

На правах рукописи

Агафонова
Наталья Юрьевна

Изучение мюонов космических лучей
и нейтронов, генерированных ими под землей
в детекторе LVD

Специальность 01.04.16 – физика атомного ядра
и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

МОСКВА – 2014

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

Научный руководитель:

член-корреспондент РАН, доктор физико-математических наук, заведующая отделом ЛВЭНА ИЯИ РАН

Ряжская Ольга Георгиевна

Официальные оппоненты:

Роганова Татьяна Михайловна, доктор физико-математических наук, заведующая Лабораторией теории электронно-фотонных ливней Научно-исследовательского института ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова (г. Москва)

Рябов Владимир Алексеевич, доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник Федерального государственного бюджетного учреждения науки Физического института им. П.Н.Лебедева Российской академии наук (г. Москва)

Ведущая организация:

Федеральное государственное бюджетное учреждение Государственный Научный Центр Российской Федерации Институт Теоретической и Экспериментальной Физики. Национальный исследовательский центр Курчатовский институт (ИТЭФ, НИЦ Курчатовский институт)

Защита состоится _____ в ____ часов

на заседании диссертационного совета Д002.119.01 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

доктор физико-математических наук

С.В. Троицкий

Общая характеристика работы

Актуальность работы

Работы в области нейтринной астрофизики, нейтринной физики, поиска редких процессов, предсказываемых теорией, требуют создания низкофоновых подземных лабораторий. Основным источником трудноустраняемого фона под землей, помимо естественной радиоактивности горных пород и материалов установок, являются мюоны космических лучей. Мюоны, проходя через грунт и вещество детекторов, теряют свою энергию на ионизацию атомов среды, на излучение тормозных γ -квантов, образование электрон-позитронных пар и глубоко-неупругое взаимодействие. Среди продуктов взаимодействия мюонов с веществом (электроны, гамма-кванты, пионы, протоны, радиоактивные изотопы, нейтроны), которые могут создавать фоновые события в детекторах, нейтроны занимают особое место. Основными характеристиками нейтронов, производимых мюонами в веществе, является величина генерации нейтронов мюоном в 1 г/см^2 (выход нейтронов Y_n) и спектр рожденных нейтронов. Зная величину генерации, можно получить важные при определении фона в низкофоновых подземных экспериментах: скорость образования и поток нейтронов, спектр изолированных нейтронов, падающих из грунта на установки, скорость образования радионуклидов. Несмотря на интенсивные исследования процессов генерации нейтронов мюонами вычислительными методами с помощью постоянно улучшаемых программных кодов FLUKA и Geant, зависимости характеристик нейтронов от энергии мюонов и атомного веса вещества исследуются до сих пор. Основным препятствием является недостаточность экспериментальных данных: за 60 лет изучения выхода нейтронов в диапазоне средних энергий мюонов от 10 до ~ 400 ГэВ и веществ с атомным весом от ~ 10 до 207 получено около 30 результатов. В важной области высоких энергий $200 \text{ ГэВ} < \bar{E}_\mu < 400 \text{ ГэВ}$ их насчитывается шесть. Интерпретация данных осложняется большими ошибками значительной части результатов измерений. Такими же проблемами характеризуются исследования спектров нейтронов. Спектры измерялись в четырех экспериментах, причем диапазон измеряемых энергий нейтронов не превышал 90 МэВ (эксперимент «Коллапс»). В области выше 100 МэВ измерения спектров отсутствовали до публикации работы в 2009 г по теме данной диссертации.

Цель работы

Данная работа направлена на изучение взаимодействий мюонов космических лучей и на измерение основных характеристик нейтронов, образуемых мюонами в разных веществах под землей и создающих фон в низкофоновых подземных экспериментах.

Научная новизна и практическая ценность работы

На основе особенностей детектора LVD разработана и применена методика определения углового распределения мюонов, кратности мюонных групп и кривой раздвижения (распределение по расстоянию между траекториями мюонов во множественных событиях).

Разработан оригинальный метод определения зарядового состава мюонов околоразвертикального направления по продуктам распада оставившихся в веществе детектора μ^+ и μ^- .

Впервые прямым методом измерена величина генерации нейтронов, образуемых мюонами со средней энергией 280 ГэВ в железе.

Впервые экспериментально получен спектр генерации нейтронов мюонами в диапазоне энергий нейтронов 30 – 450 МэВ.

Полученные результаты расширяют набор данных для уточнения закономерностей генерации нейтронов мюонами. Это позволит повысить точность определения фона в низкофоновых экспериментах по поиску редких событий.

Личный вклад автора

1. Разработан метод реконструкции мюонных событий. Создана адекватная методу компьютерная программа восстановления событий. На статистике $2 \cdot 10^6$ мюонных событий получены характеристики потока мюонов на глубине расположения установки LVD: угловое распределение, спектр кратности групп мюонов, кривая раздвижения.

2. Разработан метод определения зарядового состава околоразвертикального потока мюонов (до $\sim 30^\circ$) с первичной энергией более 1.8 ТэВ. На статистике $11 \cdot 10^6$ мюонов, зарегистрированных счетчиками LVD, получена величина положительного избытка мюонов $k = 1.26 \pm 0.04$ (стат) ± 0.11 (сис).

3. Спланирован эксперимент по прямому измерению генерации нейтронов в железе на LVD. На статистическом материале, полученном в течение 1 года, измерена величина генерации нейтронов в железе от мюонов со средней энергией 280 ГэВ.

4. Для определения спектра генерации нейтронов обработано $1.5 \cdot 10^5$ мюонных событий. Получен дифференциальный энергетический спектр нейтронов в диапазоне 30 – 450 МэВ.

При непосредственном участии автора:

- разработана методика определения генерации нейтронов в сцинтилляторе и железе по полному числу нейтронов, образуемых мюонами в веществе LVD;

- получены величины генерации нейтронов для сцинтиллятора и железа при $\bar{E}_\mu = 280$ ГэВ;

- в структуре детектора LVD сконструирована установка для прямого измерения генерации нейтронов в железе;

- разработана методика определения спектра нейтронов, генерируемых мюонами в веществе установки LVD;

- определена множественность нейтронов от захвата остановившихся отрицательных мюонов ядром железа.

Автор защищает

1. Метод реконструкции мюонных событий в установке LVD с определением их направления (точность 0.5°), кратности мюонных групп до $n_\mu = 27$ и кривой раздвижения.

2. Программу восстановления мюонных событий.

3. Метод определения зарядового состава мюонов по распадам отрицательных и положительных мюонов, остановившихся в детекторе LVD. Величина положительного избытка мюонов $k = 1.26$ при систематической ошибке 9%.

4. Измеренную величину генерации нейтронов в железе $Y_n = (16 \pm 4) \cdot 10^{-4} \text{ н/}\mu\text{/(г/см}^2\text{)}$ для потока мюонов со средней энергией $\bar{E}_\mu = (280 \pm 18)$ ГэВ.

5. Измеренную форму спектра $F_n^s(T_n)$ генерации нейтронов в диапазоне 30 – 450 ГэВ: $F_n^s(T_n) \propto T_n^{-1}$ при $30 \leq T_n \leq 90$ МэВ; $F_n^s(T_n) \propto T_n^{-2}$ при $100 < T_n \leq 450$ МэВ.

Апробация работы

Результаты диссертации были представлены лично в виде докладов на Всероссийских конференциях по Космическим лучам (ВККЛ2004, ВККЛ2008, ВККЛ2010, ВККЛ2012, ВККЛ 2014), Международных и Европейских конференциях по космическим лучам (20ECRS, 23ECRS, 31 ICRC), научных семинарах им. академика Г.Т. Зацепина.

Публикации

По теме диссертации опубликовано 22 печатных работы, в числе которых 4 статьи в международных рецензируемых журналах, 7 статей в Российских рецензируемых журналах, входящих в перечень ВАК, 9 статей в материалах международных научных конференций и 2 препринта. Список опубликованных работ приведен в конце автореферата.

Содержание работы

Во **введении** кратко изложены физические процессы, обеспечивающие проникновение мюонов космических лучей глубоко под землю. Мюоны, в свою очередь, создают трудноустраняемую нейтронную компоненту, являющуюся фоном в подземных экспериментах. Указываются характеристики потока нейтронов, которые остаются сегодня предметом изучения. Формулируется цель и основные задачи исследования. Излагается научная новизна полученных результатов диссертационной работы, перечисляются положения, выносимые на защиту, и указываются данные о публикациях и апробации работы.

В **первой главе** представлено описание многоцелевого сцинтилляционно-трекового Детектора Большого Объема LVD (Large Volume Detector), созданного в рамках российско-итальянского научного сотрудничества и находящегося в подземном помещении Лаборатории Гран Сассо Национального института ядерной физики Италии.

Основной задачей эксперимента LVD является долговременный поиск нейтринных всплесков от гравитационных коллапсов звездных ядер. В силу своих конструктивных особенностей детектор также располагает широкими возможностями для изучения мюонов космических лучей под землей.

Детектор расположен на глубине 3650 м.в.э. Средняя энергия потока мюонов составляет 280 ГэВ, вертикальная интенсивность мюонов – $(3.31 \pm 0.03) \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Этими величинами определяется поток нейтронов, генерируемых мюонами в веществе детектора, характеристики которых исследовались в данной работе.

LVD состоит из 3-х башен, каждая из которых содержит пять вертикальных колонн. Колонна, из семи уровней, включает в себя портатанки, в которых размещено по восемь сцинтилляционных счётчиков. Полностью установка LVD содержит 840 сцинтилляционных

счетчиков. Первая башня LVD начала работать в 1992 году, 3 башни – в 2002 года.

Полная масса жидкого сцинтиллятора равна 970 тонн. Масса железа, образующего несущую структуру установки, – около 1000 тонн. В состав LVD входит трековая система, с помощью которой определялись характеристики мюонных событий: направление траектории мюонов, кратность мюонных групп, кривая раздвижения. Трековая система состоит из вертикальных и горизонтальных плоскостей газоразрядных трубок, работающих в ограниченном стримерном режиме. Точность определения координат трека заряженной частицы составляет ± 3 см. Она определяется шириной стрипов плоскостей трековой системы (2 см) и их пространственным расположением относительно друг друга.

Основным элементом детектирующей системы являются сцинтилляционный счетчик объемом 1.5 м^3 . Прямоугольная форма счетчика, его размеры $1.0 \times 1.0 \times 1.5 \text{ м}^3$, материал корпуса, количество и расположение фотоэлектронных умножителей (3 фотоумножителя на верхней грани счетчика), а также их параметры (диаметр, фотокатода, коэффициент усиления) были продиктованы условиями планировавшихся экспериментов.

Рассматриваются физические характеристики счетчика и его регистрирующей системы. Основными являются число фотоэлектронов на фотокатодe одного ФЭУ, индуцируемых энергосвыделением 1 МэВ в счетчике, энергетическое разрешение счетчика в диапазоне энергосвыделений 1 – 400 МэВ, временное разрешение и эффективность регистрации нейтронов. Указана их роль при анализе результатов измерений. Сделано заключение о соответствии физических характеристик счетчиков и установки в целом задачам, решаемым в диссертационной работе.

Вторая глава посвящена реконструкции мюонных событий, отбираемых из событий LVD, и определению их характеристик. Под реконструкцией мюонного события понимается восстановление направления мюона или группы мюонов и установление множественности группы.

Событием LVD является последовательность импульсов от сцинтилляционных счетчиков в течение 1 мс. В событие входит также информация, поступающая от трековой системы. Она присоединяется к

информации от сцинтилляционных счетчиков специальной программой BILDER. Мюонные события отбираются из числа всех событий LVD в соответствии с выработанными критериями отбора.

Конечной целью процедуры отбора является выделение мюонного события и определение его типа: одиночный мюон, группа мюонов и ее множественность, мюон или группа мюонов в сопровождении ливня.

Событие считается мюонным, если:

- 1) число сработавших счетчиков не менее 2;
- 2) суммарное энерговыделение в событии не менее 110 МэВ.

Условия отбора по трековой системе были следующими:

- а) количество сработавших модулей трековых плоскостей ≥ 3 ;
- б) число сработавших стрипов в трековой плоскости $2 \leq n_{\text{стр}} \leq 30$, плоскость стрипов исключается из анализа, если в ней сработало больше 30 стрипов.

Отобранные мюонные события реконструируются.

На первом этапе реконструкции используются данные только трековой системы; определяется направление мюона (θ , φ) и величина n_{μ} . Множества точек пересечения плоскостей стрипов объединяется в мюонные траектории с учетом условия параллельности траекторий в пучке. Предполагается, что мюонные траектории в группе не могут находиться ближе 40 см друг к другу. Это расстояние определяется радиусом кластера частиц, сопровождающих мюон. Угол прихода группы мюонов определяется с точностью 0.5 градуса. Затем, на основании полученной множественности, события разбиваются на классы: а) одиночных мюонов, б) «широких» пар (с расстоянием между треками $r > 1.5$ метра); в) «узких» пар ($r < 1.5$ м) и г) групп с множественностью $n_{\mu} \geq 3$.

На втором этапе реконструкции мюонного события привлекается информация от сцинтилляционных счетчиков.

При реконструкции события с одиночными мюонами и парами мюонов используется соответствие распределений экспериментальных и расчетных энерговыделений в счетчиках, расположенных на реконструированной траектории мюона. Для оценки правильности восстановления события вводится величина ζ , характеризующая отклонение расчетного распределения от экспериментального. Каждое

восстановленное событие (одномюонное или «широкая» мюонная пара) характеризуется параметром ζ , который представляет собой усредненное по счетчикам суммарное отклонение расчетных энерговыделений от измеренных:

$$\zeta = \sum_i |E_{\text{exp}}^i - E_{\text{cal}}^i k| / \sum_i E_{\text{cal}}^i, \text{ где } k = \sum_i E_{\text{exp}}^i / \sum_i E_{\text{cal}}^i,$$

E_{exp}^i – экспериментальное энерговыделение в каждом i -том сработавшем счетчике.

Расчетное энерговыделение определялось по формуле:

$$E_{\text{cal}} = [dE_{\mu}/dx] \cdot x \cdot \rho,$$

где $[dE_{\mu}/dx] = 2.4 \text{ МэВ/г/см}^2$ – средние потери энергии мюона;

x (см) – расстояние, пройденное мюоном в сцинтилляционном счетчике; $\rho = 0.78(\text{г/см}^3)$ – плотность сцинтиллятора.

Мюонные события с множественностью ≥ 3 должны отвечать следующим условиям:

- каждая траектория имеет не менее двух пересечений мюоном трековой системы;
- каждая траектория содержит ≥ 2 сработавших сцинтилляционных счетчика.

Отобранная по данным трековой системы группа с $n_{\mu} \geq 3$ анализируется на определение числа мюонов, пересекающих каждый из сработавших сцинтилляционных счетчиков и энерговыделений в них. Если каждый из сработавших счетчиков пересекается только одним мюоном, то группа реконструируется методом, аналогичным восстановлению траекторий одиночных мюонов и широких пар. Если среди сработавших счетчиков имеется хотя бы один, пересекаемый двумя и более мюонами (т.е. группа содержит «узкую подгруппу» мюонов), то реконструкция производится следующим образом. Для первоначально реконструированной группы (по данным только трековой системы) определяется величина δ_0 :

$$\delta_0 = \frac{1}{\sum_{i=1}^i E_i} \cdot \sum_{i=1}^i |\sum_{n=1}^n \varepsilon_{n,i} - E_i|,$$

где i – номер сработавшего счетчика;

n – номер траектории;

$\varepsilon_{n,i}$ – расчетное энерговыделение, производимое мюоном с n -ой траекторией в i -том счетчике;

$\sum_{n=1}^n \varepsilon_{n,i}$ – расчетное полное энергосодержание в i -том счетчике;

E_i – измеренное полное энергосодержание в i -том счетчике от всех пересекающих этот счетчик мюонов.

Таким образом, величина δ_0 выражает относительное отклонение полного расчетного энергосодержания от измеренного для первоначально реконструированной группы в целом. Затем из группы поочередно исключается одна из траекторий и заново определяется δ_1 , а также соответствующая величина $\Delta\delta = \delta_0 - \delta_1$. Следовательно, для группы с множественностью n_μ получаем набор n значений $\Delta\delta$. Реальной траектории соответствует $\Delta\delta \geq 0.045$.

Изложенная процедура основывается на том соображении, что при верно определенной множественности исключение одной из траекторий приводит к существенному изменению $\Delta\delta$, так как для данной группы величины $\sum_{i=1}^i E_i$ и δ_0 – постоянны. Если же траектория является лишней (мнимой), то соответствующая ей величина $\Delta\delta$ будет небольшой < 0.045 . Таким путем из группы удаляются мнимые траектории, имитируемые множественными срабатываниями трековой системы. Граничная величина $\Delta\delta = 0.045$ определяется на базе экспериментальных данных с визуальным контролем событий.

Были реконструированы мюонные события, зарегистрированные в период с декабря 1997 г. по август 2000 г. При одновременной работе двух башен установки LVD (560 сцинтилляционных счетчиков) получено 2 155 844 одиночных мюона и 112145 мюонных групп с n_μ от 2 до 26. Были определены: а) распределение событий по множественности мюонов, б) кривая раздвижения мюонов, в) угловая зависимость интенсивности мюонов.

Спектр кратностей $N_{\text{соб}}(n_\mu)$ и кривая раздвижения были использованы для исследования химического состава первичного космического излучения (ПКИ) в области энергий $> 3 \cdot 10^{15}$ эВ. Сравнение экспериментальных распределений с результатами моделирования указывает на утяжеление ПКИ. Распределение мюонных событий по кратности необходимо при определении удельного выхода нейтронов, генерируемых мюонами в веществе детектора LVD, а также при определении множественности нейтронов от μ Fe-захватов.

Угловое распределение мюонов $I_\mu(\theta, \varphi)$ позволяет получить зависимость интенсивности мюонов от глубины. Кроме этого, зависимость $I_\mu(\theta, \varphi)$ и величина угла для максимальной интенсивности мюо-

нов около 28° используются при определении величины выхода Y_n нейтронов, генерируемых мюонами в железе.

В третьей главе определяется μ^+/μ^- - отношение остановившихся в веществе установки мюонов, которое характеризует зарядовый состав потока мюонов на глубине LVD. Зарядовый состав мюонов космических лучей начал изучаться практически с момента открытия мюонов. Целенаправленное экспериментальное исследование обнаруженного избытка положительно заряженных мюонов началось в 50-е годы. Зарядовое отношение мюонов $k = \mu^+/\mu^-$ зависит от состава первичного космического излучения (п.к.и.) и механизма генерации мюонов. В эксперименте LVD зарядовый состав мюонов используется при измерении множественности нейтронов в μ^-Fe -захватах.

Имеющиеся сегодня результаты измерений показаны на Рисунке 1. Они образуют две группы в диапазоне $2 \cdot 10^1 - 6 \cdot 10^3$ ГэВ со значениями $k \sim 1.28$ ($2 \cdot 10^1 - 10^3$ ГэВ) и $k \sim 1.38$ ($10^3 - 6 \cdot 10^3$ ГэВ). Для понимания динамики изменения величины k (скачкообразное, прогрессивное нарастание) интерес представляет интервал энергий $7 \cdot 10^2 - 2 \cdot 10^3$ ГэВ. Эксперимент LVD дает возможность получить величину k для мюонов околоразвертикального направления именно в этом энергетическом интервале.

Положительный избыток в потоке мюонов, приходящих вблизи вертикали, можно определить по зарядовому составу останавливающихся мюонов. Мюоны, останавливающиеся в установке, на поверхности грунта должны иметь энергию около 1.8 ТэВ.

Для определения зарядового состава мюонов при известном полном количестве остановок мюонов достаточно измерить долю распадающихся положительных или отрицательных мюонов (рис. 2). Положительные мюоны только распадаются с временем жизни 2.2 мкс. Отрицательные мюоны и распадаются и захватываются ядрами вещества. В сцинтилляторе 7.6% мюонов захватываются, за счет этого время жизни мюонов уменьшается до $\tau = 2.04$ мкс. В железе захватывается 90.9 % отрицательных мюонов, их время жизни составляет $\tau = 0.206$ мкс.

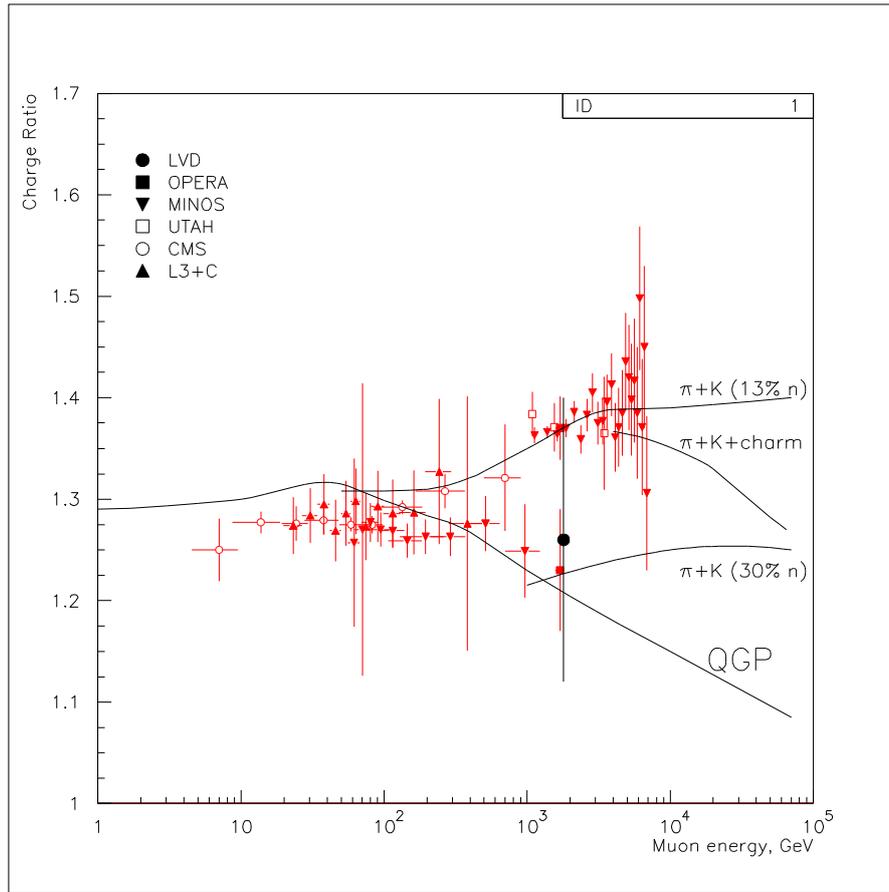


Рисунок 1. Результаты измерений зарядового отношения мюонов космических лучей

Ячеистая железо-сцинтилляторная структура установки позволяет детектировать захваты мюонов в железе, регистрируя продукты распадов сцинтилляционными счетчиками. Количество остановок пропорционально массе вещества, поэтому для определения числа остановок в сцинтилляторе (N_{st}^{Sc}) и в железе (N_{st}^{Fe}) необходимо знать массу сцинтиллятора M_{sc} и железа M_{Fe} . В расчете на один счетчик во внутренней части установки они составляют: $M_{sc} = (1150 \pm 17)$ кг, $M_{Fe} = (950 \pm 20)$ кг. Таким образом, $M = N_{st}^{Sc} / N_{st}^{Fe} = M_{sc} / M_{Fe} = 1.21 \pm 0.03$.

Положительный избыток атмосферных мюонов $k = R^+ / R^-$ в нашем случае можно определить, измеряя долю положительных мюонов в полном числе остановок мюонов в сцинтилляторе:

$$k = \frac{R_{sc}^+}{R_{sc}^- - R_{sc}^+} = \left(\frac{R_{sc}^\pm}{R_{sc}^+} - 1 \right)^{-1}. \quad (1)$$

Здесь R_{sc}^{\pm} и R_{sc}^{\pm} - количество остановок N_{sc}^{\pm} и N_{sc}^{\pm} в счетчике, нормированное на полное число мюонов N_{μ} , проходящих через счетчик:

$$R_{sc}^{\pm} = \frac{N_{sc}^{\pm}}{N_{\mu}}, \quad R_{sc}^{\pm} = \frac{N_{sc}^{\pm}}{N_{\mu}}.$$

Характеристики системы регистрации и конструкционные особенности установки LVD позволяют установить только количество распадов мюонов: μ^{\pm} в сцинтилляторе - dN_{sc}^{\pm} и μ^{\pm} в железе dN_{Fe}^{\pm} .

Величину N_{sc}^{\pm} получаем, используя число распадов dN_{sc}^{\pm} , и учитывая эффективности регистрации распадов положительных и отрицательных мюонов. Величину N_{sc}^{\pm} определяем по числу dN_{Fe}^{\pm} , учитывая эффективность регистрации μ^{\pm} - распадов в железе и пропорциональную зависимость числа остановок от массы вещества:

$$dN_{sc}^{\pm} \propto \frac{M_{sc}}{M_{Fe}} \cdot (dN_{Fe}^{\pm}). \quad (2)$$

Распады dN_{sc}^{\pm} выделяются из данных счетчиков, пересекаемых мюоном, то есть расположенных на мюонной траектории.

Напротив, величину dN_{Fe}^{\pm} можно найти только по данным счетчиков вне мюонного трека, расположенных рядом со счетчиками, в которых был импульс от мюона.

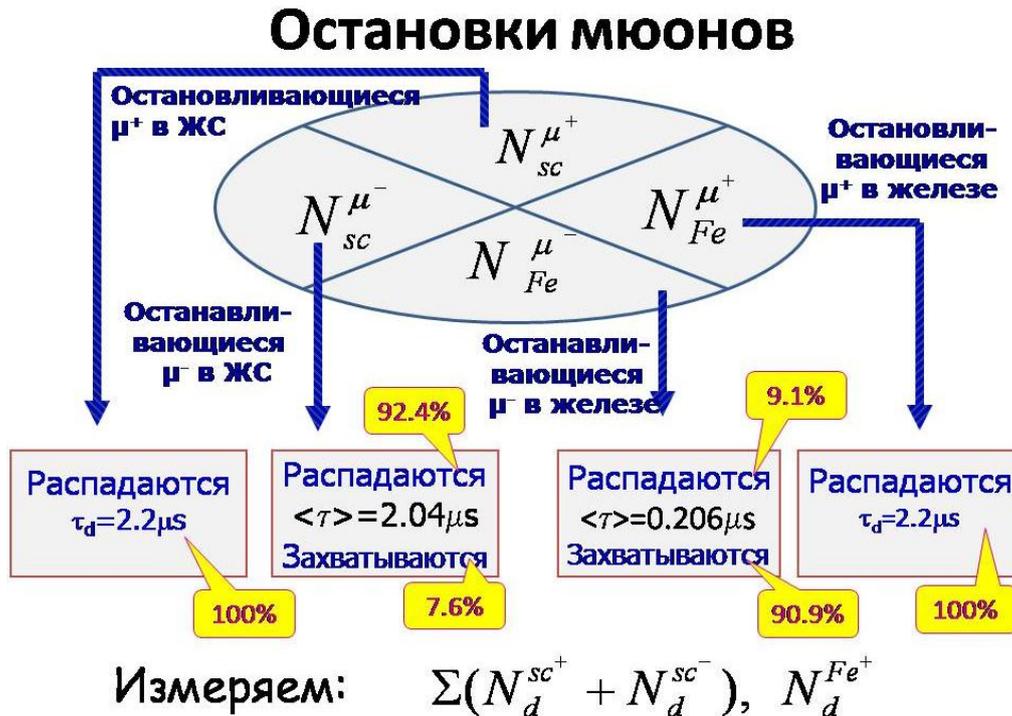


Рисунок 2. Схема процессов для мюонов, останавливающихся в веществе LVD

Все останавливающиеся положительные мюоны распадаются: $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$, время распада $\tau_d = 2.2$ мкс. Энергетический спектр e^+ имеет максимум при 37 МэВ и обрывается при 52.8 МэВ. Позитроны вместе с γ - квантами от электромагнитных каскадов (если распад мюона произошел в железе) и γ - кванты от e^+e^- - аннигиляции детектируются сцинтилляционными счетчиками.

Останавливающиеся отрицательные мюоны или распадаются или захватываются ядрами вещества, поэтому их время жизни в веществе меньше времени распада $\tau_d = 2.2$ мкс.

Вероятность μ^-A - захвата Λ_c растет пропорционально Z^4 . В железе ($Z = 26$) 90.9% остановившихся μ^- захватывается. Время жизни τ_1^{Fe} отрицательного мюона в железе 0.206 мкс. Захват μ^- Fe сопровождается излучением нейтронов (1.13 н/захват) и γ -квантов (0.32 γ /захват) с энергией 3 – 10 МэВ. Выделение этих событий осложняется низкой полной энергией γ – квантов, а также их невысоким выходом. Электроны и позитроны от μ^\pm -распадов в ЖС одного счетчика при толщине железной переборки ~ 3 см имеют малую вероятность попасть в соседние счетчики (0.06 для e^+ и 0.04 для e^-). Все останавливающиеся в железе μ^- исчезают за счет захватов и распадов в течение 1 мкс после мюонного импульса в первом из сработавших счетчиков. Число распадов устанавливается статистически – по известному временному распределению выделяемых событий кандидатов.

Зарядовый состав потока мюонов был определен с использованием данных 120 внутренних счетчиков первой башни, входящих в состав 2, 3, 4, 5, 6 уровней. Для каждого счетчика определялось количество μ^\pm и μ^\pm - распадов, нормированное на число прошедших через него мюонов. Окончательные значения R_{Sc}^\pm и R_{Fe}^\pm определялись как средние по 110 счетчикам.

При регистрации распадов мюонов фон создается как собственно мюонами (коррелированная составляющая фона), так и случайными фоновыми импульсами. Коррелированный фон включает в себя послеимпульсы фотоумножителей, следующие за мюонным сигналом, и импульсы γ -квантов от $n\text{Fe}$, $n\text{Cl}$ –захватов. Некоррелированная составляющая фона во внутренних счетчиках создается, главным образом, $n\text{Fe}$, $n\text{Cl}$ –захватами нейтронов от деления ядер U, Th, входящих в состав скалы и материалов установки. Величина фона в целом сопоставима с эффектом – количеством остановок мюонов в расчете на один счетчик. Для определения полного фона (за исключением собы-

тий, вызываемых нейтронами от μ^-Fe -захватов) из общего числа мюонов были выделены сквозные, которые произвели мюонный импульс (5 – 300 МэВ, 0 – 0.25 мкс) в счетчиках первого (нижнего) уровня. Остальные мюоны были отнесены к «квазизастрявшим». Среди них находятся реально остановившиеся, но подавляющую часть этой группы составляют мюоны, вышедшие из установки через промежутки между счетчиками первого уровня или через счетчики выше первого уровня.

Необходимые для установления k величины R_{sc}^\pm и R_{Fe}^\pm были определены на статистике 10986384 мюонных импульсов, полученных за ~ 6 лет (октябрь, 1999 – февраль, 2006) работы 110 внутренних счетчиков первой башни. Из них было отобрано 2299 μ^\pm -распадов в сцинтилляторе с энергоселекцией более 33 МэВ. Число отобранных μ^\pm -распадов в железе составило 1335.

Величины R_{sc}^\pm и R_{Fe}^\pm были найдены по интегральным временным распределениям распадов $R(t)$ на интервале 1 – 10 мкс.

Отношение $R_{sc}^\pm / R_{Fe}^\pm = R_{sc}^\pm / R_{sc}^\pm$, выраженное с учетом эффективности регистрации распадов в железе η_{Fe}^\pm , распадов в сцинтилляторе η_{sc}^\pm и доли, вносимой μ^\pm -распадами в сцинтилляторе соседнего счетчика в число искомых μ^\pm -распадов в железе, имеет вид

$$\frac{R_{sc}^\pm}{R_{Fe}^\pm} = \left[\frac{M\eta_{sc}^\pm}{2\eta_{Fe}^\pm} \left(\frac{\exp R_{Fe}^\pm}{\exp R_{sc}^\pm} - \frac{\eta_b^\pm}{\eta_{sc}^\pm} \right) \right]^{-1}.$$

При подстановке этого выражения в формулу (1) для положительного избытка мюонов получаем:

$$k = \left\{ \left[\frac{M\eta_{sc}^\pm}{2\eta_{Fe}^\pm} \left(\frac{\exp R_{Fe}^\pm}{\exp R_{sc}^\pm} - \frac{\eta_b^\pm}{\eta_{sc}^\pm} \right) \right]^{-1} - 1 \right\}^{-1}.$$

Правая часть уравнения зависит от k , поэтому уравнение решалось численно:

$$k = 1.26 \pm 0.11 \text{ (сист.)} \pm 0.04 \text{ (стат.)}.$$

Систематическая ошибка величины k зависит, главным образом, от экспериментальных значений $\exp R_{sc}^\pm$, $\exp R_{Fe}^\pm$, коэффициента M и вычисляемых методом Монте-Карло эффективностей η_{Fe} , η_{sc} , η_b .

Отношение μ^+/μ^- определено для потока мюонов околортичного направления ($\theta < 40^\circ$) на уровне моря в диапазоне 1 – 3 ТэВ

со средней энергией ~ 1.8 ТэВ. При значительной систематической ошибке величины k работа имеет, главным образом, методическую ценность. Она показала, что детектор, состоящий из легкого вещества (жидкий сцинтиллятор) и тяжелого (Fe), дает возможность определить отношение μ^+/μ^- по зарядовому составу остающихся мюонов.

В четвертой главе описаны методы и результаты определения характеристик нейтронов, генерируемых мюонами под землей: числа нейтронов в $\text{г}/\text{см}^2$ вещества, энергетического спектра нейтронов. Характеристики потока нейтронов от мюонов сегодня активно исследуются. Это обусловлено, с одной стороны, возросшими требованиями к точности определения фона в подземных экспериментах и нарастанием вычислительных возможностей – с другой. Вычислительными средствами с помощью универсальных программ FLUKA, Geant4 и их модификаций ищутся зависимости удельного выхода от E_μ и атомного номера вещества A .

Определение величин $Y_{\text{сц}}$ и Y_{Fe} по полному числу нейтронов, генерируемых мюонами в установке LVD

Размеры и структура детектора LVD, состав его вещества определяют высокую эффективность регистрации нейтронов, образуемых мюонами в установке. Генерация нейтронов Y_n (выход) определяется как среднее число рожденных нейтронов в расчете на один мюон на $\text{г}\cdot\text{см}^{-2}$ пробега мюона.

Основными каналами генерации нейтронов мюонами на глубине LVD при энергии мюонов 280 ТэВ является образование нейтронов в адронных и электромагнитных ливнях и фоторождение нейтронов полем виртуальных фотонов.

Регистрация нейтронов производится по измерению γ -квантов, испускаемых после захвата тепловых нейтронов, в основном, протонами сцинтиллятора (C_nH_{2n} , $\langle n \rangle = 9.6$), частично – ядрами железа структуры установки и хлора, входящего в состав резистивных камер, выполненных из поливинилхлорида.

Система регистрации запускается в момент пересечения мюоном установки LVD на время ~ 700 мкс, в течение которого фиксируется амплитуда и время всех событий с энерговыделением > 0.5 МэВ (внутренние счетчики установки).

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

$$dN_n/dt = B + N_0 \exp(-t/\tau). \quad (3)$$

Эффективность регистрации одним счетчиком изотропно распределенных в его объеме нейтронов составляет $\eta_n = (55 \pm 2) \%$. 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 до $\sim 77 \%$, что обусловлено большими размерами регистрирующего объема.

Таблица

Типы мюонных событий и соответствующие им числа нейтронов

Вид мюонного события	Число событий N_{ev}	Число мюонов N_μ	Число нейтронов N_n^{det}	$N_n^{gen} = N_n^{det} \frac{K}{\eta}$	$\frac{N_n^{gen}}{N_\mu}$	$y = \frac{N_n^{gen}}{\rho l N_\mu}$ ($\rho l = 505 \text{ г/см}^2$)
Одиночные 1μ	72294	72294	5977	14886	0.21	4.08×10^{-4}
Группы $k\mu$ ($\bar{k} = 3.54$)	23502	83197	6858	17080	0.20	4.06×10^{-4}
Ливни (sh)	19603	46242	21222	52857	1.14	22.6×10^{-4}
	$1\mu - 9115$	9115		19142	2.10	
	$k\mu - 10488$	37127		33715	0.91	
Неидентифицируемые (unid)	1311	1311	574	1475	1.12	-
Суммарно	116710	203044	34057	84823	0.42	8.27×10^{-4}

Для определения величин Y_{cu} и Y_{Fe} было отобрано 116710 мюонных событий. Они включают в себя одиночные мюоны и группы

мюонов с сопровождающими их электромагнитными и адронными ливнями. Результаты анализа представлены в Таблице. Данные Таблицы подтверждают известные особенности генерации нейтронов мюонами:

1) выход нейтронов прямой генерации (образуемых мюоном в реакциях фоторождения) практически не зависит от энергии мюона в области $\bar{E}_\mu > 50$ ГэВ;

2) подавляющая доля нейтронов образуется в адронных и электромагнитных ливнях, создаваемых мюонами в веществе, при доминировании вклада адронных ливней.

Полное число нейтронов составило $N_n^{\text{gen}} = 84823$. Полное количество мюонов в событиях $N_\mu^{\text{tot}} = 203044$. Данные величины позволяют найти выходы нейтронов в сцинтиляторе ($Y_{\text{ЖС}}$) и железе (Y_{Fe}). Для этого необходимо знать долю Q нейтронов, образованных в сцинтиляторе к полному числу образованных нейтронов в детекторе, а также средние длины треков мюонов $\rho_{\text{ЖС}}l_{\text{ЖС}}$, $\rho_{\text{Fe}}l_{\text{Fe}}$ в сцинтиляторе и железе внутренней части башни LVD. Выходы $Y_{\text{ЖС}}$ и Y_{Fe} были определены с помощью выражений:

$$Y_{\text{ЖС}} = \frac{N_n^{\text{gen}}Q}{N_\mu\rho_{\text{ЖС}}l_{\text{ЖС}}}, \quad Y_{\text{Fe}} = \frac{N_n^{\text{gen}}(1-Q)}{N_\mu\rho_{\text{Fe}}l_{\text{Fe}}}.$$

Систематические неопределенности имеют величины N_n^{gen} , Q и ρl :

$\sigma_{\text{сис}}(N_n^{\text{gen}}) = 7.0 \cdot 10^{-2}$, $\sigma_{\text{сис}}(Q) = 7.4 \cdot 10^{-2}$, $\sigma_{\text{сис}}(\rho l) = 2.8 \cdot 10^{-2}$. Следовательно, $\sigma_{\text{сис}}(Y) = \sqrt{\sigma_{\text{сис}}^2(N_n^{\text{gen}}) + \sigma_{\text{сис}}^2(Q) + \sigma_{\text{сис}}^2(\rho l)} = 11 \cdot 10^{-2}$. Статистическую ошибку имеет только величина N_n^{gen} : $\sigma_{\text{стат}}(N_n^{\text{gen}}) = 1/\sqrt{N_n^{\text{gen}}} = 3.4 \cdot 10^{-3}$.

Генерация нейтронов $Y_{\text{ЖС}}$ и Y_{Fe} для потока мюонов на глубине LVD со средней энергией $\bar{E}_\mu = 280$ ГэВ составляет:

$$Y_{\text{ЖС}} = (3.6 \pm 0.01 (\text{стат}) \pm 0.3 (\text{сист})) \times 10^{-4} \text{ н/}\mu\text{/(Г/см}^2\text{)},$$

$$Y_{\text{Fe}} = (14.3 \pm 0.05 (\text{стат}) \pm 1.6 (\text{сист})) \times 10^{-4} \text{ н/}\mu\text{/(Г/см}^2\text{)}.$$

Прямое определение генерации нейтронов в железе

Для определения генерации $Y_{ЖС}$ и Y_{Fe} по полному числу нейтронов, образуемых мюонами в веществе детектора LVD, необходимо знать долю нейтронов, образованных в ЖС или железе, и средние длины $\rho_{ЖС}l_{ЖС}$, $\rho_{Fe}l_{Fe}$. Это приводит к дополнительным допущениям и погрешностям при определении величин выходов. Прямой метод измерения генерации позволяет исключить эти погрешности.

Эксперимент по прямому измерению на LVD числа нейтронов, образуемых мюонами в исследуемом веществе, проводится с помощью вертикальных пар счетчиков (расположенных один над другим), и конструкции для введения между счетчиками дополнительного вещества (например, пластин железа или свинца).

В эксперименте отбирались мюоны, прошедшие через выбранную пару счетчиков с суммарным энерговыделением больше 200 МэВ. В каждом из счетчиков энерговыделение должно быть > 10 МэВ. С целью минимизации фона выбирались внутренние счетчики установки. До установки железа было отобрано 20379 мюонов, прошедших через выбранную пару счетчиков. Этому числу мюонов соответствовало 598 нейтронов. После установки железа с массой 470 кг было зарегистрировано 4037 мюонов и найдено 170 нейтронов.

Моделирование эксперимента проводилось методом Монте-Карло с помощью пакета Geant4. Целью моделирования было определение эффективности регистрации нейтронов выбранной парой счетчиков до и после установки железа.

Для определения генерации нейтронов в железе увеличение относительного числа нейтронов $\Delta N_n/N_\mu$ делим на среднюю длину пробега мюона в слое железа с учетом углового распределения мюонов $\rho l = 35.6 \text{ г/см}^2$ и на эффективность регистрации нейтронов $\eta = 0.21$:

$$Y_{Fe}^{dir} = (\Delta N_n/N_\mu) / \eta \rho l = 16 \times 10^{-4} \text{ н/}\mu\text{/}\text{(г/см}^2\text{)}.$$

При статистике 4037 мюонных событий, набранных в течение 1 года с дополнительным железом, и 20379 событий зарегистрированных мюонов в течение 4-х лет, прошедших через сцинтилляционные счетчики до введения железа, была определена величина $Y_{Fe}^{dir} = (16 \pm 4 \text{ (стат.)} \pm 1 \text{ (сист.)}) \times 10^{-4} \text{ н/}\mu\text{/}\text{(г/см}^2\text{)}.$

Полученные результаты позволяют более точно оценить нейтронный фон в железосодержащих детекторах на глубинах около 3000

м.в.э. Измеренные величины генерации нейтронов увеличивают статистический материал для уточнения закономерностей генерации нейтронов мюонами в различных веществах.

Энергетический спектр нейтронов

Энергетический спектр нейтронов от мюонов $F(T)dT$ является комбинацией спектров испарительных и каскадных нейтронов, вылетающих из ядер в результате развития внутриядерного нуклонного каскада. Как следует из рассмотрения процессов образования нейтронов, прямая генерация и π -ливни производят, в основном, испарительные нейтроны посредством фоторождения. Они имеют максвелловское распределение со средней энергией 4 – 10 МэВ и максимальной ~ 30 МэВ. Нейтроны с большими энергиями, от 30 до 70 МэВ, появляются в результате прямой реакции «скалывания» нейтрона виртуальным фотоном мюона. Спектр нейтронов в h -ливнях более жесткий, так как он обогащен каскадными нейтронами. Подавляющее число нейтронов с энергией $T_n > 30$ МэВ образуется в h -ливнях, а при $T_n > 100$ МэВ – только в них.

Измерение спектра нейтронов в диапазоне 20 – 50 МэВ и более высоких энергиях представляет собой достаточно сложную экспериментальную задачу. Энергия нейтрона T_n определяется по энергосодержанию ε_n протонов отдачи, а также вторичных частиц, образуемых во взаимодействии нейтрона с ядрами вещества детектора. При энергиях T_n до ~ 150 МэВ на измерение влияет концентрационное тушение (квэнчинг), подавляющее световой выход протонов отдачи. В области энергий выше 150 МэВ основной проблемой становится эффективность регистрации полной энергии нейтрона. Таким образом, переход от спектра регистрируемых энергосодержаний $F(\varepsilon_n)$ к спектру нейтронов $F(T_n)$ требует дополнительного комплексного расчета. При рассмотрении спектра нейтронов необходимо различать спектр нейтронов в источнике $F^S(T)dT$ и спектр изолированных нейтронов $F^{IS}(T)dT$.

Для получения энергетического спектра нейтронов были проанализированы данные первой башни LVD, счетчики которой образуют прямоугольный параллелепипед $6.2 \times 13.8 \times 10.0$ м³ с массой ~ 670 тонн, включающей в себя железо (Fe) и жидкий сцинтиллятор (ЖС) в равных долях.

При анализе данных счетчики башни были разбиты на две группы: мишень (t) и детектор (d). В t-группу входят счетчики одной ко-

лонны, d- группу образуют внутренние счетчики трех полуколонн. d - Объем окружен слоями счетчиков вето-систамы. Счетчики короткой стороны d-объема также работают как вето-система при прохождении через них мюона (рис. 3). Вето-система исключает группы мюонов, пересекающие d-объем. Оба объема разделены s- полуколонной. Ее данные позволяют устранить, помимо групп мюонов, события, состоящие из мюона в t-колонне и его сопровождения, частицы которого проникают в d- объем. s- Полуколонна с толщиной $\sim 140 \text{ г/см}^2$, включающая в себя легкое вещество (ЖС, $\sim 80 \text{ г/см}^2$) и тяжелое (Fe, $\sim 60 \text{ г/см}^2$), эффективно поглощает как электромагнитную компоненту (γ , e), так и часть (p , π^\pm) адронной компоненты из em - и h - каскадов в t- колонне. В то же время, установленные для s- полуколонны критерии отбора сохраняют искомые μ - события с нейтронами в d- объеме. При этом форма энергетического спектра нейтронов в d- объеме практически не меняется.

Для определения энергетического спектра нейтронов использовался d- объем с размерами $4 \times 3 \times 5$ счетчиков при толщине в три полуколонны (рис. 3). Толщина d-объема в три полуколонны была выбрана на основании анализа распределения нейтронов по полуколоннам, показавшего, что в слое такой толщины поглощаются 95% быстрых нейтронов, падающих нормально на его поверхность со стороны t-колонны. Такая конфигурация позволяет увеличить статистику, если принимать поочередно каждую из колонн в качестве мишени. Особым является случай, когда в качестве мишени выбирается центральная (третья) колонна (рис. 3). При этой геометрии отсутствует дальняя от t- объема вето-полуколонна и d- объем становится открытым со стороны скалы для проникновения частиц сопровождения мюона, проходящего в грунте параллельно мюону в t- колонне. Но поскольку среднее расстояние между мюонами в группе на глубине LVD ~ 2.5 м, а стена грунта удалена от центра t- колонны на ~ 9 м, вклад таких событий в число искомых невелик. Таким образом, при определении спектра нейтронов использовался d- объем с размерами $6 \times 3 \times 5 = 90 \text{ м}^3$, образуемый $4 \times 3 \times 5 = 60$ счетчиками с массой сцинтиллятора 72 тонны.

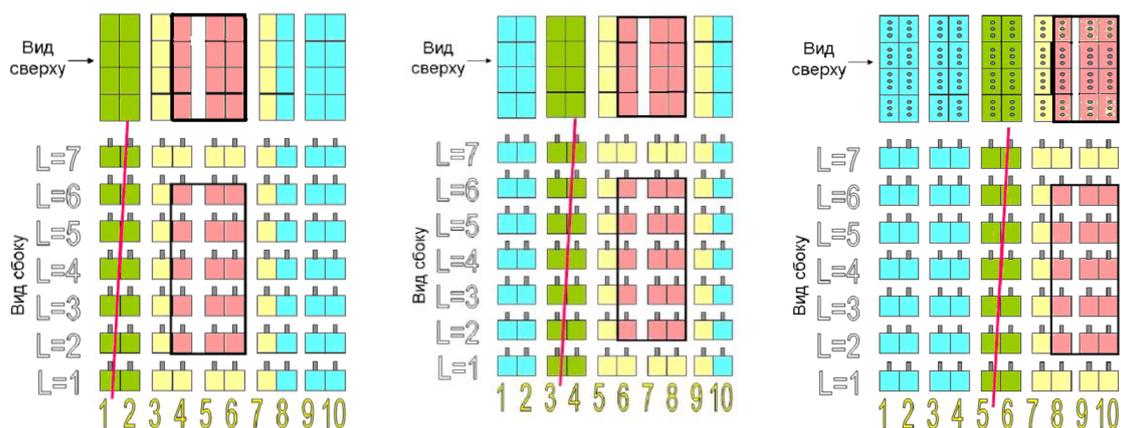


Рисунок 3. Варианты конфигураций счетчиков для измерения энергетического спектра. Зеленые – счетчики t-колонны, розовые – d- объем, желтые – veto-система

В счетчиках d-объема регистрируются энерговыделения протонов отдачи и продуктов неупругого nC , nFe – взаимодействия, главным образом γ -квантов и протонов. «Нейтронным» считался каждый импульс в любом из счетчиков d- объема с амплитудой, соответствующей энерговыделению $\varepsilon \geq 10$ МэВ, появляющийся в течение 0.25 мкс после прохождения мюона через мишень.

Полным регистрируемым энерговыделением нейтрона E_d является сумма энерговыделений $E_d = \sum_{i=1}^m \varepsilon_i$, m – количество счетчиков с энерговыделением ε_i .

Величина E_d пересчитывалась в энергию нейтрона при его рождении T_n с коэффициентом k , получаемым расчетом по методу Монте Карло (МК) с учетом всех реакций взаимодействия нейтрона с ядрами сцинтиллятора Н и С: $T_n = k \cdot E_d$.

Для определения формы спектра $F^S(T)dT$ отбирались мюонные события, отвечающие установленным критериям. Критерии отбора делятся на группы c_t и c_d . Критерии c_t относятся к t- объему и обеспечивают отбор t-событий – околорезонансных мюонов и каскадов, пересекающих t-колонну:

- а) наличие сработавших счетчиков на уровнях L=1 и L=7 с энерговыделением в них ≥ 50 МэВ;
- б) полное число счетчиков, зарегистрировавших энерговыделение ≥ 50 МэВ, $N_{c_t}^i \geq 5$;
- в) срабатывание любых пар счетчиков, находящихся в центральной части t-колонны на 3, 4, 5 уровнях.

Критерии c_d относятся к счетчикам вето-системы и d-объема. Эти критерии, во-первых, исключают из t-событий наклонные мюоны и мюонные группы, а также широкие каскады, способные симитировать взаимодействие нейтрона в d-объеме. Для этого в счетчиках вето-системы не должно быть импульсов с энергией ≥ 100 МэВ. Во-вторых, критерии c_d отбирают μ -события с нейтроном в d-объеме. Эти события должны отвечать условиям:

а) число счетчиков, зарегистрировавших энерговыделение ≥ 10 МэВ в d-объеме $N_{сч}^d \leq 4$, это условие исключает околортикальные мюоны, входящие в d-объем через коридоры;

б) сумма зарегистрированных энерговыделений не должна превышать 350 МэВ: $\sum_{i=1}^4 \varepsilon_i \leq 350$ МэВ;

в) отсутствие энерговыделений, превышающих в каждом из двух счетчиков, находящихся один под другим, 1) 100 МэВ, 2) 160 и 20 МэВ. Это условие исключает околортикальные мюоны, входящие в d-объем через коридоры и пересекающие два счетчика;

В соответствии с c_t - критериями отобрано 151640 μ - событий. Из них с помощью c_d - критериев было отобрано 552 мюонных событий, содержащих 552 нейтрона в d-объеме.

Соответствие между E_d и T_n устанавливалось моделированием прохождения нейтрона через счетчики d-объема методом МК. Расчет выполнялся для фиксированных T_n из диапазона энергий 20 – 450 МэВ. Нейтроны с фиксированной энергией T_n , производят в сцинтилляторе энерговыделения в широком энергетическом интервале от нуля до $E_d^{\max} < T_n$ со средней величиной E_d , которая соответствует энергии нейтрона T_n . Расчет учитывал все реакции, дающие энерговыделение посредством протонов отдачи, гамма-квантов, продуктов расщепления ядра ^{12}C : p, t, d, α . Энергия отдачи ядра ^{12}C вследствие квантинга полагалась не наблюдаемой.

На Рисунке 4 приведены вероятности взаимодействия нейтрона в сцинтилляторе. Черная кривая – сечение пр- реакции, зеленая – сечение упругого взаимодействия нейтрона с углеродом, красная и малиновая – сумма сечений неупругих реакций без исчезновения нейтрона и с исчезновением, соответственно. Видим, что при малых энергиях (до 10 МэВ) доминирует пр-реакция, выше 110 МэВ – реакция неупругого nC-взаимодействия.

Линейность световых выходов сцинтиллятора сохраняется для энерговыделений релятивистских частиц с γ -фактором больше 2. Нелиней-

ность возникает при прохождении через сцинтиллятор заряженных частиц с $\gamma < 2$, создающих высокую плотность ионизации. Световой выход при этом уменьшается за счет внутреннего самогашения возбуждения молекул в областях высокой ионизации.

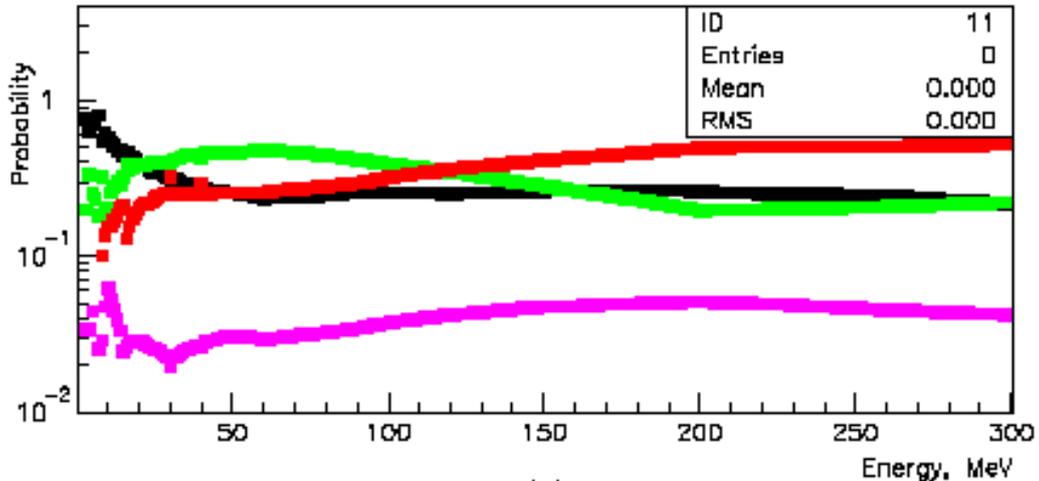


Рисунок 4. Вероятность взаимодействия нейтрона с веществом сцинтиллятора

Эффект характеризуется квантинг-фактором q – отношением световых выходов частицы с энергией T и электрона с такой же энергией. Зависимость величины квантинга от энергии частицы в нашем сцинтилляторе показана на Рисунке 5.

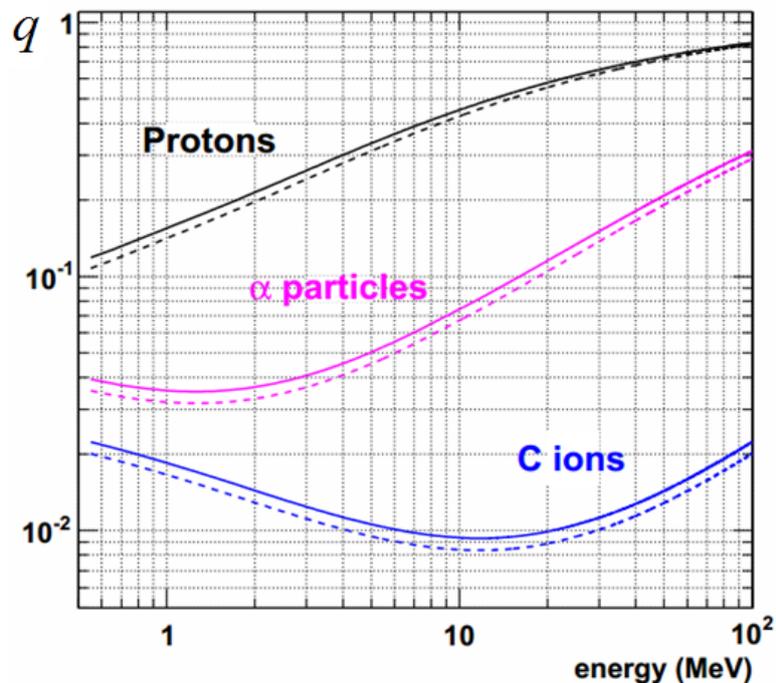


Рисунок 5. Квантинг для частиц – продуктов реакций упругого взаимодействия нейтронов в сцинтилляторе детектора LVD

На Рисунке 6 показана зависимость $E_d(T_n)$ в сцинтилляторе с учетом квэнчинга для протонов отдачи. Ошибки в точках, на средней кривой, определяются формой распределения энерговыделений нейтронов с фиксированной энергией T_n . В диапазоне T_n от 30 до 450 МэВ величина ошибок меняется от 0.18 до 0.10.

Соответствие между величинами E_d и T_n для реальной геометрии установки LVD определялось методом Монте-Карло. Мюоны проходили через одну колонну LVD. Фиксировались все нейтроны, образованные мюоном в детекторе LVD. Определялось место рождения нейтронов – координаты и вещество. Прослеживались замедление, диффузия и захваты нейтронов, а также учитывалась энергия гамма-квантов от радиационных захватов нейтронов.

Нейтроны большей частью теряют энергию на пути от t-колонны к d-объему, то есть в s-полуколонне. Это приводит к зависимости между E_d и T_n , показанной на Рисунке 7.

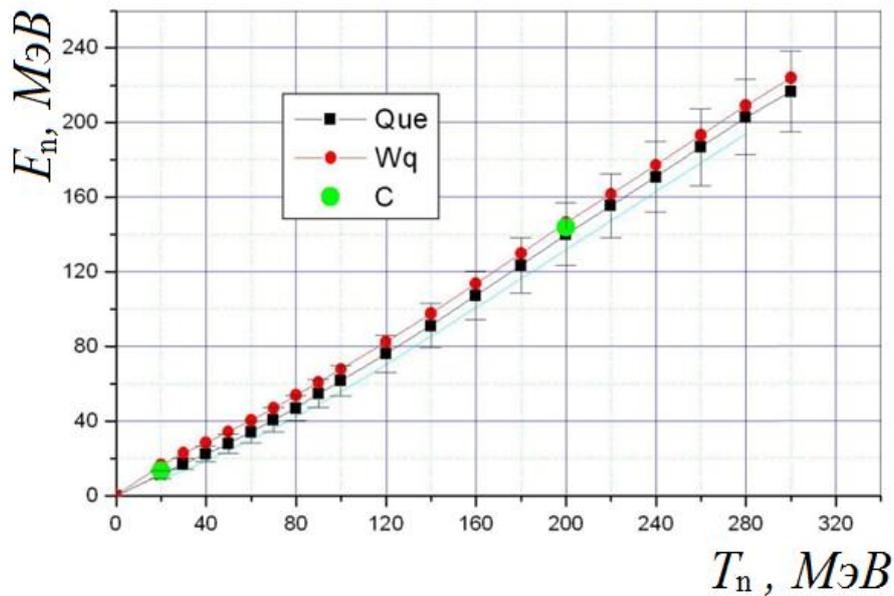


Рисунок 6. Зависимость энерговыделения в сцинтилляторе от энергии нейтрона. Верхняя кривая – расчет без учета квэнчинга (красные точки); средняя (черные точки с ошибками) – расчет с учетом квэнчинга; нижняя кривая – расчет с учетом квэнчинга при эффективности регистрации γ -квантов 60%; две зеленые точки рассчитаны с помощью пакета программ SHIELD (без квэнчинга и излучения γ -квантов)

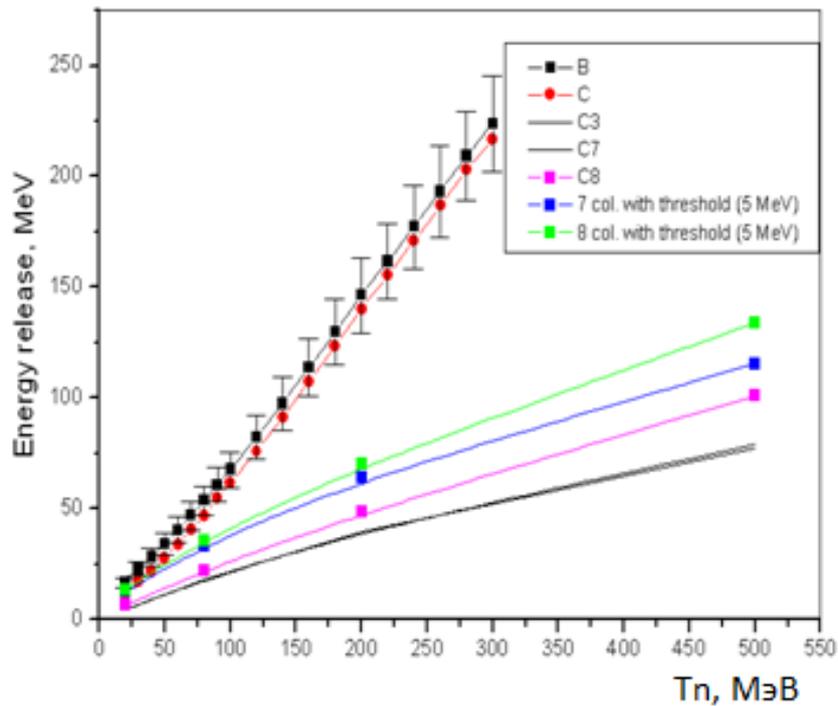


Рисунок 7. Зависимость энерговыделения E_d в сцинтилляторе от энергии нейтрона T_n в полной геометрии эксперимента. Кривые В, С - из Рисунка 6. Кривые С3, С7, С8 – зависимости для различных детектирующих объемов в 3, 7 и 8 полуколонн (порог 10 МэВ). Синяя и зеленая кривые для порога 5 МэВ и детектирующего объема, состоящего из 7 и 8 полуколонн

На Рисунке 8 приведен спектр энерговыделений нейтронов, на Рисунке 9 – дифференциальный энергетический спектр нейтронов в числе событий в диапазоне энергий T_n от 20 до 450 МэВ.

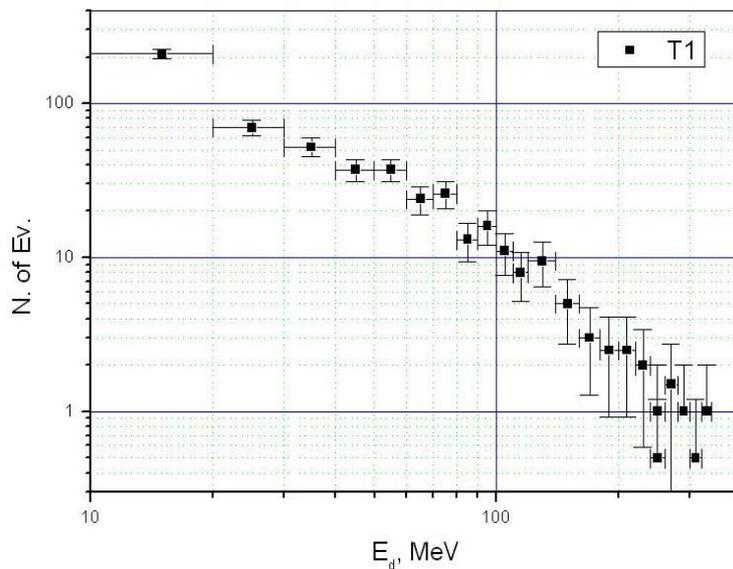


Рисунок 8. Спектр энерговыделений нейтронов в числе событий

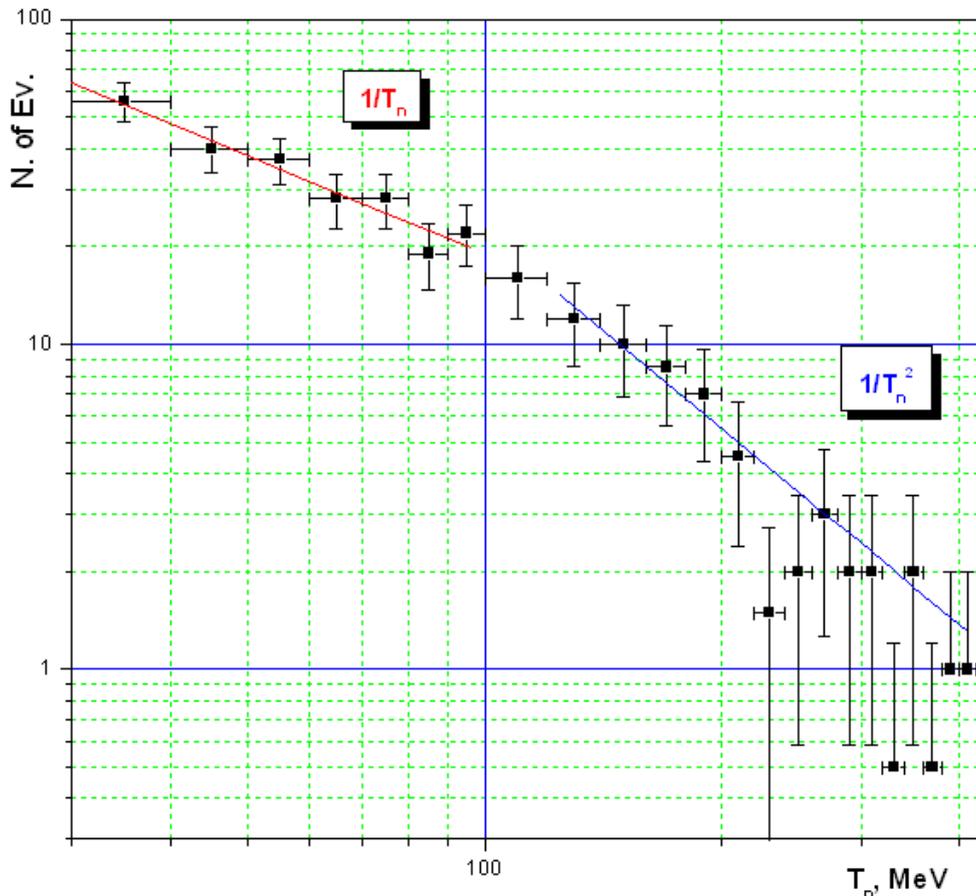


Рисунок 9. Энергетический спектр нейтронов в числе событий

В диапазоне от 30 – 100 МэВ кривая описывается зависимостью $dN/dT_n = A \cdot T_n^{\alpha_1}$, $\alpha_1 = -1.1 \pm 0.3$. В диапазоне от 100 до 450 $dN/dT_n = B \cdot T_n^{\alpha_2}$, $\alpha_2 = -2.1 \pm 0.1$. Величина коэффициентов $A = 2817$, $B = 266323$.

Форма полученного спектра нейтронов, следуя закону T_n^{-1} , согласуется с измерениями в других экспериментах в общем для них диапазоне T_n от 30 до 80 МэВ. Спектр генерации нейтронов мюонами в диапазоне 100 – 450 МэВ получен впервые. Его форму можно описать зависимостью T_n^{-2} вплоть до 450 МэВ. Исходя из механизма образования нейтронов в h -ливнях, можно предположить, что она не изменится и при $T_n > 450$ МэВ. Важным вопросом является энергия перегиба спектра T_n^* , которая в наших измерениях находится в районе 100 МэВ. Величина T_n^* сильно зависит от точности процедуры пересчета энерговыделения ε_n к энергии T_n . Расчеты по Монте-Карло показали, что уточнение деталей этой процедуры может привести к смещению энергии T_n^* , но не изменит формы спектра как до перегиба, так и после него.

Множественность нейтронов при поглощении отрицательного мюона ядром Fe

Множественность нейтронов, инициируемых захватами отрицательных мюонов ядрами, представляет интерес с точки зрения исследования атомных свойств мезоатома и структуры конкретного ядра. Средняя множественность ν_c нейтронов, образующихся в μ^- -захватах, изучается с 50-х годов, но число имеющихся данных невелико. Результаты измерений в зависимости от массового числа A характеризуются большим разбросом. Это связано с тем, что ν_c зависит от структуры ядра, например, величина ν_c для четно-четных ядер ниже, чем у ядер с близкими значениями A . Зависимость $\nu_c(A)$ можно описать функцией $\nu_c \propto A^{0.2}$, довольно приближенно отражающей тенденцию изменения ν_c от A в измерениях. Так как детектор LVD состоит из сцинтиллятора (ЖС) и железа, наши мюонные данные содержат информацию о нейтронах, образованных как в μ^-C , так и в μ^-Fe -захватах. В данной работе показано, что в эксперименте LVD с удовлетворительной точностью можно получить величину ν_c только для μ^-Fe -захватов. Для этого необходимо знать зарядовый состав k потока мюонов на глубине установки LVD и содержание нейтронов в мюонных событиях разных типов. Эти величины были определены в Главах 3, 4. Величина множественности ν_c составила 1.22 ± 0.16 .

Полученное значение ν_c в пределах ошибок хорошо согласуется с установленной в предшествующих измерениях величиной $\nu_c = 1.125$. Согласие демонстрирует хорошую точность проведенной Главе 2 классификации мюонных событий (одиночные, мюонные группы, мюоны с ливнями), а также правильность определения числа нейтронов и разделения нейтронов по типу мюонных событий.

В Заключение приводятся основные результаты работы:

1. Разработаны методы определения характеристик потока мюонов на основе особенностей установки LVD. На глубине $H = 3300$ м.в.э. определены: угловое распределение мюонов, распределение мюонных групп по кратности, кривая раздвижения, зарядовый состав мюонов.
2. С использованием установленных характеристик потока мюонов получена средняя множественность нейтронов в μ^-Fe -захватах.

3. Разработан прямой метод измерения в структуре LVD генерации нейтронов в различных веществах при средней энергии мюонов 280 ГэВ. Прямым методом определена величина генерации нейтронов в железе $Y_{Fe} = 16 \cdot 10^{-4} n/\mu/(\text{Г} \cdot \text{см}^2)$.

4. Установлена форма дифференциального энергетического спектра нейтронов $F_n^s(T_n)$ в диапазоне энергий нейтронов T_n от 30 до 450 МэВ.

Список публикаций по теме диссертации

1) Н. Ю. Агафонова и др. (Коллаборация LVD), «Нейтроны, генерированные мюонами на установке LVD», Известия РАН сер. Физ. 2013, 77 №11, 1587-1590.

2) N.Yu. Agafonova et al. (LVD Collaboration), «Neutrons produced by muons in LVD: Monte Carlo Simulation», 2013 J. Phys.: Conf. Ser.409 012139.

3) N. Yu. Agafonova et al., LVD Collaboration «Measurement of muon charge ratio with the Large Volume Detector» <http://arxiv.org/abs/1311.6995>. 2013.

4) Агафонова Н.Ю., Бояркин В.В., Дадыкин В.Л., Добрынина Е.А., Еникеев Р.И., Мальгин А.С., Рясный В.Г., Рязская 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., т. 75, №3, (2011), 437-439.

5) LVD Collaboration «Horizontal muon flux measured with the LVD detector at LNGS» Nuclear Physics B - Proceedings Supplements, Volume 221, December 2011, p. 345.

6) Н.Ю. Агафонова, В.В. Бояркин, А.С. Мальгин «Светосбор в сцинтилляционном счетчике объемом 1.5 м3 с квазизеркальным отражением» ПТЭ, 2010, № 1, с. 52–57.

7) Н.Ю. Агафонова, В.В. Бояркин, А.С. Мальгин «Временные характеристики процесса светосбора в сцинтилляционном счетчике объемом 1.5 м3 с квазизеркальным отражением» ПТЭ, 2010, № 6, с. 29–33.

8) Н.Ю. Агафонова, В.В. Бояркин, В.Л. Дадыкин, Е.А. Добрынина, Р.И. Еникеев, В.В. Кузнецов, А.С. Мальгин, О.Г.Рязская, В.Г. Рясный и В.Ф. Якушев (Коллаборация LVD) и Н.М. Соболевский. «Энергетический спектр нейтронов, генерируемых мюонами в под-

земном детекторе LVD». Изв. РАН Сер. Физ. т.73, №5, 2009, с. 666-667.

9) N. Agafonova et al. LVD Collaboration «The μ^+/μ^- Ratio at the Depth of 3000 m.w.e.» Proc. of the 31st ICRC, Lodz 2009, 4 pag.

10) LVD Collaboration (N. Agafonova et al.) «On-line recognition of supernova neutrino bursts in the LVD detector» Astroparticle Physics 28, 2008, 516-522.

11) Н.Ю. Агафонова, В.В. Бояркин, А.С. Мальгин «Светосбор в сцинтилляционном счетчике объемом 1.5 м³ с квазизеркальным отражением», Препринт ИЯИ РАН - 1203/2008 октябрь 2008.

12) Н.Ю. Агафонова, В.В. Бояркин, В.Л. Дадькин, Р.И. Еникеев, В.А. Кузнецов, В.В. Кузнецов, А.С. Мальгин, О.Г. Ряжская, В.Г. Рясный, В.Ф. Якушев «Статус эксперимента LVD» Изв. РАН Сер. физ. том 71, №4, 2007, с.586-588.

13) LVD Collaboration (N. Agafonova et al.) «Study of the effect of neutrino oscillations on the supernova neutrino signal in the LVD detector». - Astroparticle Physics 27, 2007, p. 254-270.

14) LVD Collaboration, «First CNGS events detected by LVD» European Physical Journal C52, 2007, p. 849-855.

15) N. Agafonova et al. LVD Collaboration «The Charge Ratio for the Muon Flux at the Depth of 3200 m.w.e.», Proc. of 20th ECRS'06, Lisbon, <http://www.lip.pt/event/2006/ecrs/proc/>

16) LVD Collaboration (N. Agafonova et al), «Study of muon-induced neutron production, propagation and energy spectrum with the LVD detector at LNGS» Nuovo Cim. 29C, 2006, 345.

17) Agafonova N. Yu., Boyarkin V. V., Kaurova E.V., Malgin A. S., Ryazhskaya O. G., Volkova L. V. «On the cosmic ray muon positive excess problem» Journal of Physics: Conference Series 39, 2006, 489.

18) LVD Collaboration, «Low energy background measurements with the LVD». Journal of Physics: Conference Series 39, 2006, 278.

19) LVD Collaboration, «Study of the muon-induced neutron background with the LVD detector» Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 143, 2005, 518.

20) N. Agafonova et al. LVD Collaboration «The Muon Decay and Muon Capture Detection with LVD». Proc. of 29th International Cosmic Ray Conference, Pune, 2005, 6, p. 69 – 72.

21) N. Agafonova et al. LVD Collaboration «The Measurement of the Total Specific Muon-Generated Neutron Yield Using LVD». Proc. of 29th International Cosmic Ray Conference, Pune, 2005, 9, p.239 – 242.

22) Н.Ю. Агафонова, В.В. Бояркин, Е.А. Добрынина, В.В. Кузнецов, А.С. Мальгин, О.Г.Ряжская, В.Ф. Якушев (Коллаборация LVD) «Измерение удельного выхода нейтронов, генерируемых мюонами, с помощью подземного детектора LVD», Изв. АН, Сер. Физ. Т.69 №3, 2005, с. 400-402.