

ИЗУЧЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК КОСМОГЕННЫХ НЕЙТРОНОВ И СКОРОСТИ СЧЕТА ИМПУЛЬСОВ НА СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРАХ АСД, LSD И LVD

Н. Ю. Агафонова*, О. Г. Рязская, от имени Коллаборации LVD

Институт ядерных исследований Российской академии наук
117312, Москва, Россия

Authors and Affiliations see below

Поступила в редакцию 6 октября 2021 г.,
после переработки 30 октября 2021 г.
Принята к публикации 30 октября 2021 г.

Анализируются экспериментальные данные, полученные с помощью трех сцинтилляционных детекторов. Приводятся характеристики космогенных нейтронов под землей и их аналитические зависимости. Обсуждается поведение фоновых скоростей счета детектора LVD для двух порогов измерений 0.5 МэВ и 5 МэВ.

Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 100-летию А. Е. Чудакова

DOI: 10.31857/S0044451022040071

EDN: DPVWCN

1. ВВЕДЕНИЕ

Космогенные нейтроны являются основным фоном для подземных экспериментов по поиску редких взаимодействий. Первые направленные исследования нейтронов выполнены на Артемовском сцинтилляционном детекторе в 1970-х гг. С помощью развития методики регистрации нейтронов на сцинтилляционных детекторах LSD и LVD, созданных в рамках российско-итальянского сотрудничества, получены энергетические спектры нейтронов, поток нейтронов под землей, временные вариации нейтронов, выход нейтронов от мюонов.

1.1. Жидкий сцинтиллятор

Принцип регистрации частиц сцинтилляционным методом заключается в возбуждении молекул, которое конвертируется в электромагнитное излучение видимого и ультрафиолетового диапазонов с изотропным испусканием фотонов. Основой жидкого сцинтиллятора (ЖС, LS) является углеводородсодержащее вещество — уайт-спирит [1], который по массе содержит 65 % парафинов C_kH_{2k+2} , 15 %

нафтенов C_kH_{2k} и 20 % ароматических углеводородов [2].

В СССР разработка ЖС на основе уайт-спирита для нейтринных детекторов больших объемов началась в 1965–1968 гг. [1, 3]. Этот сцинтиллятор потом будет использоваться в экспериментах на Баксане (БПСТ), в Артемовске, Италии (LSD, LVD).

Общая формула уайт-спирита — C_kH_{2k} , $\bar{k} = 9.6$, плотность при температуре 20°C $\rho = 0.778 \pm 0.02$ г/см³, коэффициент объемного расширения $(1.23 \pm 0.04) \cdot 10^{-3}$ град⁻¹, показатель преломления равен 1.5 для света с длиной волны 420 нм. Температура вспышки уайт-спирита в открытом объеме $36 \pm 2^\circ\text{C}$, его диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 2.1$, в 2 раза выше, чем у сухого воздуха. Для получения высокой прозрачности сцинтиллятора основа очищалась прогонкой под давлением через сорбенты Al_2O_3 и цеолит. Прозрачность контролировалась на длине волны спектрофотометра 420 нм методом «выхода из пучка» по интенсивности света, проходящего через столб жидкости 60 см. Затем в основе растворялся шифтер РОРОР (0.03 г/л) и активатор РРО (1 г/л). Удельный световыход ЖС — 1 фотон на 160 эВ или 6.25 фот./кэВ. Спектр излучения ЖС и спектральная чувствительность фотокастода ФЭУ хорошо согласуются. ЖС в счетчике продувается аргоном для вытеснения кислорода возду-

* E-mail: agafonova@inr.ru

ха, растворенного в ЖС и подавляющего сцинтилляции. В больших объемах сцинтиллятора практически весь кислород удаляется пропусканием через ЖС объема аргона, в 6 раз превышающего объем ЖС. Световой выход при этом увеличивается примерно в 2 раза [1]. Средняя прозрачность после очистки около 20 м, на этой длине интенсивность света уменьшается в e раз.

Полуторакубовый жидкостный сцинтилляционный счетчик был создан в 1979 г. для долговременных крупномасштабных экспериментов по поиску всплесков нейтринного излучения от коллапсирующих звездных ядер. Из 72 таких счетчиков был сконструирован детектор LSD, работавший с 1984 по 1999 гг. [4]. Установка LVD содержит 840 счетчиков [5].

Счетчик имеет размеры $1 \times 1 \times 1.5 \text{ м}^3$, на его верхней грани расположены ФЭУ с диаметром фотокатода 150 мм. Контейнер счетчика сварен из листов нержавеющей стали толщиной 4 мм. Полная масса контейнера в сборе 290 кг (без ФЭУ и кожухов). Светособирающая система состоит из майлара (алюминированной пленки), покрывающего площадь внутренней поверхности счетчика $8 \cdot 10^4 \text{ см}^2$, с коэффициентом зеркального отражения $\alpha = 0.80\text{--}0.90$ и ЖС высокой прозрачности 15–25 м с оптической плотностью 1.49 для света $\lambda \approx 420 \text{ нм}$. В данном счетчике используется метод полного сбора света в результате многократных отражений, что реализуется при низких потерях света в ходе светособирания (поглощение в элементах собирающей системы) и малой величине отношения площади фотокатода к площади внутренней поверхности счетчика [6]. Все материалы счетчика химически инертны по отношению к веществу ЖС, что препятствует уменьшению его прозрачности. Масса сцинтиллятора счетчика равна $1170 \pm 20 \text{ кг}$.

1.2. Нейтроны под землей

Высокая проникающая способность нейтронов и достаточно большое сечение ядерных реакций делают нейтроны основным трудно устранимым фоном в подземных лабораториях. Нейтроны могут производить события, имитирующие искомые, в широком диапазоне энергий от десятков кэВ до сотен МэВ посредством упругих столкновений со свободными протонами (в детекторах на органическом сцинтилляторе) или ядрами вещества мишени, а также неупругих взаимодействий с ядрами. Поскольку нейтроны выходят из ядер и, наиболее вероятно, заканчивают свое свободное состояние ядерным

захватом, появление каждого нейтрона, помимо его собственных взаимодействий с веществом, сопряжено с образованием по крайней мере двух изотопов — остаточного ядра вещества детектора или защиты и ядра, захватившего нейтрон. Возникшие нестабильные изотопы могут произвести фоновое событие, испуская электрон или гамма-квант. В подземных лабораториях поток нейтронов, выходящих из грунта, включает в себя нейтроны естественной радиоактивности и космогенные нейтроны (нейтроны, генерированные мюонами). На глубинах более 2 км в. э. поток космогенных нейтронов на 2.5–3 порядка меньше потока нейтронов радиоактивности грунта, образующихся в (α, n) -реакциях (α -частицы испускаются ядрами уранового и ториевого семейств, содержащимися в грунте) и при спонтанном делении ^{238}U . Энергия этих нейтронов не превышает 30 МэВ, их роль в создании фона может быть устранена введением защиты достаточной толщины. Однако вследствие высокой энергии (вплоть до $\sim 1 \text{ ГэВ}$) космогенные нейтроны обладают большими пробегами, а соответствующее увеличение толщины защиты и, следовательно, ее массы приводит к возрастанию вероятности образования в ней нейтронов. Таким образом, сама защита становится источником нейтронного фона.

В детекторах на органическом сцинтилляторе (эксперименты LVD,orexino, KamLAND, БПСТ, АСД), которые используются для поиска потока нейтрино от гравитационного коллапса звездного ядра, сопровождающегося вспышкой сверхновой второго типа, основной реакцией является взаимодействие электронного антинейтрино с протоном: $\bar{\nu}_e p \rightarrow ne^+$ — реакция Райнеса–Коуэна или IBD (реакция обратного бета-распада). Реакция Райнеса–Коуэна имеет хорошо идентифицируемую сигнатуру и большое сечение, в результате реакции появляется пара связанных во времени импульсов: e^+ и γ -квант 2.2 МэВ от np -захвата.

При достаточной энергии (выше 10 МэВ) космогенные нейтроны способны в точности воспроизвести сигнатуру IBD. Нейтроны имитируют сигнатуру реакции, производя первый импульс посредством np -рассеяния (ионизационные потери протона отдачи), второй — np -захвата термализованного нейтрона (энергия испускаемого гамма-кванта 2.2 МэВ).

2. РЕГИСТРАЦИЯ НЕЙТРОНОВ

Нейтроны в сцинтилляционном детекторе регистрируются посредством регистрации гамма-кван-

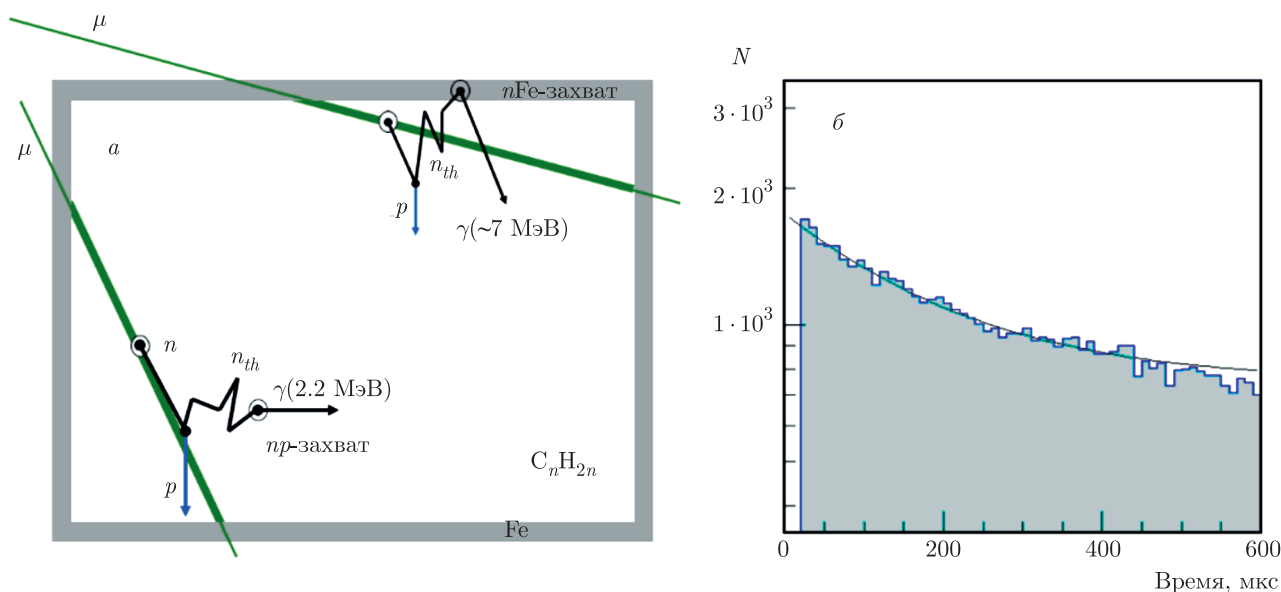


Рис. 1. а) Схема прохождения мюона через счетчик с рождением нейтронов и регистрацией гамма-квантов. б) Временное распределение числа регистрируемых гамма-квантов с фоном, кривая — аппроксимация вида $dN_n/dt = B + N_0 \exp(-t/\tau)$

тов с энергией выше нижнего порога $E > 0.5$ МэВ, который «открывается» во временном окне 1 мс после триггера $E > 5$ МэВ, вызываемого прохождением мюона или другой высокоэнергичной частицей (протоном, фоновым гамма-квантом и т. д.).

Мюон, проходя через установку, или рождает нейтроны своим полем (это нейтроны прямой генерации), или рождает электромагнитный или адронный ливень, в котором рождаются вторичные нейтроны. Все эти нейтроны замедляются в веществе детектора приблизительно до 0.4 эВ в столкновениях в основном с протонами. Затем нейтроны термализуются до энергии 0.025 эВ и захватываются протоном водорода $np \rightarrow D^* \rightarrow D + \gamma$ или ядром Fe ($n^{56}\text{Fe} \rightarrow ^{57}\text{Fe}^* \rightarrow ^{57}\text{Fe} (k\gamma)$, 91.7%; $n^{54}\text{Fe} \rightarrow ^{55}\text{Fe}^* \rightarrow ^{55}\text{Fe} (\gamma)$, 5.8%) с испусканием γ -квантов с энергией 2.23 МэВ или около 8 МэВ соответственно (рис. 1а).

Величину среднего времени жизни (время диффузии) термализованного нейтрона в среде можно определить по формуле

$$\tau_{diff} = \frac{1}{v_{th}\Sigma_a} = 2.05 \cdot 10^{-4} \text{ с,}$$

где $v_{th} = 2198$ м/с — скорость термализованного (0.025 эВ) нейтрона; $\Sigma_a = 0.0222 \text{ см}^{-1}$ — макросечение поглощения нейтрона ядрами среды, усредненное по максвелловскому спектру нейтронов, зависящее от химической формулы ЖС (C_kH_{2k}) и плотности $\rho = 0.78 \text{ г/см}^3$.

Разделение гамма-квантов от захватов нейтронов и фоновых событий проводится по характерной экспоненте $\exp(-t/\tau)$, где τ — время захвата, и плоскому временному распределению фоновых импульсов (рис. 1б). Таким образом, регистрируемое временное распределение является суммой:

$$\frac{dN_n}{dt} = B + N_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right).$$

Из-за размеров счетчика и краевых эффектов $\tau \approx 185$ мкс для сцинтиллятора, $\tau \approx 135$ мкс для гамма-квантов от захватов нейтронов на железе.

Эффективность регистрации одним счетчиком изотропно распределенных в его объеме нейтронов при захватах в сцинтилляторе составляет $\eta_n = (55 \pm 2) \%$ [7]. Эта величина объясняется вылетом из счетчика гамма-квантов и в меньшей степени нейтронов. При выбранных условиях измерений, когда нейтрон регистрируется несколькими счетчиками, эффективность η_n повышается приблизительно до 77%. Гамма-кванты с энергией от 4 до ~ 10 МэВ (максимальная энергия гамма-кванта от nFe-захвата) регистрируются с эффективностью 62% [7]. Высокая эффективность регистрации обусловлена геометрией и большими размерами регистрирующего объема.

2.1. Эксперименты в Артемовске

В начале 1970-х гг. близи г. Артемовска (сейчас г. Бахмут, Украина) на Артемовской научной станции (АНС) ИЯИ АН СССР была создана установка для изучения нейтронов на разных глубинах, которая также использовалась для исследования поведения сечения ядерного взаимодействия мюонов в зависимости от передаваемой энергии. Установка АНС состояла из трех рядов сцинтилляционных счетчиков [8]. Верхний и нижний ряды регистрировали заряженные частицы ($0.35 \times 1.4 \times 1.4 \text{ м}^3$), в среднем ряду располагался счетчик ($0.7 \times 0.7 \times 0.7 \text{ м}^3$), чувствительный как к заряженным частицам, так и к нейтронам, за счет соли гадолиния, растворенной в сцинтилляторе. Запуск установки происходил в том случае, если через нее проходил мюон и в среднем счетчике в течении 200 мкс после этого была зарегистрирована вспышка, соответствующая энерговыделению гамма-квантов (запаздывающие импульсы), излучаемых после захвата нейтрона ядром гадолиния, либо если в каком-либо из рядов счетчиков наблюдалось большое энерговыделение, связанное с прохождением ливня через установку. Эксперимент проводился на двух глубинах под землей: на глубине 316 м в. э. в соляной шахте и на глубине 25 м в. э. в гипсовой шахте.

Артемовский сцинтилляционный детектор (АСД), запущенный в 1978 г., имеет 100 т ЖС в корпусе цилиндрической формы с примерно равновеликими высотой и диаметром ~ 5.5 м. Детектор находится в соляной шахте на глубине 570 м в. э. [9]. Энергетический диапазон определялся возможностями электроники, ориентированной на регистрацию IBD-реакции. Мюоны со средней энергией 125 ГэВ генерировали нейтроны в сцинтилляторе детектора и частично в соли, окружающей установку. Число нейтронов определялось по временному распределению запаздывающих гамма-квантов с энергией от 0.5 МэВ до 10 МэВ во временном окне 200 мкс [10]. Энергия нейтронов для получения спектра определялась по энерговыделению протонов отдачи в реакции упругого $n\text{p}$ -рассеяния с учетом квантинга в ЖС и частиц $n\text{C}$ -взаимодействия [11].

2.2. Эксперименты LSD и LVD

Эксперимент LSD [4] работал с 1985 по 1998 гг. в камере рядом с туннелем под Монбланом (Италия) на глубине 5200 м в. э. Установка LVD [5], находящаяся под вершиной горного массива Гран Сас-

со (Италия, Лаборатория LNGS) на глубине $\bar{H} = 3300$ м в. э., $H_{min} = 3100$ м в. э., начала давать информацию в 1991 г.

Детекторы сходны по структуре — оба были сконструированы на базе полторакубового сцинтилляционного счетчика ($1 \times 1 \times 1.5 \text{ м}^3$). Энергетическое разрешение счетчика для энерговыделения больше 20 МэВ около 20%, диапазон измеряемых энерговыделений 0.5–500 МэВ. Временное разрешение 1 мкс [6]. Массы сцинтиллятора и железа стальных конструкций установок примерно одинаковы: LSD содержал 90 т ЖС и 100 т Fe, LVD содержит 970 т ЖС и 1000 т Fe. Количество счетчиков 72 для LSD образует 3 уровня и 3 колонны. LVD состоит из 840 счетчиков, сгруппированных в 3 башни (Т1, Т2, Т3), каждая из которых образует 7 уровней и 5 колонн.

Выход нейтронов Y_n на LSD и LVD определялся при разных условиях регистрации нейтронов: а) внутренним счетчиком установки, через который проходил мюон (LSD [12]), б) всеми счетчиками внутреннего объема установки, пересекаемого мюоном (LVD [13]), в) внутренними счетчиками с триггерными импульсами, включая мюонный (LVD [14]). Под мюоном здесь понимается как одиночный мюон, так и группа мюонов с ливневым сопровождением или без него.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Выход нейтронов

На установках в Артемовске, LSD и LVD были измерены нейтроны, генерированные мюонами в веществе детектора (для АНС [10], АСД [15] в сцинтилляторе, для LSD [12, 16] и LVD [13, 14, 16] в сцинтилляторе и железе, из которого состоят счетчики). В таблице приведены результаты измерений выхода нейтронов. Выход нейтронов из железа получен для установок LSD и LVD с применением расчета для доли масс веществ [16] и эффективности регистрации нейтронов, рожденных в железе и сцинтилляторе [7].

Генерация нейтронов потоком мюонов (выход нейтронов) с энергиями больше десятков ГэВ характеризуется средней энергией мюонов \bar{E}_μ : $Y_n \propto \bar{E}_\mu^\alpha$, где $\alpha = 0.75\text{--}0.80$. Сопоставление величин энергии \bar{E}_μ и глубины H в различных экспериментах (см. таблицу) показывает, что энергия \bar{E}_μ определяется с большой ошибкой. Расчет величины \bar{E}_μ на данной глубине требует задания спектра мюонов на поверхности, рельефа поверхности, состава и плотно-

Таблица. Измерения выхода нейтронов на установках в Артемовске, LSD и LVD. Выходы приведены в единицах $\times 10^{-4} n/\mu/(\text{г}/\text{см}^2)$. Для Y_{LS} приведены скорректированные (*) значения (см. [16])

Эксперимент	\bar{E}_μ , ГэВ	H , м в. э.	Y_{LS} , $A = 10.4$	Y_{Fe} , $A = 56$
АНС	16.7 ± 8.2	25	$0.36 \pm 0.05^*$	
АНС	86 ± 18	316	$0.93 \pm 0.12^*$	
АСД	125 ± 22	570	$1.57 \pm 0.24^*$	
LVD	280 ± 18	3300	3.3 ± 0.5	16.4 ± 2.3
LSD	385 ± 39	5200	$4.1 \pm 0.6^*$	20.3 ± 2.6

сти грунта над установкой, энергопотеря мюонов в веществе.

Зависимости выхода нейтронов от энергии мюона E_μ и атомного номера вещества A обычно представляли простейшими выражениями $Y_n(\bar{E}_\mu) = c_A E_\mu^\alpha$ и $Y_n(A) = c_E A^\beta$. В результате лучшей аппроксимации экспериментальных данных Y_n была получена универсальная формула А. Мальгина (UF):

$$Y_n = b_n \bar{E}_\mu^\alpha A^\beta, \tag{1}$$

где $b_n = 4.4 \cdot 10^{-7} (\text{г}/\text{см}^2)^{-1}$, $\alpha = 0.78$ и $\beta = 0.95$ [17, 18]. Являясь эмпирическим выражением основной зависимости выхода от E_μ и A , UF связывает потери энергии b_n мюонов в веществе A со способностью вещества образовывать нейтроны под воздействием энергии $b_n \bar{E}_\mu^\alpha$ и раскрывает смысл коэффициентов c_A и c_E в зависимостях $Y_n(\bar{E}_\mu)$ и $Y_n(A)$. Согласно с результатами измерений, UF учитывает влияние на величину выхода реального спектра потока мюонов с энергией \bar{E}_μ .

Как было показано в [18], выход космогенных нейтронов связан с ядерными и электромагнитными энергетическими потерями мюонов ультрарелятивистских энергий и ядерными свойствами вещества.

На рис. 2 представлены величины измеренного в экспериментах АСД, LSD и LVD выхода нейтронов в сцинтилляторе и зависимость $Y_n(\bar{E}_\mu)$, полученная с помощью UF. UF позволяет вычислять величину выхода Y_n для любого вещества на любой глубине эксперимента; в этом смысле формула (1) является универсальной. Точность UF не хуже 20%.

Справедливость этой формулы была подтверждена недавно проводимыми на LVD экспериментами. В структуру LVD были помещены дополнитель-

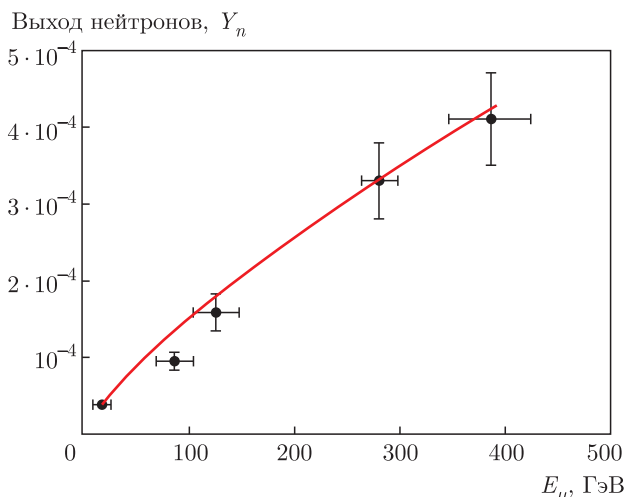


Рис. 2. Измеренные выходы нейтронов в сцинтилляторе в зависимости от средней энергии мюонов. Кривая — функция $Y_n = 4.4 \cdot 10^{-7} \cdot 10.4^{0.95} \bar{E}^{0.78}$

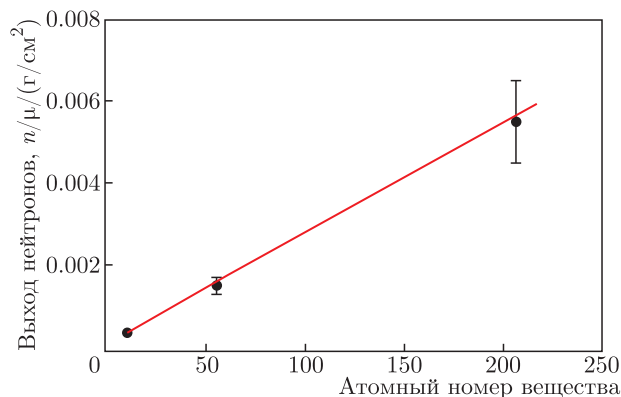


Рис. 3. Измерения выхода нейтронов в ЖС, Fe, Pb при $\bar{E}_\mu = 280$ ГэВ; кривая — расчет по UF

ные вещества: для измерения выхода нейтронов в железе (Y_n^{Fe}) использовался слой 4 см общей массой 470 кг; для измерения в свинце (Y_n^{Pb}) — 510 кг (3 см). В анализе выбирались такие мюоны, которые прошли через два счетчика LVD и дополнительное вещество между ними (железо или свинец). Выходы нейтронов измерялись по разнице удельного числа нейтронов от мюонов до и после установки дополнительного вещества. С учетом средних длин пробега мюона $35.6 \text{ г}/\text{см}^2$ в дополнительном железе и $38.7 \text{ г}/\text{см}^2$ в свинце, а также эффективностей регистрации нейтронов (24.4% и 28.0%) были получены величины генерации нейтронов мюонами в железе $Y_n^{\text{Fe}} = (15 \pm 2) \cdot 10^{-4} n/\mu/(\text{г}/\text{см}^2)$ и в свинце $Y_n^{\text{Pb}} = (55 \pm 10) \cdot 10^{-4} n/\mu/(\text{г}/\text{см}^2)$. Расчет по UF дает $Y_n^{\text{Fe}}(\text{UF}) = 16.3 \cdot 10^{-4} n/\mu/(\text{г}/\text{см}^2)$ и $Y_n^{\text{Pb}}(\text{UF}) = 56.5 \cdot 10^{-4} n/\mu/(\text{г}/\text{см}^2)$, см. рис. 3. Вы-

ход Y_n^{Pb} получен на статистике за 4 года анализа (2015–2019 гг.). Ошибка измерения — систематическая, больше статистической, и связана с достаточно тонким, недостаточным для полного развития ливня, слоем свинца (3 см). Большие флуктуации распределения $dN_n/dt = B + N_0 \exp(-t/\tau)$ усложняют определение числа нейтронов $N_0\tau$.

3.2. Энергетический спектр

Важная характеристика космогенных нейтронов — его энергетический спектр генерации ($F^s(T)$). Этим спектром определяются спектр изолированных нейтронов ($F^{is}(T)$), проникающая способность нейтронов и эффекты, связанные с их взаимодействиями в материалах детекторов.

В эксперименте LVD был получен энергетический спектр нейтронов в диапазоне энергий от 30 до 450 МэВ [19], образуемых мюонами в веществе детектора. Мюоны со средней энергией 280 ГэВ проходили через одну колонну детектора, а детектирующий объем, образуемый 60 счетчиками, составлял 72 тонны ЖС. Спектр нейтронов восстанавливался с использованием спектра полных энерговыделений нейтронов в счетчиках. Соответствие между регистрируемым энерговыделением и энергией нейтронов устанавливалось расчетом с помощью метода Монте-Карло. В диапазоне энергий от 30 до 120 МэВ точки описываются зависимостью $F^s(T) \propto T^{-1.11 \pm 0.30}$, в диапазоне от 120 МэВ до 450 МэВ — зависимостью $F^s(T) \propto T^{-2.05 \pm 0.14}$. Форма спектра меняется при энергии около 120 МэВ.

В эксперименте АСД энергетический спектр нейтронов измерялся в диапазоне от 20 до 90 МэВ [9]. Нейтроны генерировались в соли потоком мюонов со средней энергией 125 ГэВ. Энергия нейтронов определялась по энерговыделению протонов отдачи в реакции упругого рассеяния с учетом квантинга в ЖС. Показатель спектра был определен с точностью 20% $F^{is}(T) \propto T^{-0.5 \pm 0.1}$.

Экспериментальные данные, полученные на детекторах АСД и LVD, позволили заключить [18], что энергия космогенных нейтронов заключена в диапазоне от нуля до ~ 1 ГэВ. Спектр генерации космогенных нейтронов $F^s(T)$ имеет трехкомпонентный вид. В первой компоненте доминируют испарительные нейтроны с максвелловским спектром и максимальной энергией около 30 МэВ. Нейтроны этой компоненты составляют приблизительно 75% от числа всех космогенных нейтронов. Нейтроны с энергией 30–1000 МэВ образуют вторую и третью компоненты спектра. Форма этих компо-

нент T^{-1} и T^{-2} с перегибом при энергии $T_{cr} \approx 60(A^{0.25} - 0.67)$ МэВ следует из аддитивной кварковой модели глубоконеупругих мягких процессов с привлечением эффектов прохождения нейтронов через ядро [18, 20]. Спектр $F^{is}(T)$ изолированных космогенных нейтронов, выходящих из грунта, включает в себя также три компоненты и ограничен энергией около 1 ГэВ. Первая из компонент также имеет вид максвелловского распределения с предельной энергией 30 МэВ. Основным фактором, определяющим форму второй и третьей компонент спектра $F^{is}(T)$, является размер области, из которой космогенные нейтроны достигают детектора. Под действием этого фактора вторая компонента приобретает вид $F^{is}(T) \propto T^{-0.6}$, а третья компонента трансформируется в $F^{is}(T) \propto T^{-2.6}$ [18, 20].

3.3. Поток нейтронов

Как было показано в работе [21], поток космогенных нейтронов $F_n(H)$ выражается через скорость образования нейтронов $R_n(H)$ на границе камера-грунт на глубине H и площадь поверхности камеры S_c :

$$F_n(H) = R_n(H)/S_c.$$

Скорость образования нейтронов в объеме грунта V определяется эффективной толщиной слоя l_n и плотностью ρ грунта, окружающего камеру, из которого в нее поступают нейтроны, и зависит от глобальной интенсивности мюонов $I_\mu(H)$ и выхода нейтронов $Y_n(H)$:

$$R_n(H) = I_\mu(H)V\rho Y_n(H)[n \text{ с}^{-1}].$$

Подставляя выражение для $R_n(H)$ и $V \approx S_c l_n$, получаем выражение для потока

$$F_n(H) = I_\mu(H)Y_n(H)l_n\rho [n \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}], \quad (2)$$

которое представляет поток космогенных нейтронов в грунте на глубине H .

Произведение $l_n\rho$ [г/см²] является длиной релаксации λ_n , характеризующей ослабление k изотропного потока нейтронов в грунте: $k = \exp(-L/\lambda_n)$, L [г/см²] — толщина слоя грунта. Связь между \bar{E}_μ и H будем использовать в виде

$$\bar{E}_\mu = [1 - \exp(-bH)] \frac{\varepsilon_\mu}{\gamma_\mu - 2},$$

где $\varepsilon_\mu = 693$ ГэВ, $\gamma_\mu = 3.77$ и $b = 0.4$ (км в.э.)⁻¹ для стандартного грунта и плоской поверхности [22]. Подставляя величину $\lambda_n = 35$ г/см² в формулу для $F_n(H)$ и записывая выход $Y_n(H)$ в виде (1)

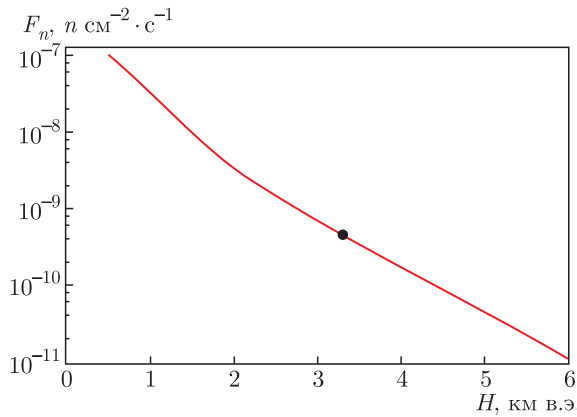


Рис. 4. Полный поток нейтронов от мюонов в грунте в зависимости от глубины. Кривая — расчет с помощью UF (стандартный грунт $A = 22$) [21]. Точка — расчет в грунте подземной лаборатории Gran Sasso методом Монте-Карло для 3300 м в.э. [24]

при $A = 22$, получаем поток нейтронов, выходящих из грунта через границу камера–стандартный грунт [21]:

$$F_n(H) = 2.9 \cdot 10^{-4} I_\mu(H) \bar{E}_\mu^{0.78}(H) [n \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}]. \quad (3)$$

Для интенсивности мюонов I_μ можно использовать формулу

$$I_\mu(H) = 68 \cdot 10^{-6} \exp\left(-\frac{H}{0.285}\right) + 2.1 \cdot 10^{-6} \exp\left(-\frac{H}{0.698}\right)$$

из работы [23]. Зависимость потока $F_n(H)$, вычисленная по формуле (3), представлена на рис. 4. С помощью моделирования методом Монте-Карло с использованием GEANT4 был рассчитан поток нейтронов в грунте подземного зала детектора LVD: $F_n^{MK} = 4.58 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [24].

3.4. Временные вариации потока нейтронов

В эксперименте LVD было найдено [25, 26], что поток космогенных нейтронов F_n^0 испытывает сезонные вариации под действием двух факторов: а) изменения интенсивности мюонов $\delta I_\mu / I_\mu$ [27], б) изменения удельного числа нейтронов $\delta N_n / N_n$. На глубине LVD вариации потока нейтронов имеют амплитуду

$$1 + \frac{\delta F_n}{F_n^0} = \left(1 + \frac{\delta I_\mu}{I_\mu}\right) \left(1 + \frac{\delta N_n}{N_n}\right) = 1.015 \cdot 1.077,$$

т. е. $\delta F_n / F_n^0(I_\mu, N_n) = 9.3\%$.

Основным источником сезонных вариаций потока нейтронов под землей являются вариации средней энергии мюонов $\delta \bar{E}_\mu$ [28] в предположении, что вариации $\delta N_n / N_n$ зависят только от \bar{E}_μ . Вариации числа нейтронов, связанные с $\delta \bar{E}_\mu$, в 5 раз превышают амплитуду вариаций δI_μ . Как следует из рассмотрения механизма температурных вариаций характеристик потока мюонов [18, 29], это объясняется более сильной, по сравнению с I_μ , зависимостью энергии \bar{E}_μ от температурного эффекта. Полагая, что $\delta F_n / F_n^0 = 9.3\%$, получаем выражение для сезонных модуляций потока нейтронов, образуемых в веществе A на глубине LVD:

$$F_n(t, A) = F_n^0(H, A) [1 + 0.093 \cos(2\pi(t - t_n^0) / T_m)].$$

Обнаружение более сильных модуляций потока космогенных нейтронов по сравнению с потоком мюонов вызывает желание связать с ними модуляции сигнала в эксперименте DAMA/LIBRA $\sim 7\%$ [30]. Этому противоречит различие фаз модуляций потока нейтронов, которые найдены по данным LVD: $t_n^0 = 185 \pm 18$ сут, и сигнала DAMA/LIBRA: $t_{D/L}^0 = 152.5$ сут. Тем не менее, учитывая большую неопределенность фазы t_n^0 , в значительной мере связанную с нерегулярными колебаниями температуры, влияние модуляций потока нейтронов на сигнал DAMA/LIBRA пока исключить нельзя [18].

4. НЕЙТРОНЫ И ГАММА-КВАНТЫ ОТ ЦЕПОЧЕК РАСПАДА УРАНА И ТОРИЯ

Фон в детекторах LSD и LVD обусловлен ядерными распадами урана ^{238}U , тория ^{232}Th , калия ^{40}K , а также нейтронами в (α, n) -реакциях на элементах грунта от α -частиц, рождающихся от дочерних и следующих за радоном α -активных ядер этих рядов, и вторичными нейтронами, образующимися при взаимодействии мюонов. Этот фон изучался не только в рамках задачи определения фона для нейтринного эксперимента, но и для выявления корреляций, связанных с атмосферными метеоэффектами, гравитационными эффектами относительного движения Земли и Луны и тектонической активности.

Фон одиночных импульсов в LVD с энергией $E > 5$ МэВ вызывается нейтронами от взаимодействия мюонов в грунте вокруг детектора, от радиоактивности грунта и материалов установки. На рис. 5 приведен фон, регистрируемый триггерами, для башен Т1, Т2 и Т3. Видно, что средняя башня имеет наименьшее значение (красная кривая). Средняя скорость счета для Т1 —

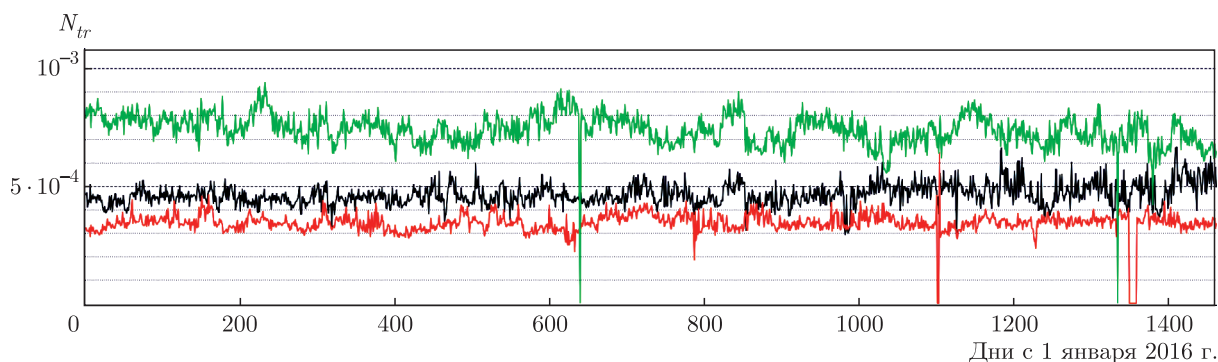


Рис. 5. (В цвете онлайн) Временной ряд скорости счета одиночных триггеров, приведенных на счетчик в секунду для внутренних счетчиков Т1 (средняя черная кривая), Т2 (нижняя красная), Т3 (верхняя зеленая). Внутренние счетчики отбираются одинаково, их 80 шт.

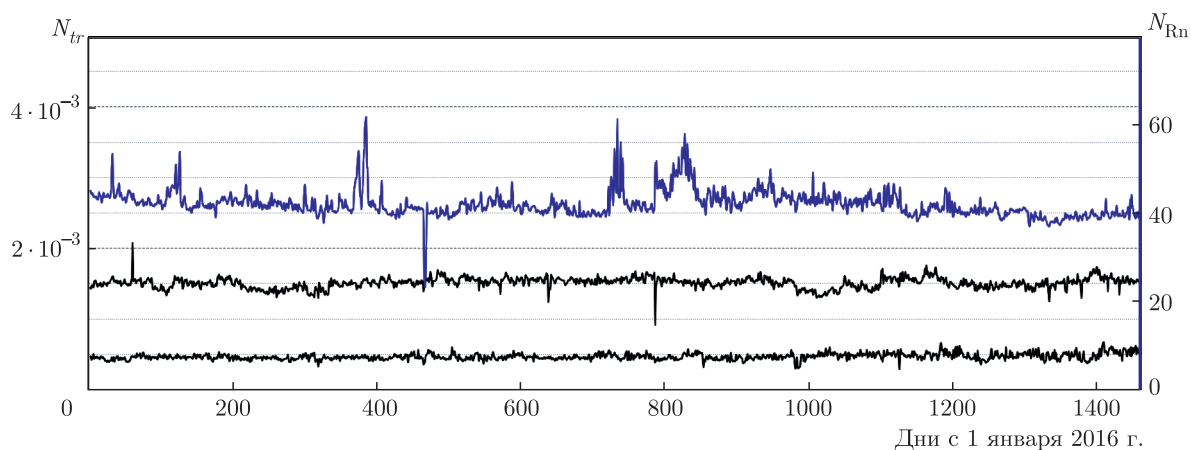


Рис. 6. (В цвете онлайн) Временной ряд скорости счета данных, приведенных на 1 счетчик в 1 секунду: верхняя кривая (правая ось) — низкоэнергетические импульсы, кривая посередине (левая ось) — одиночные триггеры для внешних счетчиков, нижняя кривая (левая ось) — одиночные триггерные импульсы для внутренних счетчиков

$4.6 \cdot 10^{-4}$ имп./с/сч., для Т2 — $3.4 \cdot 10^{-4}$ имп./с/сч., для Т3 — $7.4 \cdot 10^{-4}$ имп./с/сч. Первая башня Т1 с трех сторон окружена грунтом, вторая башня Т2 окружена грунтом с двух коротких сторон. Для Т3 скорость счета больше других, так как третья башня окружена грунтом с двух сторон, а одной из длинных сторон открыта к пространству зала лаборатории. Фоновые частицы собираются с большей площади зала и попадают в детектор.

Скорость счета детектора с энергией $E > 0.5$ МэВ представлена на рис. 6 (верхняя кривая, правая ось). Это импульсы γ -квантов от распадов дочерних ядер радона ^{222}Rn , период полураспада которого 3.8 дня. γ -излучение создается в основном ядрами ^{214}Bi , за счет β -распада превращающимися в ^{214}Po с характерным временем $\tau = 19.7$ мин. Энергетический спектр γ -излучения охватывает диапазон от 0.6 до 2.5 МэВ. Нижние две кривые —

скорости счета одиночных триггеров $E > 5$ МэВ наружных и внутренних счетчиков, средние значения за 4 года статистики $1.5 \cdot 10^{-3}$ имп./с/сч. и $0.5 \cdot 10^{-3}$ имп./с/сч. соответственно.

Выбросы во временном ряде событий $E > 0.5$ МэВ связаны с инъекцией радона в атмосферу зала из микротрещин в грунте. На изменение концентрации радона в зале влияет техническая деятельность на экспериментах [31, 32], сейсмическая активность и приливные силы. Нами также были обнаружены сезонные вариации фона естественной радиоактивности подземного помещения, которые обусловлены сезонными колебаниями концентрации радона, связанными с изменением температуры грунтовых вод, а также температуры и влажности атмосферы подземной камеры. Амплитуда измеренных вариаций составляет $(4 \pm 2)\%$, фаза $\phi = 8.1 \pm 0.4$ мес. [26].

Впервые на возможность изучения вариаций концентрации радона под землей было обращено внимание после обнаружения аномального повышения фоновой скорости счета детектора LSD в дни наиболее сильных сейсмических толчков в Италии (сентябрь 1997 г.). Затем подобная драматическая корреляция была найдена между увеличением скорости счета установки LVD и сильными землетрясениями в Турции (август, ноябрь 1999 г.). Эффект наблюдался от двух дней до нескольких часов до землетрясений. Сейчас ведутся целенаправленные поиски корреляций выбросов радона в данных LVD ($E > 0.5$ МэВ) и предвестников землетрясений [33].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измеренные в экспериментах в Артемовске АСД, LSD и LVD характеристики космогенных нейтронов представляют собой свойства равновесной нейтронной компоненты адронного сопровождения мюонов в веществе.

1. Основной количественной характеристикой нейтронов является выход — величина, определяющая свойство вещества генерировать нейтроны под действием мюонов. Основную зависимость выхода нейтронов от средней энергии потока мюонов и массового числа вещества представляет UF

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

2. Справедливость UF подтверждают результаты измерений выхода нейтронов в сцинтилляторе на АСД и LSD, а также полученные на детекторе LVD новые значения выхода космогенных нейтронов от мюонов в железе $Y_n^{\text{Fe}} = (15 \pm 2) \cdot 10^{-4} n/\mu/(\text{г}/\text{см}^2)$ и в свинце $Y_n^{\text{Pb}} = (55 \pm 10) \cdot 10^{-4} n/\mu/(\text{г}/\text{см}^2)$.

3. С использованием UF была также получена зависимость полного потока нейтронов, образованных мюонами в грунте:

$$F_n(H, A) = b_n \lambda_n I_\mu(H) \bar{E}_\mu^{0.78} A^{0.95},$$

величина которого для глубины и состава грунта LNGS практически равна в пределах ошибок величине, рассчитанной с использованием GEANT4 методом Монте-Карло.

4. По измеренным энергетическим спектрам на АСД и LVD получены зависимости для спектра изолированных нейтронов и спектра в источнике.

5. По данным LVD были найдены сезонные вариации потока нейтронов, генерированных мюонами, которые составляют 9.3 %, а также сезонные вариации фона естественной радиоактивности 4 %.

Изучение фона в подземной лаборатории требует более детального анализа данных. Фон детектора LVD имеет различные источники его изменения, такие как сезонные вариации, лунно-земные приливы, сейсмоактивность. Характер изменений скорости счета фоновых импульсов различается по амплитуде и длительности. За 30 лет работы детектора LVD накоплен большой статистический материал, который, мы надеемся, позволит разделить составляющие фона и выделить различные эффекты, связанные с его изменением.

Благодарности. Авторы выражают благодарность коллективу Лаборатории ЭМДН Института ядерных исследований РАН и научным сотрудникам, которые придумали, реализовали и внесли вклад в эксперименты АСД, LSD и LVD, идеи которых были описаны в этой статье и которых уже нет с нами.

LVD Collaboration: Authors and Affiliations

N. Yu. Agafonova¹, M. Aglietta^{2,3}, P. Antonioli⁴,
V. V. Ashikhmin¹, G. Bari⁴, G. Bruno^{5,6},
E. A. Dobrynina¹, R. I. Enikeev¹, W. Fulgione^{3,5},
P. Galeotti^{2,3}, M. Garbini^{4,7}, P. L. Ghia⁸, P. Giusti⁴,
E. Kemp⁹, A. S. Malgin¹, A. Molinaro^{5,10},
R. Persiani⁴, I. A. Pless¹¹, O. G. Ryazhskaya¹,
G. Sartorelli⁴, I. R. Shakiryanova¹, M. Selvi⁴,
G. C. Trinchero^{2,3}, C. F. Vigorito², V. F. Yakushev¹,
A. Zichichi^{4,7}

¹ Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences
117312, Moscow, Russia

² University of Torino and INFN-Torino
10125, Turin, Italy

³ INAF, Osservatorio Astrofisico di Torino
10025, Turin, Italy

⁴ University of Bologna and INFN-Bologna
40127, Bologna, Italy

⁵ INFN, Laboratori Nazionali del Gran Sasso
67100, Assergi, L'Aquila, Italy

⁶ New York University Abu Dhabi
129188, Abu Dhabi, United Arab Emirates

⁷ Centro Enrico Fermi
00184, Roma, Italy

⁸ Laboratoire de Physique des 2 Infinis Irène
Joliot Curie, CNRS
91406, Orsay, France

⁹ University of Campinas
13083, Campinas, Brazil

¹⁰ Gran Sasso Science Institute
67100, L'Aquila, Italy

¹¹ Massachusetts Institute of Technology
02139, Cambridge, USA

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Воеводский, В. Л. Дадыкин, О. Г. Рязжская, ПТЭ № 1, 85 (1970).
2. С. А. Леонтьева, Ж. аналитич. химии **32**, 1638 (1977).
3. В. Л. Дадыкин, Препринт ИЯИ РАН 1297/2011, Москва (2011).
4. G. Badino, G. Bologna, C. Castagnoli, W. Fulgione, P. Galeotti, O. Saavedra, V. L. Dadykin, V. B. Korchaguin, P. V. Korchaguin, A. S. Malguin, O. G. Ryazhskaya, A. L. Tziabuk, V. P. Talochkin, G. T. Zatsepin, and V. F. Yakushev, Nuovo Cim. C **7**, 573 (1984).
5. G. Bari, M. Basile, G. Bruni, G. Cara Romeo, A. Castelvetti, L. Cifarelli, A. Contin, C. Del Papa, P. Giusti, G. Iacobucci, G. Maccarrone, T. Massam, R. Nania, V. O'Shea, F. Palmonari, E. Perotto et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **277**, 11 (1989).
6. Н. Ю. Агафонова, А. С. Мальгин, Опт. и спектр. **119**, 684 (2015) [N. Yu. Agafonova and A. S. Malgin, Opt. Spectrosc. **119**, 712 (2015)].
7. N. Yu. Agafonova et al. (LVD Collaboration), J. Phys.: Conf. Ser. **409**, 012139 (2013).
8. Л. Б. Безруков, В. И. Береснев, Г. Т. Зацепин, М. И. Нюнин, О. Г. Рязжская, Л. И. Степанец, ЯФ **2**, 313 (1972).
9. В. И. Береснев, А. Чудин, Р. И. Еникеев, П. В. Корчагин, В. Б. Корчагин, А. С. Мальгин, О. Г. Рязжская, В. Г. Рясный, В. П. Талочкин, В. Ф. Якушев, Г. Т. Зацепин, ПТЭ № 6, 48 (1981).
10. Л. Б. Безруков, В. И. Береснев, Г. Т. Зацепин, О. Г. Рязжская, Л. И. Степанец, ЯФ **17**, 98 (1973).
11. F. F. Khalchukov et al., in *Proc. of the XX ICRC, Moscow*, **2** (1987), p. 266.
12. M. Aglietta et al., Nuovo Cim. C **12**, 467 (1989).
13. Н. Ю. Агафонова, В. В. Бояркин, В. Л. Дадыкин, Е. А. Добрынина, Р. И. Еникеев, А. С. Мальгин, В. Г. Рясный, О. Г. Рязжская, И. Р. Шакирьянова, В. Ф. Якушев (Коллаборация LVD), Изв. РАН, сер. физ. **75**, 437 (2011) [Bull. Russ. Acad. Sci., Physics **75**, 408 (2011)].
14. M. Aglietta et al., in *Proc. of the XXVI ICRC, Salt Lake City*, **2** (1999), p. 44 [hep-ex/9905047].
15. О. Г. Рязжская, Дисс. ... докт. физ.-матем. наук, ИЯИ РАН, Москва (1986).
16. Н. Ю. Агафонова, А. С. Мальгин, ЯФ **76**, 650 (2013) [Phys. Atom. Nuclei **76**, 607 (2013)].
17. N. Yu. Agafonova and A. S. Malgin, Phys. Rev. D **87**, 113013 (2013).
18. А. С. Мальгин, Дисс. ... докт. физ.-матем. наук, ИЯИ РАН, Москва (2018).
19. Н. Ю. Агафонова, В. В. Бояркин, В. Л. Дадыкин и др., Изв. РАН, сер. физ. **73**, 666 (2009).
20. А. С. Мальгин, ЖЭТФ **152**, 863 (2017) [JETP **125**, 728 (2017)].
21. А. С. Мальгин, ЯФ **78**, 889 (2015) [Phys. Atom. Nuclei **78**, 835 (2015)].
22. D. E. Groom et al., Atom. Data Nucl. Data Tabl. **78**, 183 (2001).
23. D.-M. Mei and A. Hime, Phys. Rev. D **73**, 053004 (2006).
24. R. Persiani, PhD Thesis, Univ. of Bologna (2011).
25. N. Yu. Agafonova (on behalf of the LVD Collaboration), arXiv:1701.04620; *XXV ECRS 2016 Proc. — eConf C16-09-04.3*.
26. Н. Ю. Агафонова, В. В. Ашихмин, В. Л. Дадыкин, Е. А. Добрынина, Р. И. Еникеев, А. С. Мальгин, О. Г. Рязжская, И. Р. Шакирьянова, В. Ф. Якушев и коллаборация LVD, Изв. РАН, сер. физ. **81**, 551 (2017).
27. N. Agafonova et al. (LVD Collaboration), Phys. Rev. D **100**, 062002 (2019) [arXiv:1909.04579 [astro-ph.HE]].
28. А. С. Мальгин, ЖЭТФ **148**, 247 (2015).
29. Н. Ю. Агафонова, А. С. Мальгин, ЖЭТФ **159**, 88 (2021).

30. R. Bernabei, P. Belli, F. Cappella, V. Caracciolo, S. Castellano et al., *Eur. Phys. J. C* **73**, 2648 (2013) [arXiv:1308.5109 [astro-ph.GA]].
31. Н. Ю. Агафонова, В. А. Алексеев, Е. А. Добрынина и др., Препринт ИЯИ РАН № 1071/2001, Москва (2001).
32. Н. Ю. Агафонова, В. В. Ашихмин, Е. А. Добрынина, Р. И. Еникеев, А. С. Мальгин, К. Р. Рудаков, О. Г. Ряжская, И. Р. Шакирьянова, В. Ф. Якушев и коллаборация LVD, *Изв. РАН, сер. физ.* **83**, 673 (2019).
33. Н. Ю. Агафонова, В. В. Ашихмин, Е. А. Добрынина, Р. И. Еникеев, А. С. Мальгин, О. Г. Ряжская, Н. А. Филимонова, И. Р. Шакирьянова, В. Ф. Якушев и коллаборация LVD, *Изв. РАН, сер. физ.* **85**, 1661 (2021).