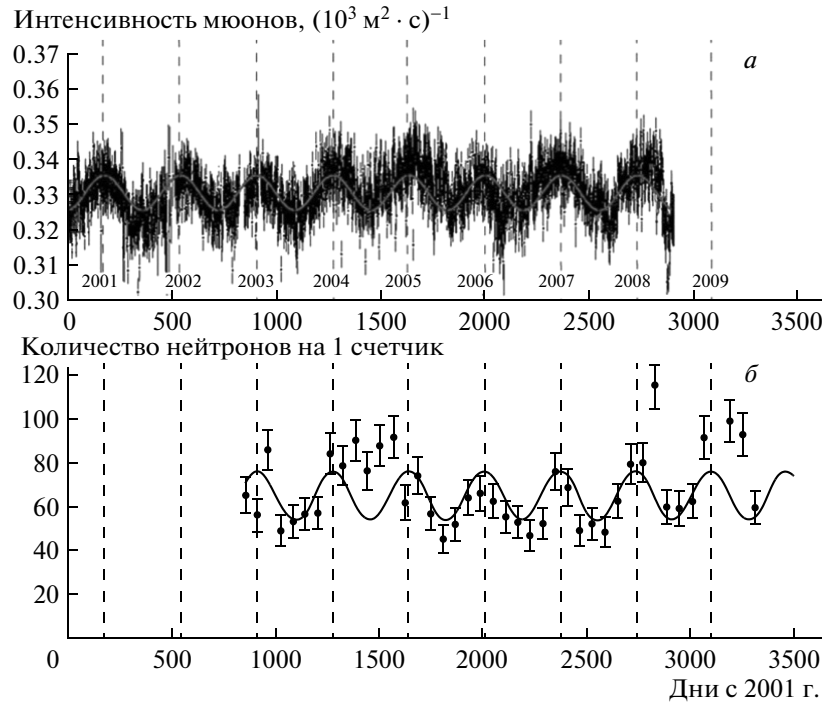
## 4. СЕЗОННЫЕ МОДУЛЯЦИИ СРЕДНЕЙ ЭНЕРГИИ ПОТОКА МЮОНОВ И ГЕНЕРИРУЕМЫХ ИМИ НЕЙТРОНОВ

В работе [9] была получена временная зависимость  $I^\mu(t)$  потока мюонов в день за восемь лет работы LVD ( $21.5 \cdot 10^6$  мюонных событий) начиная с 1 января 2001 г. (рисунок а):

$$I^\mu(t) = I_0^\mu + \delta I^\mu \cos \left[ \frac{2\pi}{T}(t - t_0^\mu) \right]. \quad (1)$$

Средняя интенсивность  $I_0^\mu$  составила  $(3.31 \pm 0.03) \times 10^{-4}$  м<sup>-2</sup> · с<sup>-1</sup>, период модуляций  $T = (367 \pm 15)$  сут. Фаза  $t_0^\mu = (185 \pm 15)$  сут соответствует максимуму интенсивности мюонов в начале июля. Модуляции интенсивности имеют амплитуду  $\delta I^\mu = (5.0 \pm 0.2) \times 10^{-4}$  м<sup>-2</sup> · с<sup>-1</sup>. Полученные параметры модуляций согласуются с измерениями в эксперименте MACRO на такой же, как LVD, глубине [8]. С величинами параметров LVD и MACRO согласуются также результаты измерений интенсивности мюонов на установке BOREXINO (2007–2011 гг.,  $4.6 \cdot 10^6$  мюонов), находящейся вблизи LVD [10].

На LVD были определены также вариации числа нейтронов, генерируемых потоком мюонов в веществе детектора [11]. Для этого были проанализированы данные в период с 1 апреля 2003 г. по 1 апреля



а) Вариации интенсивности мюонов в день за 8 лет работы установки LVD. б) Число нейтронов от мюонов в расчете на один счетчик; каждая точка представляет данные за два месяца работы установки LVD

2010 г. С целью увеличения статистики число нейтронов от мюонов определялось с шагом 60 сут (рисунки б). При аппроксимации экспериментальных данных функцией

$$N(t) = N_0 + \delta N \cos \left[ \frac{2\pi}{T} (t - t_0^n) \right] \quad (2)$$

наилучшее согласие фитирующей кривой с экспериментальными точками достигается при следующих параметрах функции:  $N_0 = 65.0 \pm 2.2$ ,  $\delta N = 9.3 \pm 3.9$ ,  $T = 1$  г.,  $t_0^n = 185 \pm 18$  сут. Полученная фаза  $t_0^n$  согласуется с фазой вариаций мюонов  $t_0^\mu$  [11].

Максимальное относительное увеличение числа нейтронов составляет

$$k_n = \frac{N^{max}}{N_0} = 1 + \frac{5N}{N_0} = 1.143. \quad (3)$$

Аналогичную величину можно получить для интенсивности мюонов с использованием параметров функции (1):

$$k_n^I = 1.015.$$

Выше было отмечено, что число нейтронов, регистрируемых детектором за 60 сут, должно зависеть как от количества мюонов, прошедших через детектор за это время, так и от их энергии. В таком случае

$$k_n = k_n^I k_n^E, \quad (4)$$

откуда получаем

$$k_n^E = k_n / k_n^I = 1.126, \quad (5)$$

$k_n^E$  — коэффициент, учитывающий максимальное изменение энергии  $\bar{E}_\mu$ . Известно, что зависимость числа нейтронов от энергии мюона можно описать степенной функцией  $E_\mu^\alpha$ , следовательно,

$$k_n^E = \left( \frac{E_\mu^{max}}{\bar{E}_\mu} \right)^\alpha. \quad (6)$$

Отсюда определяем максимальное значение средней энергии потока мюонов (летнее значение) в зависимости от среднегодовой величины  $\bar{E}_\mu$ :

$$E_\mu^{max} = (k_n^E)^{1/\alpha} \bar{E}_\mu. \quad (7)$$

Величина  $\alpha$  исследовалась теоретически и экспериментально, она ограничена значениями 0.7 и 0.8 [16–18]. Наилучшее согласие с экспериментальными данными по измерению выхода нейтронов наблюдается при  $\alpha = 0.78$  [19].

Подставляя это значение в (7), при  $\bar{E}_\mu = 280$  ГэВ находим

$$E_\mu^{max} = 326 \text{ ГэВ.}$$

Таким образом, полагая, что сезонные вариации энергии и интенсивности мюонов имеют одно происхождение и что отклонения  $E_\mu^{max} - \bar{E}_\mu$  и  $\bar{E}_\mu - E_\mu^{min}$  равны друг другу (так как  $\alpha$  близка к 1), получаем общий вид функции изменения во времени энергии  $E_\mu(t)$ , усредненной по потоку мюонов:

$$E_\mu(t) = \bar{E}_\mu + \delta E_\mu \cos \left[ \frac{2\pi}{T} (t - t_0^\mu) \right]. \quad (8)$$

На глубине LVD  $\bar{E}_\mu = 280$  ГэВ,  $\delta E_\mu = 46$  ГэВ; относительная амплитуда модуляций средней по потоку мюонов энергии составляет 16 %.

Принимая во внимание зависимость от глубины грунта температурного коэффициента  $\alpha_T$  (уменьшение величины  $\alpha_T$  с уменьшением глубины), связывающего сезонные вариации интенсивности мюонов  $\Delta I^\mu / I^\mu$  с вариациями температуры атмосферы  $\Delta T / T$  [4, 6, 8], следует ожидать соответствующей зависимости от глубины коэффициента  $k_n^E$  и, как следствие, величины  $E_\mu^{max}$ .

Полученная амплитуда  $\delta E_\mu = 46$  ГэВ имеет неопределенность около 60 %, что связано в основном с ошибкой определения величины  $\delta N$  около 40 %. Это объясняется значительным разбросом экспериментальных точек относительно фитирующей функции  $N(t)$ , возникающим по двум причинам, во-первых, из-за сильной положительной связи энергии мюонов с их интенсивностью. Как видно на рисунке 6, в период 2004–2005 гг. и летом 2008 г. величины  $I^\mu(t)$  и  $N(t)$  заметно отклонились от функций (1) и (2) в сторону больших значений. Второй причиной является фитирование зависимости  $N(t)$  косинусоидальной функцией (2) при  $\delta N = \text{const}$ . Помимо увеличения статистики точность определения амплитуды  $\delta N$  можно повысить, нормируя величину  $N$  на число мюонов, а также вводя в функцию (2) коэффициент, учитывающий связь амплитуды модуляций  $\delta N$  с отклонением интенсивности  $I^\mu(t)$  от значения функции (1) на интервале времени определения числа нейтронов. В этом случае амплитуда  $\delta N$  будет являться средним значением за весь период измерений. Указанные поправки могут повысить достоверность величины фазы  $t_0^\mu$ , точность определения которой около 10 % по данным рисунка 6 представляется завышенной.

Поток нейтронов, будучи зависимым от интенсивности  $I^\mu$  и энергии  $E_\mu$ , также испытывает сезонные вариации. Среднегодовая величина потока нейтронов на данной глубине  $H$  выражается формулой:

$$F_0(H) [n \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}] = I_0^\mu(H) Y(\bar{E}_\mu) \lambda_n, \quad (9)$$

$I_0^\mu(H)$  [ $\mu \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ] — среднегодовая глобальная интенсивность мюонов на глубине  $H$ ;  $Y(\bar{E}_\mu, A) \times [n/\mu/(\text{г}/\text{см}^2)]$  — выход нейтронов в веществе с массовым числом  $A$  при энергии мюонов  $\bar{E}_\mu$  [ГэВ], соответствующей данной глубине;  $\lambda_n$  [ $\text{г}/\text{см}^2$ ] — длина релаксации нейтронов с энергетическим спектром космогенных нейтронов (около 40  $\text{г}/\text{см}^2$  для стандартного грунта,  $A = 22$ ,  $Z = 11$ ).

Используя формулу для выхода, полученную в работе [19]:

$$Y(\bar{E}_\mu, A) = b \bar{E}_\mu^{0.78} A^{0.95}, \quad b = 4.4 \cdot 10^7 \text{ см}^2 \cdot \text{г}^{-1}, \quad (10)$$

приходим к выражению для потока нейтронов в веществе с массовым числом  $A$ :

$$F_0(H) = b \lambda_n I_0^\mu(H) \bar{E}_\mu^{0.78} A^{0.95}. \quad (11)$$

Учитывая величину  $k_n = 1.143$ , получаем выражение для сезонных модуляций потока космогенных нейтронов на глубине LVD, образованных в веществе  $A$ :

$$F_0(t) = F_0(H_0) \left[ 1 + 0.143 \cos \left( \frac{2\pi}{T} (t - t_0^n) \right) \right].$$

Усиление годовых модуляций потока космогенных нейтронов, по сравнению с потоком мюонов, вызывает желание связать с ними модуляции сигнала в эксперименте DAMA/LIBRA [20]. Этому противоречит различие фаз модуляций потока нейтронов  $t_0^n = 185 \pm 18$  сут (максимум — начало июля) и сигнала  $t_0^{D/L} = 152.5$  сут (максимум — 2 июня). Тем не менее, с учетом большой неопределенности фазы  $t_0^n$ , в значительной мере связанной с сезонными колебаниями температуры, влияние модуляций потока нейтронов на сигнал DAMA/LIBRA пока исключить нельзя.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основным источником сезонных вариаций потока космогенных нейтронов под землей являются вариации  $\delta E_\mu$  средней энергии потока мюонов. Относительная амплитуда вариаций нейтронов, связанная с  $\delta E_\mu$ , на порядок превышает относительную амплитуду модуляций  $\delta I^\mu$ . Это объясняется более сильной, по сравнению с  $I^\mu$ , зависимостью энергии  $\bar{E}_\mu$  от температурного эффекта. Сезонные изменения потока космогенных нейтронов, ввиду их заметной величины, нужно принимать во внимание при измерениях выхода нейтронов. Температура верхних слоев

атмосферы, помимо сезонных модуляций, испытывает в течение года нерегулярные изменения. В результате число нейтронов, образуемых мюонами под землей, значительно отклоняется от гармонической функции (2) с нарушением постоянства амплитуды модуляций  $\delta N$  и фазы колебаний  $t_0^n$ . Это следует учитывать при анализе фона в низкофоновых подземных экспериментах.

### ЛИТЕРАТУРА

1. R. Bernabei, arXiv:1409.3516.
2. J. P. Ralston, arXiv:1006.5255.
3. K. Blum, arXiv:1110.0857.
4. J. H. Davis, Phys. Rev. Lett. **113**, 081302 (2014), arXiv:1407.1052.
5. P. M. Blacket, Phys. Rev. **54**, 973 (1938).
6. P. H. Barrett, L. M. Bollinger, G. Cocconi, Y. Eisenberg, and K. Greisen, Rev. Mod. Phys. **24**, 133 (1952).
7. Л. И. Дорман, Е. Л. Фейнберг, УФН **59**, 189 (1956).
8. M. Ambrosio et al. (MACRO collaboration), Astropart. Phys. **24**, 109 (1997).
9. M. Selvi on behalf of the LVD collaboration, Proc. of 31st ICRC, Lodz (2009).
10. D. D'Angelo, for the Borexino Collaboration, Proc. of ICRC 2011, arXiv:1109.3901.
11. Н. Ю. Агафонова, В. В. Бояркин, В. Л. Дадыкин и др., Изв. РАН, сер. физ. **75**, 456 (2011).
12. LVD Collaboration (G. Bari, M. Basile, G. Bruni et al.), Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **264**, 5 (1988).
13. M. Aglietta et al. (LVD Collaboration) Nuovo Cim. A **105**, 1793 (1992).
14. M. Aglietta et al. (LVD collaboration), Phys. Rev. D **58**, 92005 (1998).
15. M. Ambrosio et al. (MACRO Collaboration) Astropart. Phys. **19**, 313 (2003).
16. O. G. Ryajskaya and G. T. Zatsepin, Proc. Int. Conf. Cosmic Rays (1965), p. 987.
17. Y.-F. Wang, V. Balic, G. Gratta et al., Phys. Rev. D **64**, 013012 (2001).
18. H. M. Araujo, V. A. Kudryavtsev, N. J. C. Spooner, and T. J. Summer, Nucl. Instr. Meth. A **545**, 398 (2005).
19. N. Yu. Agafonova and A. S. Malgin, Phys. Rev. D **87**, 113013 (2013); arXiv:1304.0919.
20. R. Bernabei, P. Belli, F. Cappella, V. Caracciolo, S. Castellano et al., Eur. Phys. J. C **73**, 2648 (2013); arXiv:1308.5109.