

# О МЕХАНИЗМЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ВАРИАЦИЙ СРЕДНЕЙ ЭНЕРГИИ МЮОНОВ НА БОЛЬШИХ ГЛУБИНАХ

Н. Ю. Агафонова\*, А. С. Мальгин

Институт ядерных исследований Российской академии наук  
117312, Москва, Россия

Поступила в редакцию 11 августа 2020 г.,  
после переработки 16 сентября 2020 г.  
Принята к публикации 17 сентября 2020 г.

Рассмотрены источники сезонных температурных вариаций средней энергии потока мюонов, обнаруженные в эксперименте LVD. Показано, что вариации связаны с процессами генерации мюонов в верхних слоях атмосферы и прохождения мюонами слоя грунта большой толщины.

DOI: 10.31857/S0044451021010077

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Сезонные вариации атмосферных мюонов на больших глубинах под землей до сих пор остаются в поле зрения исследователей, главным образом как содержащие информацию, во-первых, о циклических процессах в верхних слоях атмосферы и, во-вторых, о характеристиках и временном поведении фона в низкофоновых подземных экспериментах.

Мы остановимся на втором аспекте исследований вариаций потока мюонов. На больших глубинах причиной сезонных вариаций мюонов является положительный температурный эффект, приводящий к изменению плотности атмосферы и ее высоты в результате нагрева летом и остывания зимой. Амплитуда  $\delta I_\mu = 1.5\%$  и фаза сезонных вариаций интенсивности мюонов  $\varphi(I_\mu) = 185 \pm 15$  сут на глубине  $\sim 3600$  м в.э. были установлены в экспериментах [1–9]. Помимо этого, в эксперименте [10] была определена амплитуда сезонных вариаций нейтронов  $\delta\Phi_n$ , образуемых потоком мюонов. Неожиданно величина  $\delta\Phi_n$  оказалась примерно в 6 раз выше амплитуды  $\delta I_\mu$ . Ранее *a priori* полагалось, что вариации  $\delta\Phi_n$  должны быть равны вариациям потока мюонов  $\delta I_\mu$ . В работе [11] было показано, что обнаруженный эффект можно объяснить вариациями средней энергии мюонов  $\delta\bar{E}_\mu$ . Из данных эксперимента [10] следует, что амплитуда вариаций  $\delta\bar{E}_\mu$  на

глубине эксперимента LVD должна составлять примерно 10% для того, чтобы совместно с вариациями интенсивности мюонов  $\delta I_\mu = 1.5\%$  обеспечить величину амплитуды вариаций потока космогенных нейтронов  $\delta\Phi_n = 9.3\%$ , измеренную на LVD [10].

В нашей работе рассматриваются процессы, которые создают сезонные вариации средней энергии  $\bar{E}_\mu$  потока мюонов. В разд. 2 мы приводим общие соотношения, характеризующие связь спектра мюонов на глубине эксперимента LVD со спектром мюонов на уровне моря (s.l.); в разд. 3 мы находим энергетические спектры потока LVD-мюонов и их сезонные вариации под землей и на уровне моря. В разд. 4 обсуждаются процессы генерации мюонов высокой энергии, создающие сезонные вариации потока мюонов; в разд. 5 и Заключение проводится сравнение результатов LVD и Borexino и оценивается точность определения величины  $\delta\bar{E}_\mu$ .

## 2. СВЯЗЬ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК LVD-МЮОНОВ ПОД ЗЕМЛЕЙ И НА УРОВНЕ МОРЯ

Температурные вариации интенсивности мюонов связаны с процессами их генерации в верхних слоях атмосферы. Последующее прохождение мюонами атмосферы практически не влияет на энергию LVD-мюонов, т.е. мюонов, достигающих глубины LVD ( $H^{min} = 3.1$  км в.э.). Мы будем рассматривать данные LVD, так как аномальные вариации космогенных нейтронов были обнаружены в этом эксперименте.

\* E-mail: agafonova@inr.ru

Энергопотери мюонов в грунте трансформируют их исходный энергетический спектр (на поверхности, ниже будем полагать, что на уровне моря), но не меняют интенсивности мюонов, обладающих на уровне моря энергией не ниже пороговой  $E_{\mu}^{th}$ , т.е. достаточной для достижения глубины LVD. Следовательно, механизм вариаций средней энергии мюонов  $\bar{E}_{\mu}$  под землей должен заключаться в процессах как генерации мюонов в верхних слоях атмосферы, так и, в отличие от вариаций интенсивности, прохождения мюонами слоя грунта большой толщины.

Для установления источников вариаций рассмотрим связь характеристик LVD-мюонов на глубине  $H^{min}$  (интенсивности, эффективного диапазона энергий, средней энергии) с характеристиками этих мюонов на поверхности и затем с характеристиками «родительских» пионов и генерации пионов в  $pA$ -столкновениях. В анализ будут включены одиночные мюоны, так как они составляют 90% от полного числа мюонов (10% входят в мюонные группы), достигающих глубины LVD [12]. Средняя энергия одиночных LVD-мюонов  $\bar{E}_{\mu} = 270 \pm 18$  ГэВ была получена в измерениях [13]. Поэтому при анализе будем полагать  $\bar{E}_{\mu} = 270$  ГэВ.

Минимальная энергия мюонов на уровне моря  $E_{\mu,sl}^{min}$ , необходимая для достижения глубины  $H^{min} = 3.1$  км в.э., равна  $E_{\mu,sl}^{min} = 1.3$  ТэВ [14]. Пороговая энергия  $E_{\mu,sl}^{th}$  (50% вероятности выживания) составляет 1.8 ТэВ. Эту величину можно определить с помощью выражения, связывающего энергию мюона на уровне моря  $E_{\mu,sl}$  с его энергией в среднем  $E_{\mu,H}^{av}$  на глубине  $H$  [15]:

$$E_{\mu,H}^{av} = (E_{\mu,sl} + \epsilon_{\mu})e^{-bH} - \epsilon_{\mu}, \quad (1)$$

отсюда

$$E_{\mu,sl} = (E_{\mu,H}^{av} + \epsilon_{\mu})e^{+bH} - \epsilon_{\mu}. \quad (2)$$

Полагая  $E_{\mu,H}^{av} = 0$ , для  $E_{\mu,sl}^{th}$  получаем

$$E_{\mu,sl}^{th} = (e^{+bH} - 1)\epsilon_{\mu}. \quad (3)$$

В этих выражениях параметр  $\epsilon_{\mu} = a/b$  характеризует форму дифференциального спектра мюонов, которая на больших глубинах является квазиплоской:

$$\frac{dN_{\mu}}{dE} \propto \frac{1}{(\epsilon_{\mu} + E_{\mu})^{\gamma_{\mu}}}.$$

Параметр  $\epsilon_{\mu}$  представляет энергию, выше которой начинают доминировать радиационные потери и квазиплоский спектр мюонов приобретает форму спектра на поверхности,  $P_{sl}(E_{\mu}) \propto E_{\mu}^{-\gamma_{\mu}}$ . Величины

$a$  и  $b$  входят в формулу для энергопотерь мюонов в слое вещества  $H$ :

$$-dE_{\mu}/dH = a + bE_{\mu}. \quad (4)$$

Здесь  $a$  — полные ионизационные потери,  $b$  — суммарные потери для трех радиационных процессов. Отношение  $a/b = \epsilon_{\mu}$  представляет критическую энергию мюона, при которой ионизационные потери равны радиационным; при  $E_{\mu} \ll \epsilon_{\mu}$  доминируют ионизационные потери, при  $E_{\mu} \gg \epsilon_{\mu}$  — радиационные. Величины  $a$  и  $b$  слабо зависят от  $E_{\mu}$ : изменение  $E_{\mu}$  от 1 ТэВ до 10 ТэВ приводит к увеличению  $a$  в стандартном грунте от 268 до 293 ГэВ·(км в.э.)<sup>-1</sup>,  $b$  увеличивается от 0.392 до 0.435 (км в.э.)<sup>-1</sup> (см. табл. 24.2 в [15]).

Подставляя в (3)  $\epsilon_{\mu} = a/b = 667$  ГэВ ( $a = 280$  ГэВ/км в.э.,  $b = 0.42$ /км в.э.) для глубины  $H = 3.1$  км в.э. находим  $E_{\mu,sl}^{th} = 1785$  ГэВ  $\approx 1.8$  ТэВ. При выбранных значениях величин  $a$  и  $b$  средняя энергия одиночных LVD-мюонов  $\bar{E}_{\mu}^{cal} = 277$  ГэВ, вычисляемая по формуле [16]

$$\bar{E}_{\mu}^{cal} = \epsilon_{\mu}[1 - \exp(-bH)](\gamma_{\mu} - 2)^{-1}, \quad (5)$$

с высокой точностью согласуется с установленной экспериментально  $\bar{E}_{\mu} = 270$  ГэВ. Параметр  $\gamma_{\mu} = 3.75$  является модулем показателя дифференциального спектра мюонов на уровне моря:  $P_{sl}(E_{\mu}) \propto E_{\mu}^{-\gamma_{\mu}}$ .

Здесь можно отметить интересное свойство величины  $\bar{E}_{\mu}$  — ее «насыщение». На больших глубинах, отвечающих условию  $H \gg 1/b$ , в формуле (5) для  $\bar{E}_{\mu}^{cal}$  множитель  $[1 - \exp(-bH)] \approx 1$ , что при  $\epsilon_{\mu} = \text{const}$  приводит к выражению предельной средней энергии потока атмосферных одиночных мюонов в стандартном грунте:

$$\bar{E}_{\mu}^{lim} = \epsilon_{\mu}(\gamma_{\mu} - 2)^{-1}. \quad (6)$$

К энергии  $\bar{E}_{\mu}^{lim}$  средняя энергия мюонов  $\bar{E}_{\mu}$  асимптотически приближается на глубинах  $\gtrsim 5$  км в.э. При значениях параметров  $\epsilon_{\mu} = 693$  ГэВ,  $\gamma_{\mu} = 3.77$ , использованных в работе [16], величина предельной энергии  $\bar{E}_{\mu}^{lim} = 392$  ГэВ; при  $\epsilon_{\mu} = 618$  ГэВ,  $\gamma_{\mu} = 3.7$  величина  $\bar{E}_{\mu}^{lim} = 364$  ГэВ [17]; при  $\epsilon_{\mu} = 495$  ГэВ,  $\gamma_{\mu} = 3.7$  величина  $\bar{E}_{\mu}^{lim} = 291$  ГэВ [18]. Как видим, величина  $\bar{E}_{\mu}^{lim}$  рассчитывается с большой погрешностью. Учитывая результаты различных измерений, можно полагать  $\bar{E}_{\mu}^{lim} = 400$  ГэВ.

### 3. СЕЗОННЫЕ ВАРИАЦИИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА LVD-МЮОНОВ ПОД ЗЕМЛЕЙ И НА УРОВНЕ МОРЯ

Дифференциальный спектр мюонов на глубинах  $H > 1/b \approx 2.5$  км в.э. является квази плоским до энергии  $\sim \epsilon_\mu$ , выше которой спектр становится более крутым, приобретая форму спектра  $P_{sl}(E_\mu) \propto E_\mu^{-\gamma_\mu}$  с показателем  $\gamma_\mu = 3.75$ . Поэтому спектр LVD-мюонов можно представить в виде ступеньки, обрывающейся при энергии  ${}^0E_{\mu}^{max} = 2\bar{E}_\mu = 2 \cdot 270$  ГэВ = 540 ГэВ (приближение ступенчатого спектра),  ${}^0E_{\mu}^{max}$  — среднегодовая энергия «ступеньки». В таком случае все LVD-мюоны на глубине 3.1 км в.э. с интенсивностью  ${}^0I_{\mu,H}$  заключены в энергетическом диапазоне 0–540 ГэВ.

Полагая в выражении (2)  $\bar{E}_{\mu,H}^{av} = {}^0E_{\mu}^{max} = 540$  ГэВ, определяем соответствующую энергию на уровне моря:  ${}^0E_{\mu,sl}^{max} = 3771$  ГэВ  $\approx 3.8$  ТэВ. Следовательно, среднегодовой спектр мюонов на глубине LVD эффективно формируется LVD-мюонами, на уровне моря имеющими энергию в диапазоне  $E_{\mu,sl}^{th} \div {}^0E_{\mu,sl}^{max} \rightarrow 1.8 \div 3.8$  ТэВ, с интенсивностью  ${}^0I_{\mu,sl} = {}^0I_{\mu,H}$ .

Гипотеза о связи сезонных вариаций числа космических нейтронов со средней энергией мюонов, объясняющая аномальные вариации числа нейтронов, приводит к заключению, что энергия мюонов  $\bar{E}_\mu$  на глубине LVD в летний период  ${}^s\bar{E}_{\mu,H}$  возрастает на 10%. Необходимо отметить, что величина  $\bar{E}_\mu$  является естественным энергетическим параметром, характеризующим поток как мюонов, так и образуемых ими нейтронов, несмотря на то, что основное количество нейтронов производится мюонами высокоэнергетического участка спектра.

При ступенчатом спектре мюонов возрастание  ${}^s\bar{E}_{\mu,H}$  на 10% должно увеличивать максимальную энергию спектра также на 10%:  ${}^sE_{\mu,H}^{max} = 1.1 \cdot {}^0E_{\mu,H}^{max} = 594$  ГэВ. По формуле (2) находим, что данной величине соответствует энергия на уровне моря  ${}^sE_{\mu,sl}^{max} = 3970$  ГэВ. Таким образом, увеличение  $E_{\mu,H}^{max}$  в 1.1 раза (от  ${}^0E_{\mu,sl}^{max} = 3771$  ГэВ до  ${}^sE_{\mu,sl}^{max} = 3970$  ГэВ) связано с возрастанием энергии  ${}^0E_{\mu,sl}^{max}$  на 5.3%. В то же время увеличению  $\bar{E}_{\mu,H} = 270$  ГэВ в 1.1 раза соответствует увеличение энергии  $E_{\mu,sl}$  всего в 1.036 раза (от 2780 ГэВ до 2880 ГэВ). Полученные соотношения объясняются свойством формулы (2), связывающей энергии  $E_{\mu,H}^{av}$  и  $E_{\mu,sl}$  и отражающей воздействие на форму спектра мюонов под землей квазипостоянных ионизационных потерь и радиационных энергопотерь. Одна-

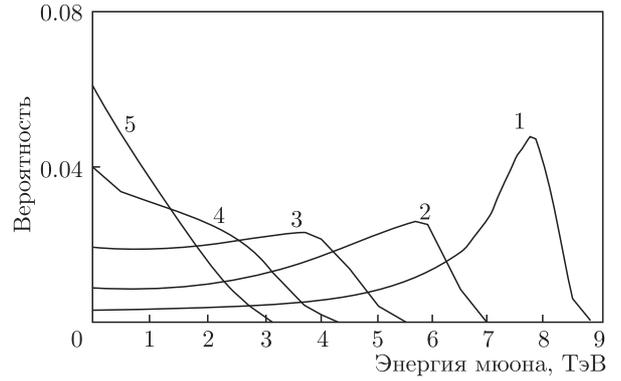


Рис. 1. Распределение вероятности для мюона с энергией 10 ТэВ на уровне моря иметь энергию от  $E$  до  $E+0.1$  ТэВ на глубине 5, 4, 3, 2, 1 км в.э. (цифры у кривых)

ко флуктуирующий характер радиационных потерь, с одной стороны, значительно увеличивает вероятность достижения мюонами больших глубин и, с другой, — нелинейно «растягивает» спектр мюонов на глубине. Под действием этих потерь моноэнергетический поток мюонов с энергией на уровне моря, например 10 ТэВ, на разных глубинах трансформируется в спектры различной формы (рис. 1, [19]).

Величины  ${}^0E_{\mu,sl}^{max}$  и  ${}^sE_{\mu,sl}^{max}$  в действительности определяются участками спектра мюонов  $P_{sl}(E_\mu)$ , энергия которых превышает эти величины. Их значения, найденные выше в рамках приближения ступенчатого спектра LVD-мюонов, в силу быстро убывающего спектра  $P_{sl}(E_\mu) \propto E_\mu^{-3.75}$  близки реальным.

### 4. СЕЗОННЫЕ ВАРИАЦИИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА ЭФФЕКТИВНОЙ ГЕНЕРАЦИИ LVD-МЮОНОВ

Средняя энергия мюона связана с энергией «родительского» пиона равенством  $E_\pi = (m_\pi/m_\mu)E_\mu$ , где  $m_\pi$  и  $m_\mu$  — массы пиона и мюона. Используя это соотношение и пренебрегая энергопотерями (ионизационными) мюонов в воздухе ( $\approx 2$  ГэВ), можно перейти от энергии  $E_{\mu,sl}^{th}$  к пороговой энергии пиона:  $E_\pi^{th} \approx (m_\pi/m_\mu)E_\mu^{th} = 2.4$  ТэВ. Полагая, что только примерно 5% пионов с энергией 2.4 ТэВ распадаются (ниже будет показано, что величина  $k_\pi^{dec} = 0.05$  связана с доминированием одиночных мюонов в полном потоке на глубине LVD), а остальные пионы генерируют вторичные адроны, получаем, что для образования одиночного мюона с энергией  $E_\mu^{th} = 1.8$  ТэВ пионами первого поколения необ-

ходима энергия приблизительно 48 ТэВ, затрачиваемая на рождение заряженных пионов. Добавляя к этому энергию нейтральных пионов (примерно 1/2 от энергии  $\pi^\pm$ ), получаем энергию взаимодействия  $E_{in}^{th} \approx 72$  ТэВ с образованием пионов. Средняя величина коэффициента неупругости  $K_{inl}$  в глубоко-неупругом  $pA$ -взаимодействии приблизительно равна 0.5 (примерно 1/2 энергии  $E_p$  уносится лидирующим нуклоном). С учетом этого получаем величину пороговой энергии протона  $E_p^{th} \approx 144$  ТэВ, необходимой для образования мюона, достигающего глубины LVD. Быстро убывающий спектр первичных протонов  $F(E_p) \propto E_p^{-2.75}$  и быстрый рост плотности атмосферы с уменьшением высоты (что приводит к увеличению вероятности  $\pi A$ -неупругих столкновений для пионов второго поколения) обуславливают определяющую роль пионов первого поколения в формировании потока мюонов на глубине LVD. Вклад пионов второго и последующих поколений в генерацию мюонов высокой энергии не превышает 20% [20].

Повторив такие же вычисления для среднегодовых  ${}^0E^{max}$  и летних  ${}^sE^{max}$  значений, находим величины  ${}^0E_{\pi}^{max} = 4.98$  ТэВ,  ${}^sE_{\pi}^{max} = 5.24$  ТэВ. Следовательно, участки эффективной генерации LVD-мюонов в спектрах пионов ограничиваются энергиями  $2.4 \leq {}^0E_{\pi} \leq 4.98$  ТэВ,  $2.4 \leq {}^sE_{\pi} \leq 5.24$  ТэВ.

Используя зависимость множественности пионов  $\nu_{\pi} \approx 3 \ln E_{in}$  от энергии взаимодействия  $E_{in}$  и полагая величину  $k_{\pi}^{dec} = 0.05$  независимой от  $E_{in}$ , можно оценить число мюонов  $N_{\mu}$ , образующихся при пороговой  $E_{in}^{th} = 72$  ТэВ и максимальной  $E_{in}^{max} = 152$  ТэВ энергиях взаимодействия и достигающих глубины LVD:  $\nu_{\pi}^{\pm} = 2/3(3 \ln E_{in})$ ,  $N_{\mu} = k_{\pi}^{dec} \nu_{\pi} = 0.1 \ln E_{in}$  [ТэВ]; отсюда  $N_{\mu}^{th} = 1.12$ ,  $N_{\mu}^{max} = 1.19$ . Таким образом, в диапазоне энергий  $72$  ТэВ  $\leq E_{in} \leq 152$  ТэВ одному  $pA$ -взаимодействию соответствует один LVD-мюон.

Для эффективной генерации LVD-мюонов в распадах пионов энергия  $E_{\pi}$  не должна превышать критическую энергию  $E_{\pi}^{cr}$ , соответствующую плотности атмосферы  $\rho_{at}$  на высоте генерации пионов первого поколения. Величина  $E_{\pi}^{cr}$  определяется условием равенства  $\lambda_{\pi}^{dec} = \lambda_{\pi}^{in}$ , где  $\lambda_{\pi}^{dec} = \gamma_f \tau_0 c_0 = (E_{\pi}/m_{\pi} c_0^2) \tau_0 c_0$  — длина распадного пробега релятивистского пиона,  $\tau_0 = 2.6 \cdot 10^{-8}$  с — время жизни пиона в покое,  $\gamma_f$  — гамма-фактор пиона,  $c_0 = 3 \cdot 10^{10}$  см/с,  $\lambda_{\pi}^{in} = (\sigma_{\pi}^{in} n_A \rho_{at})^{-1}$  — длина пробега пиона для неупругого  $\pi A$ -взаимодействия,  $n_A$  — число ядер в грамме воздуха,  $\sigma_{\pi}^{in}$  — сечение неупругого  $\pi A$ -взаимодействия. Для реляти-

вистского пиона в воздухе  $(\sigma_{\pi}^{in} n_A)^{-1} = 120$  г/см<sup>2</sup> и  $\lambda_{\pi}^{in} = 120 \rho_{at}^{-1}$ . Следовательно,  $E_{\pi}^{cr}$  [ТэВ] =  $120 \rho_{at}^{-1} (m_{\pi} c^2 / \tau_0 c_0) = 2.15 \cdot 10^{-2} \rho_{at}^{-1}$ . Если приравнять пороговую энергию критической,  $E_{\pi}^{th} = E_{\pi}^{cr} = 2.4$  ТэВ, то можно оценить плотность слоя воздуха генерации пионов  $\rho_{at} \approx 9 \cdot 10^{-6}$  г/см<sup>3</sup>, которая соответствует плотности атмосферы на высоте приблизительно 35 км.

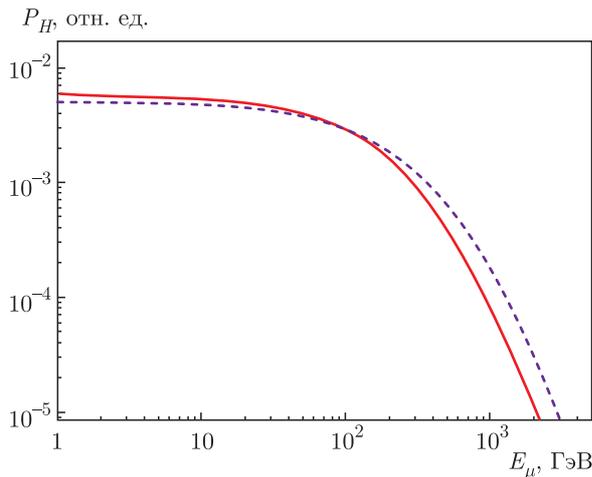
Таким образом, подавляющее число LVD-мюонов образуется в распадах пионов первого поколения генерации с энергией в интервале от  $E_{\pi}^{th}$  до  $E_{\pi}^{cr}$ . Величина  ${}^0E_{\pi}^{cr}$  соответствует среднегодовой высоте слоя атмосферы, в котором эффективно генерируются пионы с энергией  $E_{\pi} \geq E_{\pi}^{th}$ . Летнее повышение температуры атмосферы вызывает увеличение высоты и расширение слоя генерации пионов с энергиями  $E_{\pi} \geq E_{\pi}^{th}$ , сопровождающееся уменьшением плотности  $\rho_{at}$ . Уменьшение плотности приграничного слоя атмосферы на высоте около 40 км влечет за собой расширение энергетического диапазона распадающихся пионов в результате увеличения энергии  $E_{\pi}^{cr}$  от  ${}^0E_{\pi}^{max} = 4.98$  ТэВ до летнего значения  ${}^sE_{\pi}^{cr} = {}^sE_{\pi}^{max} = 5.24$  ТэВ и ужесточение спектра образующихся мюонов.

Эффект летнего ужесточения спектра LVD-мюонов на уровне моря ( ${}^s\gamma_{\mu,sl} < {}^0\gamma_{\mu,sl} = 3.75$ ), обуславливающего увеличение энергии  $\bar{E}_{\mu,sl}$  и интенсивности  $I_{\mu}$ , имеет ту же природу, что и ужесточение энергетического спектра и возрастание интенсивности мюонов высокой энергии ( $\gtrsim 1$  ТэВ) при увеличении угла наблюдения  $\theta$ . Это увеличение длины свободного пробега пионов в слое атмосферы низкой плотности, приводящее к увеличению вероятности распада пионов высокой энергии. Например, результаты измерений [21] показывают, что в области энергий  $2 \cdot 10^2$  ГэВ  $< E_{\mu} < 3 \cdot 10^3$  ГэВ дифференциальный спектр мюонов на уровне моря, усредненный по интервалу углов  $55^\circ < \theta < 90^\circ$ , описывается степенным законом с показателем  $\gamma_{\mu} = 3.1$  (погрешность 7%).

Можно оценить летнее отклонение величины  ${}^s\gamma_{\mu,sl}$  от среднегодовой  ${}^0\gamma_{\mu,sl} = 3.75$ , используя формулу (5) и амплитуду вариаций 10% энергии  $\bar{E}_{\mu}$  на глубине LVD. Полагая числитель в выражении (5) пренебрежимо слабо меняющимся от сезона к сезону, получаем

$$\frac{{}^s\bar{E}_{\mu,LVD}}{{}^0\bar{E}_{\mu,LVD}} = \frac{{}^0\gamma_{\mu,sl} - 2}{{}^s\gamma_{\mu,sl} - 2} = 1.1. \quad (7)$$

Отсюда при  ${}^0\gamma_{\mu,sl} = 3.75$  следует  ${}^s\gamma_{\mu,sl} = 3.59$ , т.е. летом показатель  $\gamma_{\mu,sl}$  уменьшается на 4.3%, что находится в пределах погрешности измерений величин



**Рис. 2.** Сезонная трансформация формы спектра мюонов, качественное представление. Красная кривая — среднегодовой спектр  ${}^0P_H(E_\mu)$ , синяя пунктирная — летний спектр  ${}^sP_H(E_\mu)$

ны  $\gamma_{\mu,sl}$  и что затрудняет определение вариаций показателя  $\gamma_{\mu,sl}$  в эксперименте.

Летнее изменение формы спектра мюонов под землей (рис. 2) сходно с трансформацией спектра при увеличении глубины. Отличие заключается в том, что переход к большим глубинам приводит к росту  $\bar{E}_\mu$  и уменьшению интенсивности  $I_\mu$ , в то время как летнее изменение формы спектра  $P_H(E_\mu)$  на глубине  $H$  сопровождается увеличением как энергии  $\bar{E}_\mu$ , так и интенсивности  $I_\mu$ .

Очевидно, что в силу постоянства среднегодовых характеристик потока мюонов их изменение в летней период соответствует изменению зимой с обратным знаком.

### 5. ОБСУЖДЕНИЕ

Вариации космогенных нейтронов являются инструментом, позволившим обнаружить сезонные вариации средней энергии мюонов на большой глубине, где  $\bar{E}_\mu \geq 200$  ГэВ. Этот метод основывается на зависимости выхода нейтронов от энергии мюонов  $Y_n \propto \bar{E}_\mu^{0.78}$ , которая подтверждена в большом числе экспериментов и поддерживается феноменологически [22].

Необходимыми условиями для определения величины вариаций  $\delta\bar{E}_\mu$  являются достаточная скорость счета мюонов, стабильная долговременная (не меньше нескольких лет) работа установки и высокая эффективность регистрации нейтронов. Установить вариации  $\delta\bar{E}_\mu$  под землей можно прямым измерени-

ем энергии мюонов методом TRD [13] или параметра [23]. Но применение этих методов для определения вариаций  $\delta\bar{E}_\mu$  малоэффективно, так как они не могут обеспечить необходимых для этого методических условий.

Указание на сезонные вариации величины  $\bar{E}_\mu$  было получено не только на LVD, но и в долговременном эксперименте Bogexino [24], находящемся вблизи LVD. Амплитуда вариаций скорости образования космогенных нейтронов и соответствующая ей амплитуда вариаций  $\delta\bar{E}_\mu$  в эксперименте Bogexino составили 2.6% и 9.2 ГэВ, т.е. в 3 раза меньше величин, полученных на LVD (7.7% и 28 ГэВ). Наиболее вероятно, что отличие результатов LVD и Bogexino связано с особенностями методов определения величины  $N_n$  и обработки данных. Возможно, влияние на результат Bogexino мог оказать отбор для анализа мюонных событий с множественностью нейтронов не выше 10. Несмотря на небольшое количество событий с множественностью  $\geq 10$  в полном числе мюонов, эти события наиболее сильно влияют на вариации спектра мюонов под землей, так как ввиду зависимости  $N_n \propto \bar{E}_\mu^{0.78}$  связаны с высокоэнергетической областью мюонного спектра под землей.

Эксперименты по установлению сезонных вариаций энергии атмосферных мюонов прямыми измерениями энергии мюонов на уровне моря, как и подземные эксперименты, должны отвечать требованию долговременной работы со стабильными параметрами и, кроме этого, достаточным энергетическим разрешением. Имеющиеся на сегодня результаты измерений энергетического спектра мюонов на уровне моря в области энергий  $E_\mu > 1$  ТэВ (рис. 4 в [25]) показывают, что проведенные эксперименты не отвечают этому требованию — разброс данных различных экспериментов значительно превышает погрешности измерений, указанные на графике. Кроме того, поиск сезонных вариаций средней энергии потока мюонов на уровне моря с энергиями выше 1 ТэВ не входил в программы проводившихся исследований энергетического спектра мюонов.

### 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Более высокая амплитуда сезонных вариаций космогенных нейтронов по сравнению с амплитудой вариаций интенсивности мюонов была обнаружена в двух подземных экспериментах. Зависимость  $N_n \propto \bar{E}_\mu^{0.78}$  связывает вариации нейтронов с вариациями средней энергии мюонов. Отсюда следует,

что температурный эффект, влияющий на генерацию мюонов, изменяет не только их интенсивность, но и среднюю энергию. Сезонные вариации средней энергии атмосферных мюонов являются новым эффектом в мюонной физике.

Приближение ступенчатого спектра LVD-мюонов под землей позволяет при исследовании механизма вариаций перейти от вариаций средней энергии мюонов под землей к вариациям энергии «ступеньки»  $E_{\mu}^{max}$ .

Рассмотрение вариаций энергетического диапазона мюонов на пути от слоя генерации в атмосфере до глубины 3.1 км в.э. в рамках приближения ступенчатого спектра LVD-мюонов под землей приводит к заключению, что вариации  $\delta\bar{E}_{\mu}$  определяются вариациями критической энергии для пионов  $E_{\pi}^{cr}$ . В результате этого диапазон генерации мюонов  $E_{\mu,sl}^{th} - E_{\mu,sl}^{max}$  варьируется с амплитудой 5.3% с последующим увеличением вариаций до  $\delta E_{\mu}^{max} = \delta\bar{E}_{\mu} = 10\%$  в результате прохождения мюонами слоя грунта 3.1 км в.э.

Сезонные вариации генерации высокоэнергетических мюонов на границе атмосферы проявляются также в вариациях жесткости их спектра на уровне моря и вариации формы квазиступенчатого спектра мюонов под землей.

Точность определения вариаций генерации мюонов, приводящих к вариациям  $\delta\bar{E}_{\mu} = 10\%$ , зависит от соответствия приближения ступенчатого спектра мюонов характеристикам реального спектра под землей, а также от погрешностей расчета энергетических диапазонов по формулам (1)–(3), (5) и входящих в них величин. Учитывая неопределенность этих величин (на примере вычисления значения энергии  $\bar{E}_{\mu}^{lim}$ ), можно допустить, что точность определения вариаций  $\delta\bar{E}_{\mu}$  не хуже 20%.

Моделирование вариаций  $\delta I_{\mu}$  и  $\delta\bar{E}_{\mu}$  в полном объеме (с включением атмосферных явлений, трансформации спектра мюонов высоких энергий в грунте, процессов генерации нейтронов) дает пока противоречивые результаты, не согласующиеся между собой и не поддерживаемые экспериментальными данными [24, 26].

Сезонные изменения потока нейтронов, ввиду их заметной величины, необходимо учитывать при измерении выхода нейтронов. Температура атмосферы, помимо сезонных модуляций, в течение года испытывает нерегулярные изменения. В результате число нейтронов, образуемых мюонами под землей, значительно отклоняется от среднегодовой величины и гармонической функции с

нарушением постоянства амплитуды модуляций и фазы колебаний. Это следует учитывать при анализе фона в низкофоновых подземных экспериментах.

**Финансирование.** Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-02-00064-а) и программы международного сотрудничества между INFN Италии и Министерством науки и высшего образования РФ.

## ЛИТЕРАТУРА

1. M. Ambrosio et al. (MACRO Collaboration), *Astropart. Phys.* **7**, 109 (1997).
2. M. Selvi (for the LVD collaboration), in *Proc. of the 31<sup>st</sup> ICRC* (2009), p. 1043.
3. C. Vigorito (for the LVD Collaboration), in *Proc. of the 35<sup>th</sup> ICRC* (2017), p. 291.
4. G. Bellini et al. (Borexino Collaboration), *JCAP* **1205**, 015 (2012).
5. M. Agostini et al. (GERDA Collaboration), *Astropart. Phys.* **84**, 29 (2016).
6. P. Desiati (for the IceCube Collaboration), in *Proc. of the 32<sup>nd</sup> ICRC* (2011), p. 78.
7. P. Adamson et al. (MINOS Collaboration), *Phys. Rev. D* **81**, 012001 (2010).
8. T. Abrahão et al. (Double Chooz Collaboration), *JCAP* **1702**, 017 (2017).
9. F.P. An et al., *JCAP* **1801**, 001 (2018).
10. N. Yu. Agafonova (on behalf of the LVD Collaboration), arXiv:1701.04620; *XXV ECRS 2016 Proc. — eConf C16-09-04.3*.
11. А. С. Мальгин, *ЖЭТФ* **45**, 247 (2015).
12. Н. Ю. Агафонова, Дисс. ... канд. физ.-матем. наук, ИЯИ РАН, Москва (2015).
13. M. Ambrosio et al. (MACRO Collaboration), *Astropart. Phys.* **19**, 313 (2003).
14. M. Ambrosio et al. (MACRO Collaboration), *Phys. Rev. D* **60**, 032001 (1999).
15. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **33**, 1232 (2006).
16. D. E. Groom, N. V. Mokhov, and S. I. Striganov, *Atom. Data Nucl. Data Tabl.* **78**, 183 (2001).

17. P. Lipari and T. Stanev, Phys. Rev. D **44**, 3543 (1991).
18. O. M. Horn, PhD Thesis, Institut für Kernphysik, Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe (2008), ISSN 0947-8620.
19. В. А. Кудрявцев, Дисс. . . . канд. физ.-матем. наук, ИЯИ РАН, Москва (1998).
20. Э. В. Бугаев, Ю. Д. Котов, И. Л. Розенталь, *Космические мюоны и нейтрино*, Атомиздат, Москва (1970).
21. В. В. Борог, В. Г. Кирилов-Угрюмов, А. А. Петрухин и др., ЯФ **3**, 783 (1966).
22. A. Malgin, Phys. Rev. C **96**, 014605 (2017).
23. C. Castagnoli et al., Astropart. Phys. **6**, 187 (1997).
24. M. Agostini et al., JCAP **1902**, 046 (2019).
25. E. V. Bugaev, A. Misaki, V. A. Naumov, T. S. Sinegovskaya, S. I. Sinegovsky, and N. Takahashi, Phys. Rev. D **58**, 05401 (1998); arXiv:hep-ph/9803488v3.
26. C. Zhang and D.-M. Mei, Eur. Phys. J. C **79**, 825 (2019).