

На правах рукописи

МАЛЬГИН
Алексей Семенович

**Космогенные нейтроны
в низкофоновых подземных экспериментах**

Специальность 01.04.16 — физика атомного ядра
и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва — 2018

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН)

Официальные оппоненты:

Петрухин Анатолий Афанасьевич,

доктор физико-математических наук, профессор, Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» (г. Москва), научно-образовательный центр НЕВОД, главный научный сотрудник.

Просин Василий Владимирович,

доктор физико-математических наук, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова (НИИЯФ МГУ, г. Москва), Лаборатория наземной гамма-астрономии, ведущий научный сотрудник.

Старков Николай Иванович,

доктор физико-математических наук, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН г. Москва), Лаборатория элементарных частиц, главный научный сотрудник.

Ведущая организация:

Национальный исследовательский центр «Курчатовский Институт» (г. Москва).

Защита состоится _____ в ____ часов
на заседании диссертационного совета Д 002.119.01 на базе Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института ядерных исследований Российской академии наук по адресу: 117312, Москва, проспект 60-летия Октября, 7А.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИЯИ РАН и на сайте <http://www.inr.ru>

Автореферат разослан _____

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 002.119.01
д-р физ.-мат. наук, чл.-корр. РАН

С.В. Троицкий

Общая характеристика работы

Актуальность диссертации

Диссертационная работа посвящена исследованию характеристик так называемых космогенных нейтронов (сг-нейтронов) — нейтронов, образуемых в веществе мюонами космических лучей. В низкофоновых подземных экспериментах по исследованию редких процессов сг-нейтроны являются основным источником трудноустраняемого фона.

Образование нейтронов мюонами космических лучей составляет особый раздел физики космических лучей. Ему сложно приписать какое-либо самостоятельное значение, поскольку процессы, приводящие к образованию нейтронов мюонами, достаточно хорошо исследованы. Это, в основном, развитие в веществе адронных и электромагнитных ливней, инициируемых мюонами высокой энергии. Трудности при определении характеристик сг-нейтронов возникают из-за взаимосвязи процессов в области высоких энергий (генерация адронных и электромагнитных ливней потоком мюонов с некоторым спектром, множественные процессы) с ядерно-физическими явлениями в области низких энергий, сопровождающимися выходом нейтронов из ядер. В 50-ых годах прошлого столетия образование нейтронов мюонами исследовалось с целью установления характеристик фотоядерного взаимодействия мюонов. В середине 1960-х годов после появления работ [1, 2] исследования генерации нейтронов мюонами под землей приобрели новое содержание — изучение источников фона в низкофоновых подземных экспериментах.

Среди всех частиц, за исключением мюонов, присутствующих в подземных помещениях и способных создавать в детекторах фоновые события (нейтроны, протоны, γ -кванты, электроны, пионы), нейтроны занимают особое место. Это объясняется их высокой про-

никающей способностью и достаточно высоким сечением ядерных реакций. 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 γ -квант.

Вследствие высокой энергии (вплоть до ~ 1 ГэВ) сг-нейтроны обладают большими пробегами, а соответственное увеличение толщины защиты и, следовательно ее массы, приводит к возрастанию вероятности образования в ней сг-нейтронов. Таким образом, сама защита становится источником нейтронного фона. Эффективность применения активной защиты (мюонной вето-системы), фиксирующей пересечение мюоном детектора и защиты (вместе или по отдельности) и позволяющей исключить из анализа сигналы (импульсы детектора) следующие за мюоном в течение некоторого временного интервала, ограничена.

При интенсивности мюонов около $1.5 \mu \text{ м}^{-2}\text{час}^{-1}$ на глубине ~ 3 км в.э. подавление фона космогенных изотопов методом исключения событий, следующих за мюоном, может значительно снизить «живое» время эксперимента, то есть время набора «чистых» данных. Следовательно, активная защита эффективна только для подавления компоненты фона, связанной с «быстрыми» эффектами, производимыми сг-нейтронами: энерговыделениями протонов и ядер отдачи,

γ -квантов от nA -захватов, γ -квантов и частиц неупругого nA -рассеяния, электронов и γ -квантов распада короткоживущих изотопов с $T_{1/2} < \sim 1$ с.

В экспериментах DAMA/LIBRA [25], XENON100 [26], XMASS [10] по прямому детектированию холодной темной материи – гипотетических частиц WIMP'ов (слабо взаимодействующих массивных частиц) — существует нетривиальный канал образования фона, в котором sg -нейтроны имитируют не только сигнатуру взаимодействия, но и воспроизводят ожидаемые сезонные вариации сигналов, вызываемых WIMP'ами. Предполагается, что они имеют массу в интервале от $\text{ГэВ}/c^2$ до $\text{ТэВ}/c^2$ и, будучи гравитационно связанными с барионным веществом Галактики, обладают скоростями движения в несколько сотен км/с (~ 200 км/с). При упругом рассеянии на ядрах вещества детектора WIMP'ы могут образовать ядра отдачи с энергиями 1–100 КэВ. Ожидаемый темп регистрации ядер отдачи в 1 кг вещества мишени не превышает одного события в год. Темп регистрации WIMP'ов должен испытывать модуляции вследствие сезонных вариаций скорости движения Земли относительно центра Галактики и галактического WIMP-«газа». За счет вращения Земли вокруг Солнца и движения Солнечной системы в Галактике темп регистрации летом (вектор движения Земли направлен, приблизительно, по движению Солнечной системы) превышает зимний темп (векторы противоположно направлены).

Нейтроны, как и WIMP'ы, способны в упругих nA -столкновениях образовывать ядра отдачи с энергией в КэВ'ном диапазоне. Темп счета этих событий тоже должен иметь сезонные вариации, поскольку (как будет показано в Гл. 6) поток sg -нейтронов на глубинах больше ~ 2.5 км в.э. варьируется с амплитудой около 10% и максимальной величиной в начале июля. Это связано с положительным температурным эффектом, увеличивающим интенсивность и среднюю энергию

мюонов в летние месяцы и уменьшающим эти характеристики зимой в результате тепловых вариаций плотности земной атмосферы.

Цель и задачи диссертации

Для учета фона в подземных экспериментах по поиску редких событий и его минимизации необходимо знать характеристики сг-нейтронов: величину выхода Y_n в зависимости от вещества и энергии мюонов, энергетический спектр, пространственное распределение сг-нейтронов и временную зависимость их потока.

До последнего времени набор данных, полученных за более чем 60 лет исследований сг-нейтронов, трудно было назвать достаточным для установления зависимости их характеристик от средней энергии потока мюонов \bar{E}_μ и массового числа ядра вещества A . Этот факт и возросшие требования к точности определения фона в подземных экспериментах, а также нарастание вычислительных возможностей обусловили усиление интереса к моделированию процессов генерации нейтронов мюонами. Уже около 15 лет методом Монте-Карло с помощью программных пакетов FLUKA и Geant4 исследуются закономерности образования сг-нейтронов и связанных с ними космогенных радиоизотопов в зависимости от \bar{E}_μ и A . В первых работах [1, 27] по нейтронному выходу зависимость Y_n от A не рассматривалась. Она стала особенно активно изучаться в последнее время ввиду многократно возросших масштабов экспериментов, в которых масса детекторов и их защиты, выполненных из различных материалов, достигла десятков и сотен тонн. Как будет показано ниже, результаты расчетов пока трудно назвать хорошо согласующимися между собой и с измерениями. Тем не менее, число имеющихся на сегодня экспериментальных и расчетных данных (рис. В1) достигло объема, который дает возможность установить зависимости характеристик космогенных нейтронов от \bar{E}_μ и A .

Таким образом, целью диссертации является установление характеристик потока sg -нейтронов в зависимости от средней энергии \bar{E}_μ потока мюонов под землей и массового числа вещества A .

С этой целью решались следующие задачи:

- а) определение связи выхода sg -нейтронов с энергопотерями мюонов и массовым числом A ;
- б) установление процессов образования sg -нейтронов;
- в) определение формы энергетического спектра генерации и спектра изолированных sg -нейтронов;
- г) установление пространственного (поперечного) распределения sg -нейтронов в веществе;
- д) определение временной зависимости потока sg -нейтронов.

Научная новизна диссертации

Совокупность полученных в диссертации результатов и разработанных положений описывает свойства нейтронного сопровождения жесткой компоненты вторичного космического излучения (мюонов), что дает возможность подавления фона в низкофоновых подземных экспериментах.

В диссертации получены новые результаты, относящиеся к разделу «проникающая компонента» физики космических лучей:

- 1) на основе экспериментальных данных впервые получено выражение для выхода космогенных нейтронов (UF), связывающее энергетические потери мюонов со средней энергией потока мюонов \bar{E}_μ и массовым числом A ;
- 2) с использованием UF получено выражение для потока космогенных нейтронов в стандартном грунте;
- 3) получено выражение для выхода заряженных пионов, образуемых мюонами, в зависимости от \bar{E}_μ и A ;
- 4) установлена форма энергетического спектра генерации и спек-

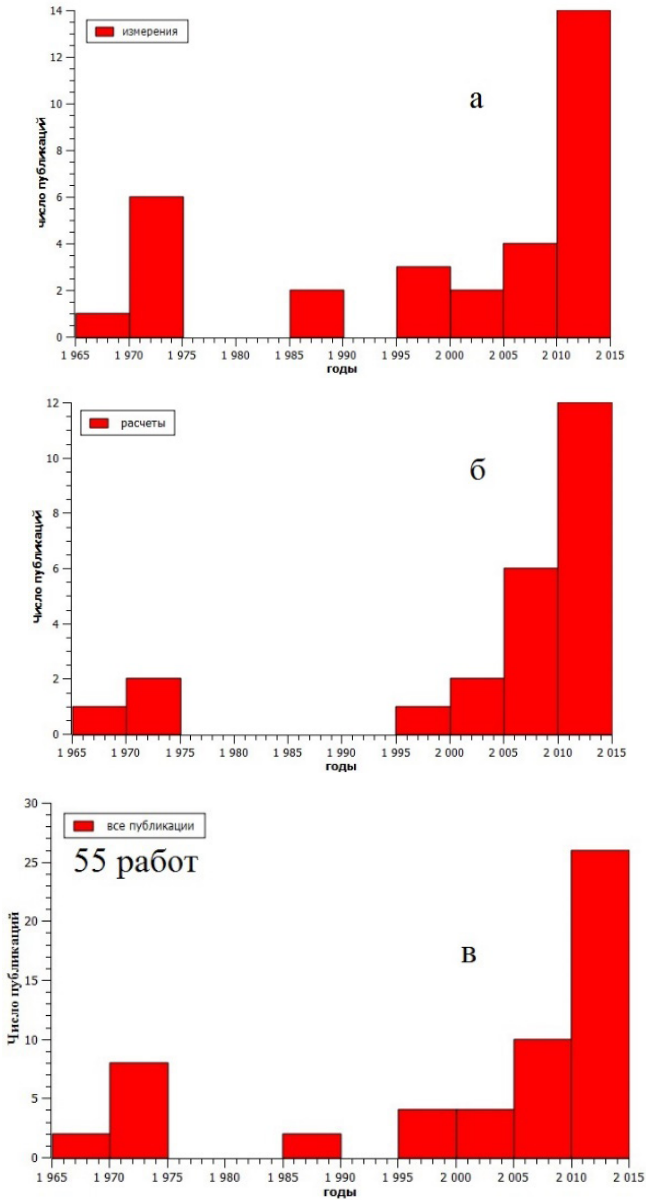


Рис. В1. Динамика публикаций по исследованию выхода космогенных нейтронов: а – результаты измерений, б – результаты расчетов, в – все публикации.

тра изолированных космогенных нейтронов с энергиями выше 30 МэВ на базе аддитивной кварковой модели глубоконеупругих процессов;

- 5) получено выражение, описывающее пространственное распределение космогенных нейтронов, и объяснены несоответствия в результатах имеющихся измерений;
- 6) определены характеристики сезонных вариаций потока космогенных нейтронов и обнаружен новый эффект — сезонные вариации средней энергии мюонов под землей.

Практическая значимость

Задачи, решавшиеся в диссертации, были продиктованы потребностями низкофоновых подземных экспериментов. Результаты исследования космогенных нейтронов, полученные в диссертации, согласуясь с имеющимися экспериментальными данными и объясняя их в совокупности, представляют характеристики космогенных нейтронов в виде физических зависимостей от средней энергии мюонов \bar{E}_μ , массового числа A и энергии нейтронов T_n . Это позволяет легко производить количественные оценки характеристик потока космогенных нейтронов для экспериментальных установок, содержащих различные материалы и расположенные на разных глубинах.

Установленные в диссертации физические процессы и зависимости, описывающие характеристики космогенных нейтронов, указывают направление совершенствования МК-программных пакетов, необходимых при планировании и анализе подземных экспериментов, но которые пока не обеспечивают моделирования процессов генерации космогенных нейтронов, адекватного реальным.

Положения, выносимые на защиту

1. Выход космогенных нейтронов Y_n связан с ядерными и электромагнитными энергопотерями мюонов и ядерными свойствами

вещества. В области значений средней энергии \bar{E}_μ мюонов выше 20 ГэВ связь выражается формулой $Y_n = 4.4 \cdot 10^{-7} \bar{E}_\mu^{0.78} A^{0.95} n/\mu/(\text{г}/\text{см}^2)$, \bar{E}_μ — в ГэВ. Формула представляет основную зависимость выхода от \bar{E}_μ и массового числа вещества A .

2. Выход Y_π^\pm заряженных пионов, образуемых мюонами, определяется ядерными потерями мюона $b_n = 4 \cdot 10^{-7} (\text{г}/\text{см}^2)^{-1}$. В области энергий \bar{E}_μ выше 20 ГэВ выражение для выхода Y_π^\pm имеет вид:

$$Y_\pi^\pm = b_n \bar{E}_\mu^{0.75} A^{0.13} \pi/\mu/(\text{г}/\text{см}^2), \bar{E}_\mu \text{ — в ГэВ.}$$

3. Подавляющее число космогенных нейтронов имеет энергию от нуля до ~ 1 ГэВ. Спектр генерации космогенных нейтронов $F^s(T_n)$ описывается тремя компонентами. В первой компоненте доминируют испарительные нейтроны с максвелловским спектром и максимальной энергией около 30 МэВ. Вторую и третью компоненты спектра составляют нейтроны с энергией 30–1000 МэВ. Форма этих компонент T_n^{-1} и T_n^{-2} с перегибом при энергии $T_n^{cr} \approx 60(A^{0.25} - 0.67)$ МэВ следует из аддитивной кварковой модели глубоконеупругого πA -рассеяния с привлечением эффектов прохождения нейтронов через ядро.
4. Спектр $F^{is}(T_n)$ изолированных космогенных нейтронов состоит из трех компонент и ограничен энергией ~ 1 ГэВ. Первая компонента имеет вид максвелловского распределения с предельной энергией 30 МэВ. Форму второй и третьей компонент спектра $F^{is}(T_n)$ определяет область, из которой космогенные нейтроны достигают детектора. Под действием этого фактора вторая компонента спектра генерации $F^s(T_n) \propto T_n^{-1}$ приобретает вид $F^{is}(T_n) \propto T_n^{-0.6}$, а третья компонента $F^s(T_n) \propto T_n^{-2}$ трансформируется в $F^{is}(T_n) \propto T_n^{-2.6}$.
5. Поперечное распределение космогенных нейтронов в веществе на расстоянии больше 2 м от мюонного трека описывается зави-

симостью $R_{\perp}^{-2.3}$. В области расстояний R_{\perp} менее 2 м поперечное распределение имеет максимум вблизи трека мюона и формируется испарительными нейтронами адронных и электромагнитных ливней.

6. Поток космогенных нейтронов под землей испытывает сезонные вариации, превышающие сезонные вариации потока мюонов. Экспериментально получено, что поток нейтронов на глубине 3.1 км в.э. варьируется с относительной амплитудой 9%.
7. Средняя энергия мюонов на больших глубинах изменяется в зависимости от сезона. В предположении связи выхода космогенных нейтронов со средней энергией мюонов в виде $Y_n \propto \bar{E}_{\mu}^{0.78}$ относительная амплитуда сезонных вариаций средней энергии мюонов на глубине 3.1 км в.э. должна составлять 10%.

Личный вклад автора

Автором диссертации были предложены идеи и получены результаты, легшие в основу всех положений, выносимых на защиту. Персональный вклад автора в получение результатов диссертационной работы отражается в публикациях [36–61]. Вклад автора диссертации в совместных работах является определяющим.

Апробация диссертации

Полученные в диссертационной работе основные результаты опубликованы в реферируемых журналах, рекомендованных ВАК (17 работ), и были представлены на международных конференциях и симпозиумах: ECRS Torino 2016, ECRS Moscow 2012, ICRC Lodz 2009, ICRC Pune 2005, Seventeenth Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics «Particle Physics at the Year of Light», Moscow, Russia 20-26 August 2015; российских конференциях по космическим лучам ВККЛ 2004, 2008, 2010, 2012, 2014, 2016 гг.; на международном се-

минаре по физике высоких энергий QUARKS-2018; на рабочих совещаниях коллаборации LVD (Гран Сассо 2012 – 2017 г.г.).

Структура и объем диссертации

Диссертационная работа состоит из Введения, шести глав основного текста, Заключения, Библиографии и Списка сокращений. Общий объем диссертации 193 страницы, в её состав входят 50 рисунков и 6 таблиц; библиография включает 150 наименований.

Во Введении дана мотивация диссертационной работы, описаны каналы создания космогенными нейтронами фона в экспериментах по обнаружению редких процессов. Указаны цель, актуальность, научная новизна и практическая значимость диссертации. Сформулированы положения, выносимые на защиту, показан личный вклад автора в полученные результаты и описана их апробация. Помимо этого, во Введении перечислены публикации по теме диссертации в рецензируемых журналах и материалах конференций.

В первой главе обсуждается основная количественная характеристика космогенных нейтронов – выход Y_n .

Выход нейтронов $Y_n(E_\mu, A)$ $n/\mu/(\text{г} \cdot \text{см}^{-2})$ представляет свойство вещества образовывать нейтроны при прохождении через него мюонов.

Его величина позволяет вычислять скорость образования нейтронов R_n потоком мюонов с энергией \bar{E}_μ и интенсивностью I_μ ($\mu \cdot \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$) в веществе A на данной глубине H :

$$R_n = I_\mu(H) Y_n(\bar{E}_\mu, A) (n \text{ г}^{-1} \text{с}^{-1}),$$

а также поток нейтронов Φ_n , образуемых потоком мюонов I_μ :

$$\Phi_n = I_\mu(H) Y_n(\bar{E}_\mu, A) \lambda_n (n \text{ см}^{-2} \text{с}^{-1}).$$

Число космогенных нейтронов, выходящих из мишени, зависит от выхода $Y_n(E_\mu, A)$ вещества мишени, ее размеров и способности по-

глощать нейтроны. Если их полное количество (проинтегрированное по поверхности мишени) отнести к числу мюонов и средней длине их пробега в мишени в ($\text{г}/\text{см}^2$), полученная величина приобретает размерность выхода Y_n . Ее можно назвать техническим выходом нейтронов Y_n^{tec} для данной мишени. Расчет величины Y_n^{tec} для мишени данных размеров, формы и вещества требует применения метода Монте-Карло.

В Разделе 1.1 приводятся определения характеристик космогенных нейтронов и используемая терминология, а также характеризуются компоненты выхода Y_n .

Указано, что выход космогенных нейтронов, образуемых потоком мюонов с энергией \bar{E}_μ выше 20 ГэВ, определяется генерацией нейтронов в h - и em -ливнях. Основной вклад в полный выход дают нейтроны h -ливней.

В разделах 1.2–1.4 анализируются имеющиеся результаты измерений выхода (Табл. 1) и рассматриваются факторы, влияющие на экспериментальную величину выхода, а также роль структуры ядра вещества.

Таблица 1. Результаты измерений выхода Y_n (нумерация ссылок по тексту диссертации)

Автор / Эксперимент, ссылка	\bar{E}_μ , ГэВ	H, м.в.э.	$Y \times 10^{-4}, n / \mu / (\text{г}/\text{см}^2)$			
			$Y_{\text{ЖС}}$	Y_{Fe}	Y_{Cd}	Y_{Pb}
Annis, [41]	$10.0 \pm 6.3^*$	20	—	0.98 ± 0.01	—	2.43 ± 0.13
Bergamasco, [42]	$10.0 \pm 6.3^*$	60	—	—	—	4.8 ± 0.6
Горшков [43]	$11.0 \pm 6.6^*$	40	—	1.32 ± 0.30	—	4.03 ± 0.36
Hertenberger, [44]	13.0 ± 7.2	20	0.20 ± 0.07	—	—	—
Boehm, [45]	16.5 ± 8.1	32	0.36 ± 0.03	—	—	—
АНС, [27]	16.7 ± 8.2	25	0.47 ± 0.05 $0.36 \pm 0.05^*$	—	—	—

Горшков, [43]	$17.8 \pm 8.4^*$	80	—	1.69 ± 0.30	3.3 ± 0.4	5.66 ± 0.36
Bergamasco, [42]	$20 \pm 9^*$	110	—	—	—	6.8 ± 0.9
Горшков, [46]	$40 \pm 12.6^*$	150	—	3.31 ± 0.96	10.3 ± 4.3	11.56 ± 1.1
DayaBay, [47]	63.9 ± 3.8	250	1.026 ± 0.086	—	—	—
АНС, [27]	86 ± 18	316	1.21 ± 0.12 $0.93 \pm 0.12^*$	—	—	—
Blyth, [48]	89.8 ± 2.9	610	1.19 ± 0.21	—	—	—
Горшков, [49]	$110 \pm 21^*$	800	—	—	—	17.5 ± 3.0
АНС, [50]	125 ± 22	570	2.04 ± 0.24 $1.57 \pm 0.24^*$	—	—	—
DayaBay, [47]	143.0 ± 8.6	860	1.703 ± 0.122	—	—	—
Abe, [51]	260 ± 8	2700	2.8 ± 0.3	—	—	—
ZEPLIN-II, [52]	260 ± 32	2850	—	—	—	34 ± 1
ZEPLIN-III, [52]	260 ± 32	2850	—	—	—	58 ± 2
LSM, [53]	267^{+8}_{-11}	4850	—	—	—	267^{+10}_{-7}
Bergamasco, [54]	280 ± 33	4300	—	—	—	116 ± 44
LVD, [55]	280 ± 18	3100♥	4.1 ± 0.5	—	—	—
LVD, [56,57]	280 ± 18	3100♥	$3.3 \pm 0.5^*$	16.4 ± 2.3	—	—
LVD, [58]	280 ± 18	3100♥	—	16 ± 4	—	—
LVD, [59]	280 ± 18	3100♥	3.6 ± 0.3	14.3 ± 1.6	—	—
LVD, [60]	280 ± 18	3100♥	3.2 ± 0.2	19.0 ± 1.0	—	—
Borexino, [61]	283 ± 19	3800	3.10 ± 0.11	—	—	—
LSD, [62]	385 ± 39	5200			—	—
LSD, [57]	385 ± 39	5200	$4.1 \pm 0.6^*$	20.3 ± 2.6	—	—

*) – вертикальный поток (\bar{E}_μ^\perp)

* – откорректированная величина

♥ – минимальная глубина

Результаты измерений выхода Y_n имеют значительную погрешность. Это связано с погрешностями определения энергии \bar{E}_μ и числа генерированных нейтронов, переходным эффектом для ливней на границе «мишень – окружающее вещество», образованием h -лив-

ней с большой множественностью нейтронов за конечное время измерений.

Раздел 1.5 посвящен получению и анализу универсальной формулы (UF) для выхода Y_n .

Эмпирические выражения $Y_n(\bar{E}_\mu) = c_A E_\mu^\alpha$ и $Y_n(A) = c_E A^\beta$ являются простейшими представлением зависимости выхода нейтронов от E_μ и A . Получаемые подгонкой под экспериментальные или расчетные данные, они отражают тенденции изменения величины $Y_n(E_\mu)$ или $Y_n(A)$, не вскрывая связи с физическими процессами образования нейтронов мюонами.

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

UF позволяет вычислять величину выхода Y_n для любого вещества на любой глубине эксперимента; в этом смысле формула $Y_n = b_n^{\text{tot}} E_\mu^\alpha A^\beta$ является универсальной. Точность UF не хуже 20% (Рис. 2).

В разделе 1.6 даны выводы к первой главе.

Материал главы основан на работах [36, 37, 40–44, 46, 47, 49, 50, 54, 57–61].

Во второй главе рассмотрена феноменология выхода космогенных нейтронов (сг-нейтронов).

В разделах 2.1 и 2.2 указано, что если выход сг-нейтронов яв-

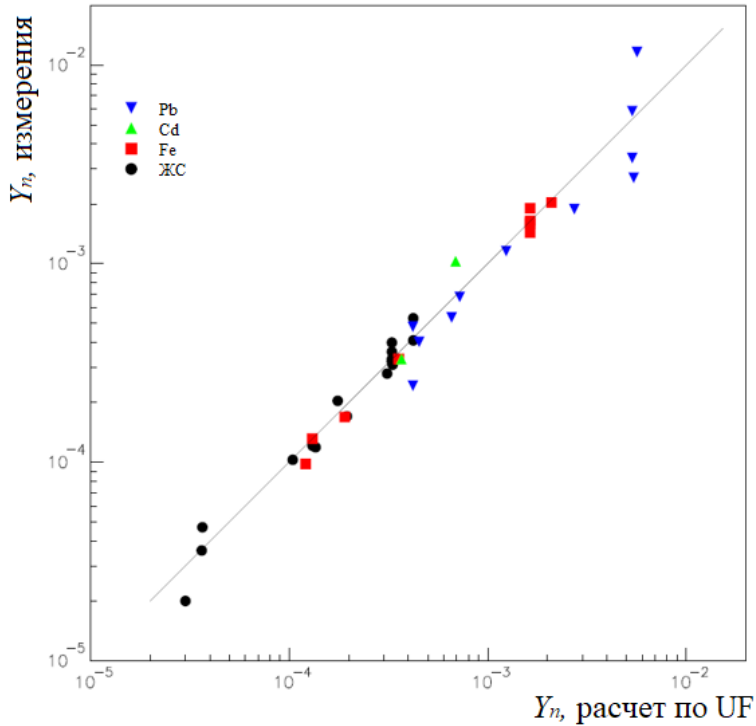


Рис. 1. Соответствие измерений (38 величин) и расчета выхода Y_n по UF. Погрешности данных указаны в Табл.1.

ляется функцией не связанных между собой переменных \bar{E}_μ и A , то при постоянных α и β его можно факторизовать в виде $Y_n(\bar{E}_\mu, A) = c \cdot E_\mu^\alpha A^\beta$. Фиксированность и величина показателей α , β определяются свойствами глубоконеупругого фотоядерного и электромагнитного взаимодействий ультрарелятивистских мюонов, а также характеристиками развития h -, em -ливней и генерации нейтронов в ливнях.

Феноменологическое рассмотрение механизмов генерации sg -нейтронов показывает, что коэффициент c представляет относительные энергопотери мюонов в ядерных или электромагнитных взаимодействиях.

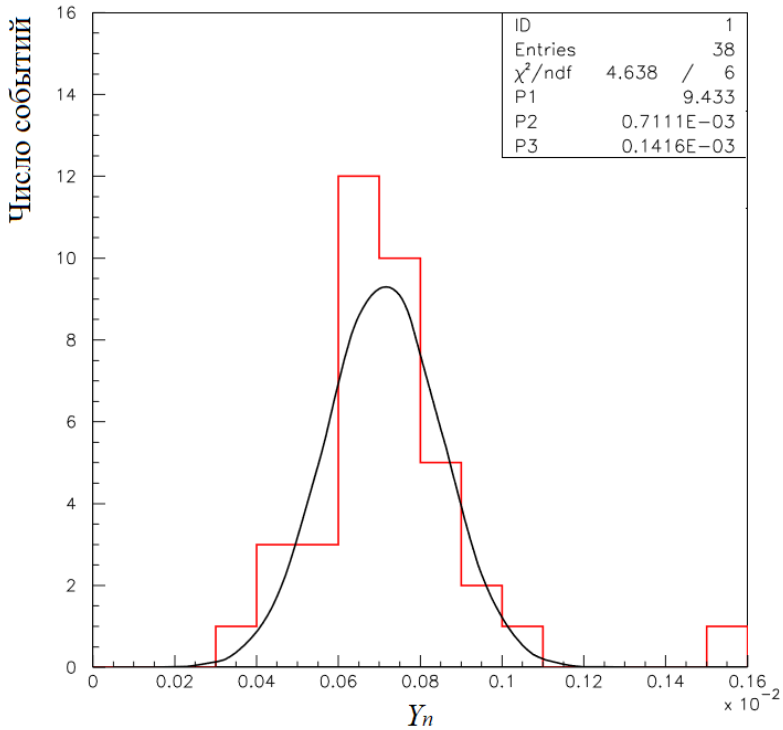


Рис. 2. Распределение 38 значений выхода Y_n , полученных в измерениях для различных A и E_μ , приведенных к $A = 56$ и $E_\mu = 100$ ГэВ с использованием UF (гистограмма). Кривая – функция Гаусса с параметрами максимального согласия с гистограммой; P2 = $\langle Y_{Fe} \rangle$, P3 = ΔY_{Fe} (68%-ный доверительный интервал)

В полном выходе Y_n доминируют нейтроны, образуемые в глубоконаупругих πA -столкновениях в h -ливнях с соответствующим выходом Y_n^h . Посредством величины Y_n^h выход Y_n связан с выходом заряженных пионов $Y_\pi = b_n E_\mu^{0.75} A^{0.13}$, который, в свою очередь, определяется ядерными потерями $b_n = 4.0 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2 \text{ Г}^{-1}$ ультрарелятивистских мюонов.

Адронная компонента выхода сг-нейтронов Y_n^h происходит от выхода Y_π и также зависит от b_n . Феноменологическое выражение

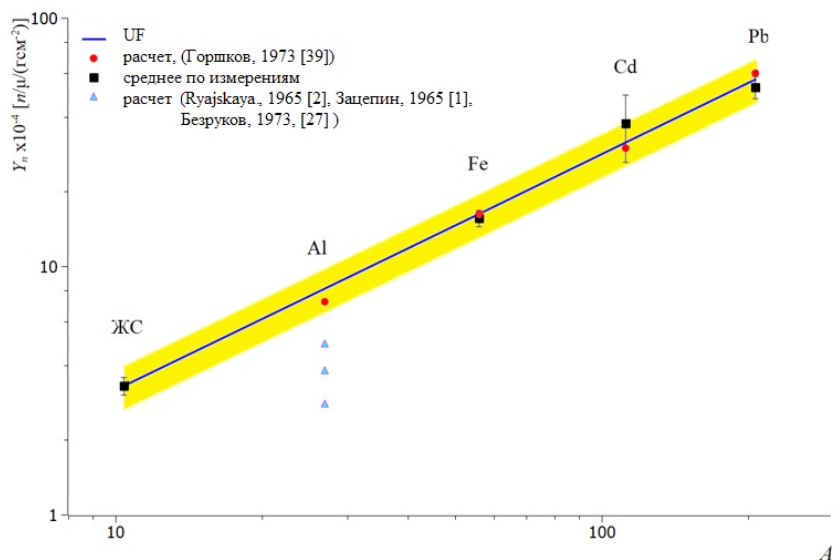


Рис. 3. Аналитические расчеты и данные измерений выхода для ЖС, Al, Fe, Cd, Pb при $E_\mu = 280$ ГэВ; расчеты [28] – с учетом спектра мюонов; желтая полоса – область значений UF с погрешностью 20%

для $Y_n^h = b_n E_\mu^{0.75} A^{0.90}$ является ядром универсальной формулы UF и определяет ее форму $Y_n^{UF} = b_n E_\mu^{0.78} A^{0.95}$, включающую и адронную и электромагнитную компоненты.

В разделе 2.3 даны выводы ко второй главе. Материал главы основан на работах [37, 42, 43].

В третьей главе рассмотрены результаты аналитических и монтекарловских расчетов выхода для разных веществ и энергий \bar{E}_μ . Показано, что результаты большинства аналитических расчетов, выполненных в период с 1965 по 1973 гг. и учитывающие энергетический спектр мюонов, в пределах погрешности измерений согласуются с экспериментальными величинами выхода Y_n для ядер с $A = 10, 4, 27, 56, 112, 207$, а также с величинами выходов, вычисленными с помощью универсальной формулы (Рис. 3).

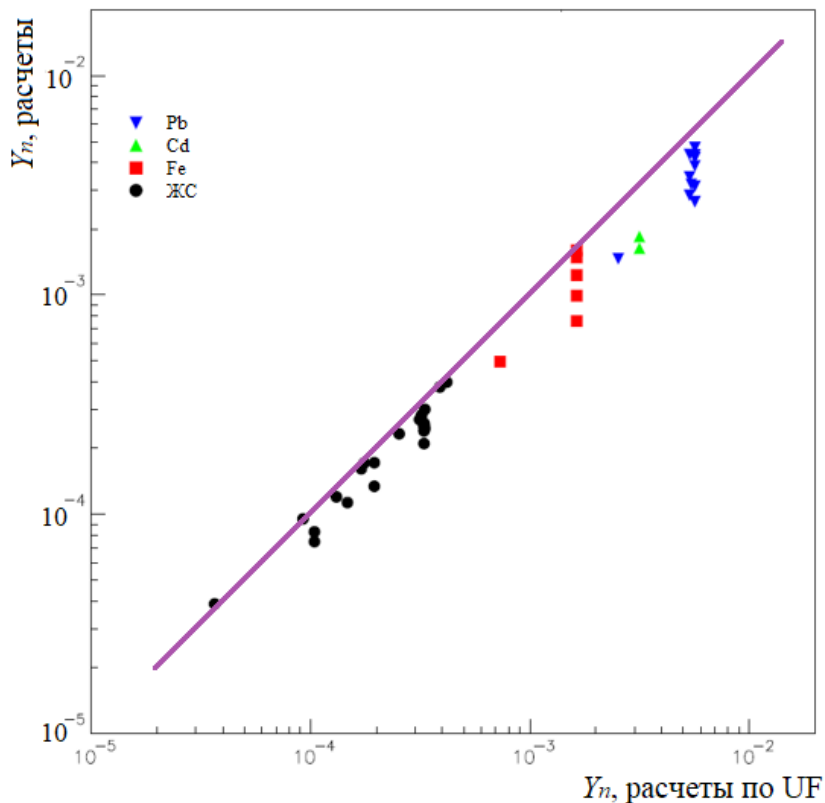


Рис. 4. Соответствие величин выхода Y_n , полученных по UF, и МК-расчетов для веществ, использовавшихся в измерениях. Прямая — линия равенства расчетов по UF и МК

В то же время МК-расчеты с использованием современных программных пакетов Geant4 и FLUKA (Рис.4) дают заниженную, в среднем на 25%, величину выхода Y_n . При этом погрешность расчетных величин выхода (включая смещение оценки), получаемых разными группами, превышает погрешность измерений (Рис. 5).

В разделе 3.3 отдельно рассмотрен выход космогенных нейтронов для стандартного грунта, рассчитываемый с помощью UF. Эта величина позволяет вычислять поток космогенных нейтронов, выходя-

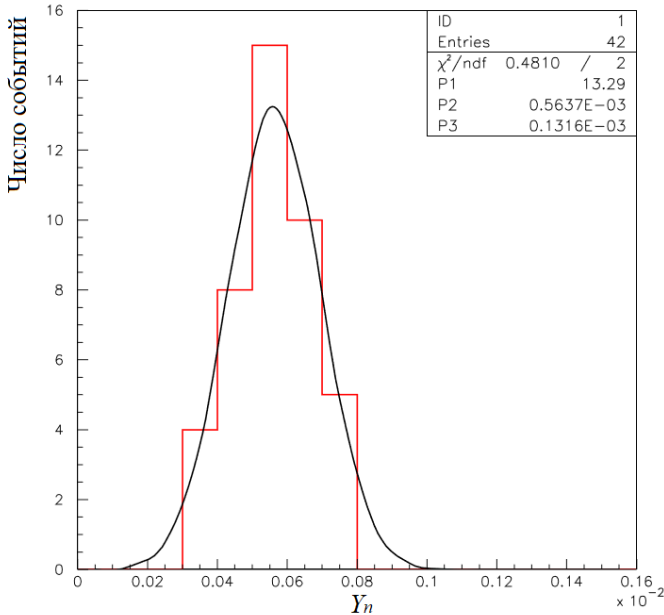


Рис.5. Распределение 42 величин выхода Y_n (гистограмма), полученных МК-расчетами (Geant4, FLUKA) для различных A и E_μ , приведенных к $A^* = 56$ и $E_\mu^* = 100$ ГэВ с использованием UF. Кривая — гауссиан с параметрами максимального согласия с гистограммой

щих из грунта в экспериментальный зал, с точностью около 30% без анализа химсостава грунта (Рис. 6).

В разделе 3.4 представлены выводы к третьей главе. Материалы главы базируются на работах [40, 42, 43]

В четвертой главе исследованы процессы, формирующие энергетический спектр космогенных нейтронов и проанализированы результаты измерений спектра.

В разделах 4.1–4.3 показано, что особенности спектра генерации сг-нейтронов находят объяснение в рамках аддитивной кварковой модели глубоконеупругого πA -рассеяния. Спектр формируется взаимодействиями в ядре вещества. Характеристики спектра (фор-

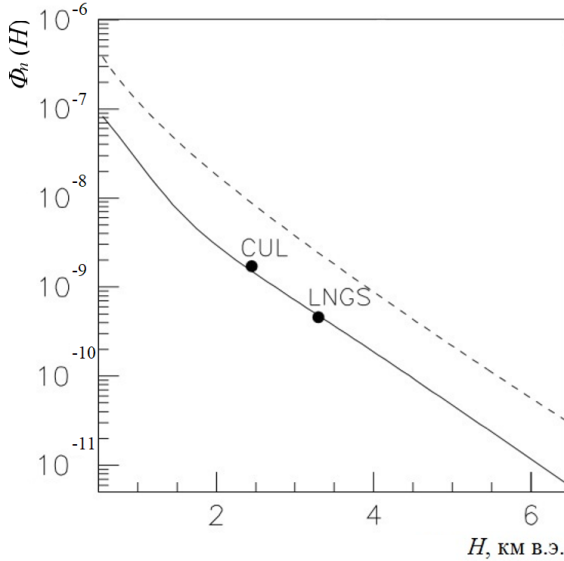


Рис. 6. Полный поток нейтронов от мюонов в грунте. Кривые: штриховая — расчет, $\bar{A}=23$, [29]; сплошная — расчет по UF (стандартный грунт $A=22$, настоящая работа). Точки — поток сg-нейтронов в грунте подземных лабораторий Canfranc (грунт CUL, расчет для 2450 м в.э. — $1.73 \times 10^{-9} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ [30]); Gran Sasso (грунт LNGS, расчет для 3300 м в.э. — $4.58 \times 10^{-10} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ [31])

ма, средняя энергия, энергия перегиба, средние энергии участков спектра) связаны с механизмом qq -столкновения валентного кварка налетающего пиона с валентным кварком нуклона ядра-мишени (Рис. 7) и прохождением нейтрона отдачи через ядерное вещество.

Спектр сg-нейтронов занимает диапазон от нуля до, примерно, 1 ГэВ и состоит из трех компонент. В первой компоненте (энергии до 30 МэВ) доминируют испарительные нейтроны с максвелловским спектром. Присутствующие здесь δ -нейтроны со спектром $1/T_\delta$ практически не влияют на форму результирующего спектра. Средняя энергия 4–7 МэВ нейтронов этого участка спектра определяется величиной A и не связана с \bar{E}_μ . Нейтроны первой компоненты в зависимости от A составляют 75–80 % от полного числа сg-нейтронов. Во

вторую и третью компоненты, охватывающие энергетический диапазон от 30 МэВ до, примерно, 1 ГэВ, входят δ -нейтроны глубоконеупругого πN -рассеяния. Спектр δ -нейтронов $F(T_\delta)$ имеет характерный вид, представимый в двойном \lg -масштабе прямой с перегибом при энергии T_δ^{cr} . Спектр $F(T_\delta)$ является спектром sg -нейтронов «в источнике» – $F^s(T_n)$.

Нейтроны с энергиями выше 30 МэВ производятся в h -ливнях в актах глубоконеупругого πN -рассеяния. Нейтроны em -ливней и образованные в других процессах не влияют на форму спектра в этой области энергий. Форма спектра $F(T_\delta)$ происходит от энергетического спектра δ -частиц $1/T_\delta^2$, которым характеризуется упругое рассеяние квазисвободных валентных кварков. Спектр $F^s(T_n)$ формируется теми из нейтронов отдачи, которые выходят из ядер без столкновений. В результате взаимодействий нейтронов отдачи в ядрах спектр $1/T_\delta^2$ в интервале от 30 МэВ до энергии перегиба T_δ^{cr} принимает форму второй компоненты $1/T_\delta$. Нейтроны третьей компоненты от энергии T_δ^{cr} до ~ 1 ГэВ сохраняют форму спектра $1/T_\delta^2$, так как все выходят из ядер без столкновений. Энергия перегиба T_δ^{cr} связана

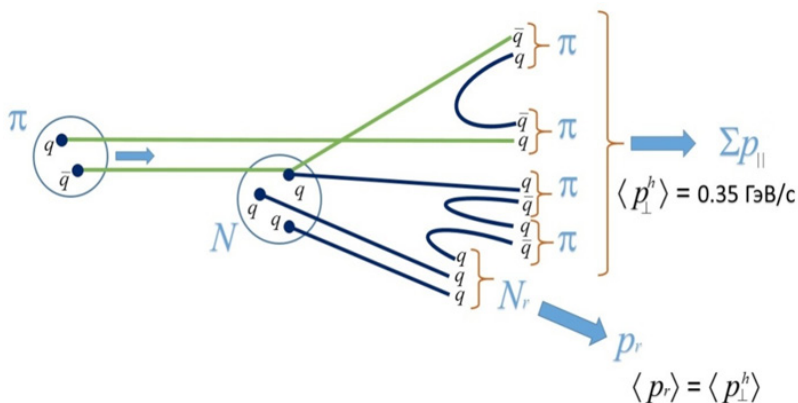


Рис. 7. Кварковая диаграмма столкновения валентных кварков в глубоконеупругом πN -рассеянии с образованием нуклона отдачи N_r .

с массовым числом A зависимостью $T_{\delta}^{\text{cr}} \approx 60 (A^{0.25} - 0.67)$ МэВ; для ядер с $A \leq 4$ спектр $F(T_{\delta})$ принимает моноформу $\propto T_{\delta}^{-2}$, в то время как для $A = 207$ (Pb) вторая компонента спектра, пропорциональная T_{δ}^{-1} , достигает энергии ~ 190 МэВ.

Величина средней энергии δ -нейтронов $\bar{T}_{\delta} \sim (120-150)$ МэВ слабо связана с A и не зависит от энергии ливневых пионов. Вследствие этого форма спектра $F(T_{\delta})$ и энергия \bar{T}_{δ} генерируемых в грунте нейтронов остаются неизменными при увеличении глубины и соответственном росте средней энергии мюонов \bar{E}_{μ} . По этой же причине форма спектра $F(T_{\delta})$ нейтронов в атмосфере должна повторять форму спектра sg -нейтронов под землей.

В разделе 4.4 проведено сравнение рассчитанного спектра генерации sg -нейтронов с измеренным и показано их согласие.

В разделе 4.5 рассчитывается энергетический спектр изолированных нейтронов $F^{\text{is}}(T_n)$, который также имеет трехкомпонентный вид. В спектре $F^{\text{is}}(T_n)$ средняя энергия $e\nu$ -нейтронов первой компоненты ниже средней энергии $e\nu$ -нейтронов спектра генерации $F^{\text{s}}(T_n)$ вследствие процессов квазиупругого и упругого рассеяния нейтронов на ядрах среды. Под землей спектр $F^{\text{is}}(T_n)$ с энергиями выше 30 МэВ формируется δ -нейтронами, приходящими к детектору из области их генерации без заметного изменения энергии и направления. Расположение этой области относительно детектора и ее размеры определяются угловым распределением мюонов на глубине наблюдения, угловым распределением δ -нейтронов при выходе из ядер и длиной свободного пробега в грунте, зависящей от их энергии. Основным фактором, определяющим форму спектра $F^{\text{is}}(T_n)$, является размер области, из которой δ -нейтроны достигают детектора. Под действием этого фактора вторая компонента спектра $F(T_{\delta})$ приобретает вид $F^{\text{is}}(T_n) \propto T_n^{-0.6}$, а третья компонента $\propto T_{\delta}^{-2}$ трансформируется в пропорциональную $T_n^{-2.6}$.

Важной из полученных особенностей является «обрезание» (укручение) спектра при энергии ~ 1 ГэВ, соответствующей максимально-му поперечному импульсу $p_{\perp} \sim 2$ ГэВ/с в глубококонепругих мягких процессах. В измерениях «обрезание» пока не установлено, так как определение энергии сг-нейтронов в этой энергетической области представляет собой достаточно сложную экспериментальную задачу. Спектры сг-нейтронов, полученные методом Монте-Карло, не демонстрируют резкого изменения формы в районе энергий выше 1 ГэВ. В то же время эффект предельной фрагментации ядра в глубококонепругом адрон-ядерном взаимодействии, а также поведение сечения σ_{nN} в области $T_n \geq 1$ ГэВ (означающее доминирование образования пионов в nN -столкновениях с потерей энергии нейтрона как внутри ядра, так и вне его) указывают на возможность «обрезания» спектра сг-нейтронов.

Имеющиеся сегодня расчеты спектра сг-нейтронов методом Монте-Карло не согласуются между собой и с измерениями. Предлагаемые аппроксимации результатов МК-расчетов функцией $T_n^{-\alpha}$ при $\alpha = \text{const}$ [32], суммой экспонент $\exp(-\alpha T_n)$ или комбинацией этих функций [29, 33, 34] не проясняют механизма формирования спектра сг-нейтронов. Предложенная в диссертации модель образования сг-нейтронов, согласующаяся с измерениями, намечает путь для улучшения моделирования процессов генерации нейтронов мюонами методом Монте-Карло.

В разделе 4.6 определена доля δ -нейтронов в полном числе космогенных нейтронов.

В разделе 4.7 приводятся выводы к четвертой главе. Материалы главы основываются на работах [38, 46, 47, 52, 59].

В пятой главе исследуется поперечное распределение (\perp -распределение) космогенных нейтронов — характеристика, определяющая

способность космогенных нейтронов уходить от мюонного трека на большие расстояния и становиться изолированными.

В разделах 5.1–5.3 рассмотрено формирование поперечного распределения космогенных нейтронов с энергией выше 20 МэВ и проанализированы результаты измерений. Установлено, что распределение сг-нейтронов $N(R_{\perp})$ на расстояниях $R_{\perp} > 2$ м определяется нейтронами второй компоненты сг-нейтронов со спектром $F^s(T_{\delta}) \propto T_{\delta}^{-1}$ в силу их преобладания в диапазоне энергий $T_n > 20$ МэВ, значительного начального угла отклонения от мюонной траектории и высокой проникающей способности. Приблизительное равенство средних углов $\theta_{n\mu}$ и θ_{δ} , вид зависимости $\text{tg}\theta_{\delta} \propto T_{\delta}^{-0.3}$, а также учет геометрического фактора R_{\perp}^{-2} приводят к зависимости $N(R_{\perp}) \propto R_{\perp}^{-2.3}$, которая слабо связана с A . С законом $R_{\perp}^{-2.3}$ в области $R_{\perp} > 2$ м согласуются \perp -распределения сг-нейтронов, полученные на двух башнях (T1+T2) и одной башне (T1-CI) установки LVD (Рис. 8).

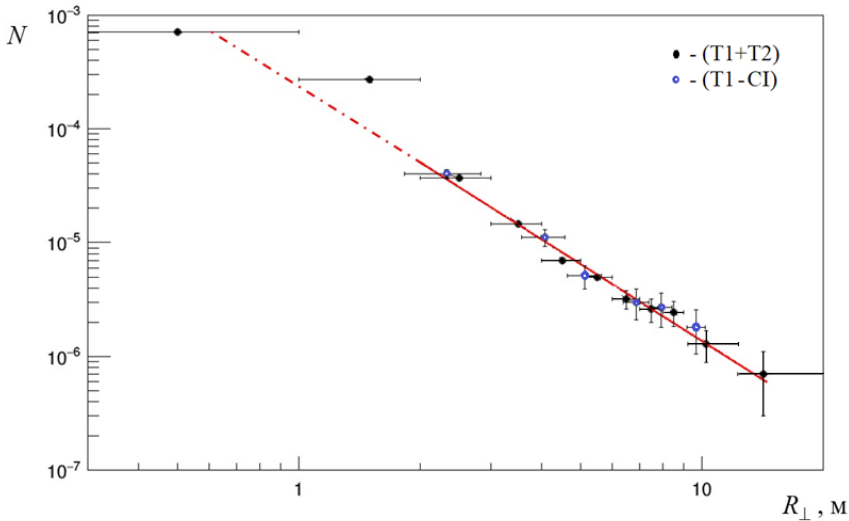


Рис. 8. Совместное \perp -распределение результатов измерений (T1+T2) и (T1-CI); прямая — закон $R_{\perp}^{-2.3}$, сплошная прямая — диапазон фитирования 2.0–14.5 м

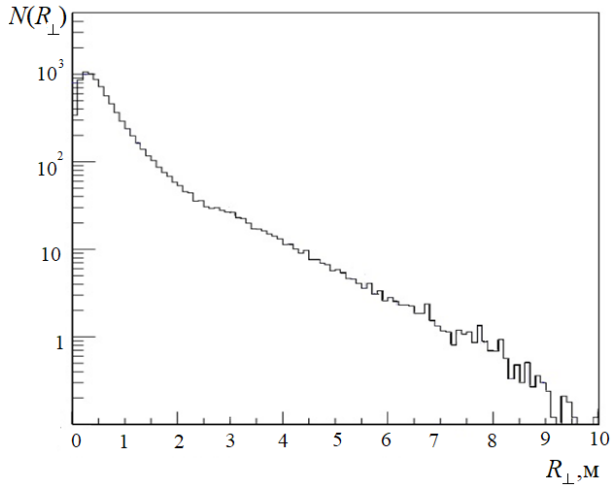


Рис.9. Экспериментальное \perp -распределения сг-нейтронов в эксперименте KamLand [35]

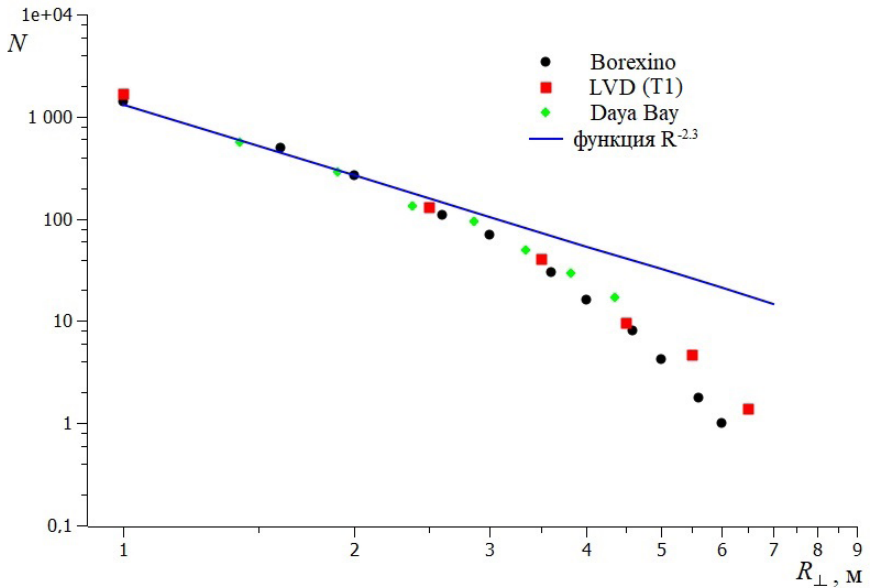


Рис. 10. $N(R_{\perp})$ — распределения в экспериментах Borexino, LVD (T1), Daya Bay в двойном логарифмическом масштабе, прямая — функция $R^{-2.3}$ с нормировкой при $R_{\perp} = 2$ м.

В области расстояний $R_{\perp} < \sim 2$ м \perp -распределение с максимумом вблизи μ -трека формируется испарительными cg -нейтронами h - и em -ливней; форма распределения (положение максимума, его ширина) связана с поперечными размерами ливней, в основном — адронных. Фотонейтроны, образуемые виртуальными фотонами в μA -взаимодействии (Рис. 9), не влияют на вид \perp -распределения ввиду их незначительного вклада в полный выход cg -нейтронов.

В разделе 5.4 проанализированы результаты измерений $N(R_{\perp})$ -распределения в экспериментах KamLand, Borexino, Daya Bay. Указано, что распределения Borexino и Daya Bay получены под действием краевого эффекта как и распределение LVD (T1), измеренное на одной башне LVD (Рис. 10).

Его влияние обусловлено методом измерений, когда один и тот же объем вещества с размерами, сравнимыми с пробегами нейтронов высоких энергий, является как мишенью для образования нейтронов мюонами, так и детектором, регистрирующим нейтроны.

В разделе 5.5 даны выводы к главе 5. Материалы главы опубликованы в работах [46, 47].

В шестой главе представлены результаты долговременного измерения на установке LVD сезонных вариаций космогенных нейтронов и связанных с ними вариаций средней энергии мюонов.

В разделе 6.1 дается вводная информация, поясняющая механизм сезонных вариаций интенсивности мюонов космических лучей под землей (рис. 11) и представляющая имеющиеся данные по изменению их характеристик.

В разделе 6.2 приводятся экспериментальные данные по измерению сезонных вариаций космогенных нейтронов на установке LVD. Высокая средняя энергия потока мюонов, падающих на установку LVD, её размеры, наличие в конструкции установки большой массы

железа, высокая эффективность регистрации нейтронов и долговременная стабильная работа позволили установить шестикратное превышение амплитудой сезонных (температурных) вариаций потока cg -нейтронов (Рис. 12) амплитуды вариаций интенсивности мюонов, величины которых (амплитуд) априори полагались одинаковыми.

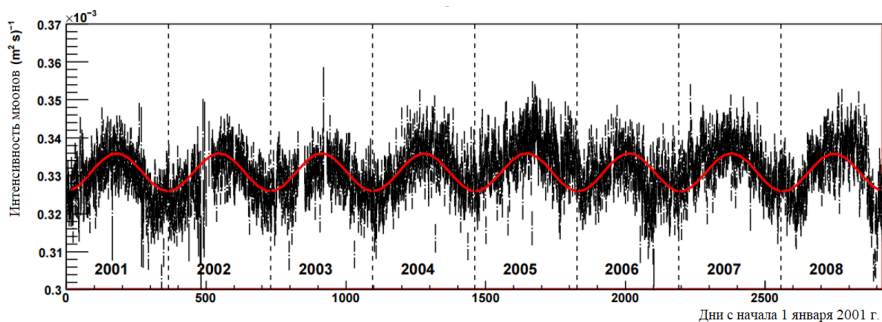


Рис. 11. Вариации интенсивности мюонов на LVD в период с 2001 по 2009 год

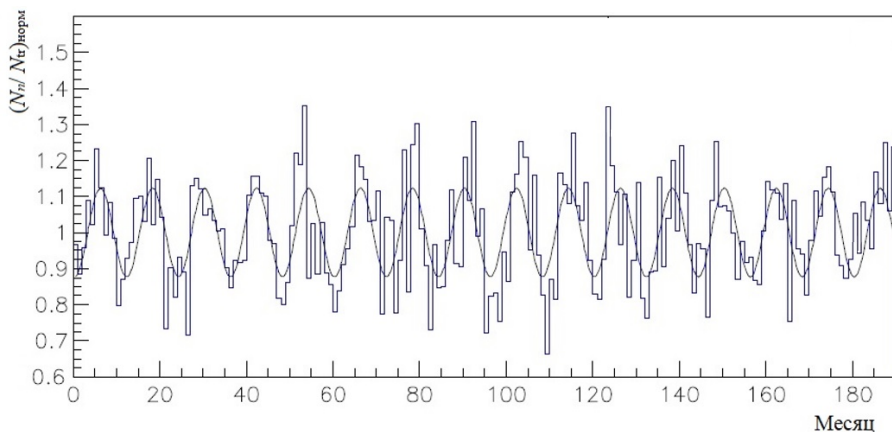


Рис. 12. Данные установки LVD за 16 лет измерений, шаг гистограммы (бин) — 1 месяц; значения в бинах отнормированы на число нейтронов в летний (6 месяцев) и зимний (6 месяцев) сезоны четвертого года измерений (2004 г.) для увеличения точности определения фазы сезонных вариаций числа нейтронов при фитировании гистограммы гармонической функций (синусоидальная кривая)

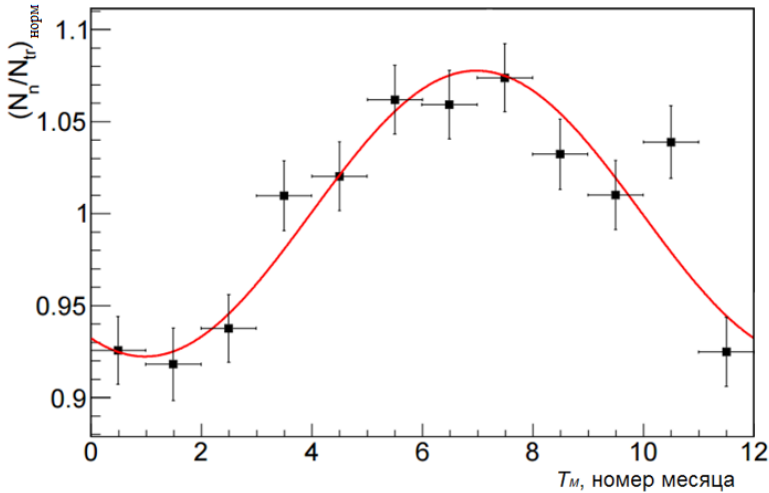


Рис.13. Определение параметров вариаций числа сг-нейтронов методом наложения эпох

При фитировании данных LVD уравнением $N(t) = 1 + \delta N_n / N_n^0 \times \cos[2\pi(t - t_n^0) / T_m]$ для фиксированного $T_m = 12$ (месяцев) методом наложения эпох была получена относительная амплитуда вариаций $(\delta N_n / N_n^0)^{ep} = 0.077 \pm 0.008$ и фаза $t_n^0 = 7.0 \pm 0.4$ (стат) ± 0.5 (сис) (Рис.13).

В разделе 6.3 определена амплитуда сезонных вариаций средней энергии мюонов на глубине 3.1 км в.э. по амплитуде вариаций космогенных нейтронов. Сильная зависимость выхода нейтронов от энергии мюонов $Y_n(\bar{E}_\mu) \propto E_\mu^{0.78}$ и массового числа $Y_n(A) \propto A^{0.95}$ даёт возможность исследовать изменение средней энергии потока мюонов по изменению числа нейтронов, генерируемых мюонами в веществе А.

В предположении связи выхода космогенных нейтронов со средней энергией мюонов в виде $Y_n \propto \bar{E}_\mu^{0.78}$ получено, что относительной амплитуде вариаций нейтронов $\delta N_n / N_n = 0.077$ должна соответствовать амплитуда вариаций средней энергии мюонов $\delta \bar{E}_\mu / \bar{E}_\mu = 0.10$, то есть абсолютная амплитуда сезонных вариаций энергии мюонов на глубине 3.1 км в.э. $\bar{E}_\mu = 280$ ГэВ может составлять 28 ГэВ.

В разделе 6.3.2 обсуждается механизм температурных вариаций энергии мюонов на больших глубинах, который заключается как в процессах генерации мюонов в верхних слоях атмосферы, так и прохождения мюонами слоя грунта большой толщины.

В разделе 6.5 приведены выводы к шестой главе. Материалы главы опубликованы в работах [36, 39, 48, 51, 53, 56].

В конце диссертации дано краткое Заключение и приведен Список цитированной в работе литературы.

Цитированная литература

1. Г.Т. Зацепин, О.Г. Ряжская. Расчет генерации нейтронов μ -мезонами для различных глубин в грунте. // Изв. АН СССР. Сер. физ. Т. 29. 1965. С.1946.
2. O. G. Ryajskaya and G. T. Zatsepin. Depth-intensity curve of nuclear events induced by muons. // in Proceedings of the 9th International Cosmic Ray Conference. Vol. 1. 1965. p. 987.
3. G. Alimonti et al. (Borexino Collaboration). The Borexino detector at the Laboratori Nazionali del Gran Sasso" // Nucl.Instrum.Meth.A Vol.600. 2009. С.568 (10.1016/j.nima.2008.11.076), arXiv:0806.2400 [physics.ins-det].
4. S. Abe et al. (The KamLAND Collaboration). Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND. // Phys. Rev. Lett. Vol.100. 2008. P.221803. (<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.221803>).
5. M. Agostini et al. (GERDA collaboration). Search of Neutrinoless Double Beta Decay with the GERDA Experiment. // Nucl. Part. Physics Procs. Vol. 273–275. 2016. P. 1876, (10.1016/j.nuclphysbps.2015.09.303).
6. R. Bernabei et al. The DAMA/LIBRA apparatus. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. Vol. 592 (3). 2008. P. 297 (<https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.04.082>), arXiv:0804.2738 [astro-ph].
7. D. Akimov et al., WIMP-nucleon cross-section results from the second science run of ZEPLIN-III // Phys. Lett. B. Vol. 709. 2012. P. 14; arXiv:1110.4769.

8. E. Aprile et al. (XENON Collaboration). The XENON100 dark matter experiment. // *Astropart. Phys.* Vol. 35. 2012. P. 573 (10.1016/j.astropartphys.2012.01.003), arXiv:1107.2155 [astro-ph.IM].
9. D. S. Akerib et al. (LUX). First Searches for Axions and Axion-Like Particles with the LUX Experiment. // *Phys. Rev. Lett.* Vol. 118. 2017. P. 261301, DOI: 10.1103/PhysRevLett.118.261301, arXiv:1704.02297 [astro-ph.CO].
10. K. Abe et al. (XMASS Collaboration). Search for bosonic superweakly interacting massive dark matter particles with the XMASS-I detector. // *Phys. Rev. Lett.* Vol. 113. 2014. P. 121301, DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.121301, arXiv:1406.0502 [astro-ph.CO].
11. C. Amole et al. Dark Matter Search Results from the PICO-60 CF3I Bubble Chamber // *Phys. Rev. D.* Vol. 93. 2016. P. 052014, DOI: 10.1103/PhysRevD.93.052014, arXiv:1510.07754 [hep-ex].
12. T.C. Shantz, “*Design and Construction of the Helium and Lead Observatory*”, M.Sc. Thesis, Laurentian University, 2010; Duncanson, F; Farine, J; Habig, A; Hime, A; Robertson, R G H; Scholberg, K; Shantz, T; Virtue, C J; Wilkerson, J F; Yen, S “HALO – the helium and lead observatory for supernova neutrinos”. *Journal of Physics: Conference Series.* Vol. 136 (4). 2008. P. 042077. (10.1088/1742-6596/136/4/042077).
13. E. Aprile et al. (XENON Collaboration). The XENON1T Dark Matter Experiment. // arXiv:1708.07051 [astro-ph.IM].
14. M. Wurm LAGUNA-LENA working group. Studying neutrino properties in the future LENA experiment. // *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements Volumes 237–238, April–May 2013, Pages 314–316* (<https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2013.04.114>).
15. Jost Migenda for the Hyper-Kamiokande proto-collaboration. The Hyper-Kamiokande Experiment: Overview & Status. // *Proc. of NuPhys2016* arXiv:1704.05933 [hep-ex].
16. C.J. Virtue for the Collaboration HALO-1kT // Scientific Committee Meeting LNGS, 2 October 2017 <https://agenda.infn.it/getFile.py/access?contribId=25&sessionId=0&resId=0&materialId=slides&confId=14238>.

17. S. Andringa et al. (SNO+ Collaboration). Current Status and Future Prospects of the SNO+ Experiment. // *Advances in High Energy Physics*, vol. 2016. 6194250 (<http://dx.doi.org/10.1155/2016/6194250>), arXiv:1508.05759.
18. N. Agafonova et al. Discovery potential for directional Dark Matter detection with nuclear emulsions. // arXiv:1705.00613 [astro-ph.CO].
19. Andi Tan et al. (PandaX-II Collaboration). Dark Matter Results from First 98.7 Days of Data from the PandaX-II Experiment. // *Physical Review Letters*, Vol.117. 2016. P. 21303, DOI:10.1103/PhysRevLett.117.121303.
20. В.Л. Дадькин и др. О регистрации редкого события детектором нейтринного излучения под МонБланом 23 февраля 1987 года. // *Письма в ЖЭТФ*, Т.45(10).1987. С.464.
21. K. Hirata, T. Kajita, M. Koshiba, et al. Observation of a neutrino burst from the supernova SN1987A // *Phys. Rev. Lett.* Vol. 58. 1987. P.1490.
22. R. M. Bionta et al. Observation of a neutrino burst in coincidence with supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud. // *Phys. Rev. Lett.* Vol. 58. 1987. P. 1494, DOI:<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.58.1494>.
23. Е.Н. Алексеев, Л.Н. Алексеева, В.И. Волченко, И.В. Кривошейна. О возможной регистрации нейтринного сигнала 23 февраля 1987 года на Баксанском подземном сцинтилляционном телескопе ИЯИ АН СССР. // *Письма в ЖЭТФ* Т. 45. 1987. С. 461.
24. А.С. Мальгин. Изучение спектра мюонов космических лучей и их взаимодействий в области энергий до 10 ТэВ с помощью подземного сцинтилляционного детектора Артемовской научной станции ИЯИ АН СССР: Дисс. кан. физ.-мат. наук, ИЯИ РАН (Москва, 1986) 162 с.
25. R. Bernabei et al., DAMA/LIBRA results and perspectives. // *Proceedings to the 19th Workshop "What Comes Beyond the Standard Models"*, Bled, July 11 - 19, 2016, DOI:10.1051/epjconf/201713605001, arXiv:1612.01387 [hep-ex].
26. E. Aprile et al. (XENON Collaboration). Search for WIMP inelastic scattering off xenon nuclei with XENON100. // *Phys. Rev. D* Vol. 96. 2017. P.022008, DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.96.022008>, arXiv:1705.05830 [hep-ex].

27. Л. Б. Безруков и др., Исследование зависимости ядерных эффектов, вызываемых мюонами космических лучей, от глубины грунта // *Яд. Физ.* т. 17. 1973. С. 98.
28. Г. В. Горшков, В. А. Зябкин, Р. М. Яковлев. Образование нейтронов в Pb, Cd, Fe и Al под действием μ -мезонов высоких энергий. // *Яд. Физ.* Т. 18. 1973. С. 109.
29. D.-M. Mei, A.Hime. Muon-induced background study for underground laboratories // *Phys. Rev. D* Vol. 73. 2006. P. 053004.
30. J.M. Carmona et al., Neutron background at the Canfranc Underground Laboratory and its contribution to the IGEX-DM dark matter experiment // *Astropart.Phys.* Vol. 21. 2004. P. 523-533.; arXiv:hep-ex/0403009.
31. R. Persiani. Measurement of the muon-induced neutron flux at LNGS with the LVD experiment: Ph.D. thesis, (University of Bologna, 2011) 135 p.
32. Y.-F. Wang, L. Miller, G. Gratta. New approach to background subtraction in low-energy neutrino experiments. // *Phys. Rev. D.* Vol. 62. 2000. P. 013012.
33. Y.-F. Wang, V. Balic, G. Gratta, A. Fasso`, S. Roesler, and A. Ferrari, Predicting neutron production from cosmic-ray muons. // *Phys. Rev. D.* Vol. 64. 2001. P. 013012.
34. Cristiano Galbati, John F. Beacom. Measuring the cosmic ray muon-induced fast neutron spectrum by (n,p) isotope production reactions in underground detectors. // *Phys.Rev. C.* Vol. **72**. 2005. P.025807.; arXiv:hep-ph/0504227.
35. S. Abe et al. Production of radioactive isotopes through cosmic muon spallation in KamLAND // *Phys. Rev. C.* Vol. 81. 2010. P. 025807.

Список публикаций по теме диссертации

Публикации в рецензируемых журналах, содержащие основные результаты диссертации (17 работ):

36. Агафонова Н.Ю., Ашихмин В.В., Добрынина Е.А., Еникеев Р.И., Мальгин А.С., Рязская О.Г., Шакирьянова И.Р., Якушев В.Ф. Эксперимент LVD: 25 лет работы // *Яд. Физ.* 2018 т. 81 №1, 85–94.

37. Malgin Alexey. Phenomenology of muon-induced neutron yield // arXiv:1704.04993, Phys. Rev. C. 2017. Vol. 96. P. 014605.
38. Мальгин А.С. Об энергетическом спектре космогенных нейтронов // ЖЭТФ. 2017. Т. 152. Вып. 5, с. 863.
39. Мальгин А.С. Сезонные модуляции энергии мюонов космических лучей под землей // ЖЭТФ. 2015. Т. 148. Вып. 2 (8). С.247–251.
40. Мальгин А.С. Характеристики нейтронов, образуемых мюонами в стандартном грунте // Яд. Физ. 2015. Т. 78. № 10. С. 889–893.
41. Агафонова Н.Ю., Мальгин А.С. Сравнительный анализ светосбора в сцинтилляционном счетчике объемом 1.5 м³ при диффузном и зеркальном отражении // Оптика и Спектроскопия. 2015. Т. 119. № 4. С. 684–690.
42. Агафонова Н.Ю., Мальгин А.С. Анализ экспериментальных данных по выходу нейтронов от мюонов // Яд. Физ. 2013. Т. 76. N. 5. С. 650–658.
43. Agafonova N. Yu., Malgin A. S. Universal formula for the muon-induced neutron yield // Phys. Rev. D. 2013. Vol. 87. P. 113013, arXiv:1304.0919.
44. Агафонова Н.Ю., Бояркин В.В., Мальгин А.С. Светосбор в сцинтилляционном счетчике объемом 1.5 м³ с квазизеркальным отражением // ПТЭ. 2010. № 1. С. 52–57.
45. Агафонова Н.Ю., Бояркин В.В., Мальгин А.С. Временные характеристики процесса светосбора в сцинтилляционном счетчике объемом 1.5 м³ с квазизеркальным отражением // ПТЭ. 2010. N.6. С. 29–33.
46. Мальгин А.С., Ряжская О.Г. Нейтроны от мюонов под землей // Яд. Физ. 2008. Т. 71 № 10. С. 1800-1811.
47. Menghetti H. (LVD Collaboration). Study of muon-induced neutron production, propagation and energy spectrum with the LVD detector at LNGS // Nuovo Cim. 2006. 29C 345.
48. Агафонова Н.Ю., Ашихмин В.В., Дадыкин В.Л., Добрынина Е.А., Еникеев Р.И., Мальгин А.С., Ряжская О.Г., Шакирьянова И.Р.,

Якушев В.Ф. и Коллаборация LVD. Сезонные вариации потока нейтронов, генерируемых мюонами, и фона естественной радиоактивности в подземной Лаборатории Гран-Сассо // Изв. РАН. Сер. Физ. 2017. Т. 81 №4. С. 551-554.

49. Агафонова Н.Ю. и др. (Коллаборация LVD). Измерение числа нейтронов, генерированных мюонами космических лучей, с помощью детектора LVD // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. N3. С. 436–438.
50. Агафонова Н.Ю., Бояркин В.В., Дадькин В.Л., Добрынина Е.А., Еникеев Р.И., Мальгин А.С., Рясный В.Г., Ряжская О.Г., Шакирьянова И.Р., Якушев В.Ф. и Коллаборация LVD. Одиночные и множественные мюоны и генерация ими нейтронов в эксперименте LVD // Изв. РАН Сер. Физ. 2011. Т. 75. №3. С. 437-439.
51. Агафонова Н.Ю., Бояркин В.В., Дадькин В.Л., Добрынина Е.А., Еникеев Р.И., Мальгин А.С., Рясный В.Г., Ряжская О.Г., Шакирьянова И.Р., Якушев В.Ф. и Коллаборация LVD. Анализ сезонных вариаций потока мюонов космических лучей и нейтронов, генерированных мюонами, в детекторе LVD // Изв. РАН Сер. Физ. 2011 Т. 75. №3. С. 456-459.
52. Агафонова Н.Ю., Бояркин В.В., Дадькин В.Л., Добрынина Е.А., Еникеев Р.И., Кузнецов В.В., Мальгин А.С., Ряжская О.Г., Рясный В.Г. и Якушев В.Ф. (Коллаборация LVD) и Соболевский Н.М.. Энергетический спектр нейтронов, генерируемых мюонами в подземном детекторе LVD // Изв. РАН Сер. Физ. 2009. Т. 73. №5. С. 666-667.

Публикации в трудах конференций

53. Agafonova N. Yu. (on behalf of the LVD Collaboration). Measurement of the muon-induced neutron seasonal modulation with LVD // arXiv:1701.04620 (*in XXV ECRS 2016 Proceedings - eConf C16-09-04.3*).
54. Agafonova N. on behalf the LVD Collaboration Measurement of the muon-induced neutron yield in Fe and Pb using Large Volume

Detector at LNGS // *in Proceedings of the Seventeenth Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics “Particle Physics at the Year of Light”*, Moscow, Russia 20-26 August 2015 (Editor Alexander I. Studenikin World Scientific, Singapore, 2017), p. 374.

55. Agafonova N.Yu. et al. (LVD Collaboration). Neutrons produced by muons in LVD: Monte Carlo Simulation // *J. Phys.:* 2013 Conf. Ser. 409012139.
56. Selvi M. on behalf the LVD Collaboration LVD Collaboration. Analysis of the seasonal modulation of the cosmic muon f9 in the LVD detector during 2001-2008 // *in Proc. of 31st ICRC, Lodz 2009*. <http://icrc2009.uni.lodz.pl/proc/pdf/icrc0766.pdf>
57. LVD Collaboration, Study of the muon-induced neutron background with the LVD detector // *in Proc. of the XXI International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, Paris, France, 14-19 June 2004*. Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 2005. 143. P. 518.
58. Agafonova N. et al. The Measurement of the Total Specific Muon-Generated Neutron Yield Using LVD // *in Proc. of 29th International Cosmic Ray Conference, Pune 2005*. Vol. 9. C. 239 – 242.
59. Agafonova N. et al. LVD Collaboration. Study of muon-induced neutron production, propagation and energy spectrum with the LVD detector at LNGS // *in Proc. of 29th International Cosmic Ray Conference, Pune. 2005*. Vol. 9. C. 37–40.

Препринты

60. Мальгин А.С. Выход космогенных нейтронов под землей: измерения и расчеты // Препринт ИЯИ РАН, 2016, N 1420/2016, 52 с.
61. Мальгин А.С. Критический анализ результатов измерения выхода нейтронов от мюонов в сцинтилляторе // Препринт ИЯИ РАН, 2012, N. 1333/2012, 12 с.

Научное издание
МАЛЬГИН
Алексей Семенович
Космогенные нейтроны
в низкофоновых подземных экспериментах

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук на тему

Ф-т 60x84/16 Уч.-изд.л. 1,7 Зак. № 22432 Тираж 80 экз. Бесплатно

Печать цифровая

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований Российской академии наук

Издательский отдел
117312, Москва, проспект 60-летия Октября, 7а