

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

ПОЯСНИТЕЛЬНАЯ ЗАПИСКА К МАГИСТЕРСКОЙ
ДИПЛОМНОЙ РАБОТЕ РЕГИСТРАЦИЯ МЮОНОВ
КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ НА ПОДЗЕМНОМ ДЕТЕКТОРЕ
БОЛЬШОГО ОБЪЕМА

Студент

_____ О. Ю. Слуцкая

Научный руководитель,

к. ф.-м. н.



_____ Н. Ю. Агафонова

Москва 2024

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ	3
АКТУАЛЬНОСТЬ	3
ЦЕЛЬ РАБОТЫ	3
1 АТМОСФЕРНЫЕ МЮОНЫ	5
1.1 Мюоны	5
1.2 Взаимодействие мюонов	6
1.3 Расчет ионизационных потерь	7
1.4 Мюонная загадка	7
2 МЮОННАЯ ФИЗИКА НА LVD	13
2.1 Регистрация мюонов на установке LVD	13
2.2 Изменение потока мюонов с глубиной	15
2.3 Вариации интенсивности полного потока мюонов	15
3 ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ	17
3.1 Установка LVD	17
4. ОБРАБОТКА И АНАЛИЗ ДАННЫХ	19
4.1 Анализ зарегистрированных событий в LVD	19
4.2 Энергетическая калибровка сцинтилляционных счетчиков LVD	20
4.3 Распределение энергосделений в одном счетчике LVD	21
4.4 Распределение суммарных энергосделений в мюонном событии	22
4.5 Распределение времени срабатывания счетчиков в мюонном событии	23
4.6 Реконструкция мюонных событий	24
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	29
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	30

ВВЕДЕНИЕ

Основной целью эксперимента LVD (Детектор большого объема) является поиск всплесков нейтринного излучения, возникающих при гравитационных коллапсах звездных ядер в конце их эволюции. Установка также регистрирует проникающую компоненту космического излучения – мюоны и продукты их взаимодействия под землей.

Интерес к проникающей компоненте космического излучения связан как с астрофизическим аспектом (происхождение и распространение первичных космических лучей, источники нейтринного излучения и т.д.), так и с возможностью изучения свойств частиц (сечения взаимодействия, осцилляции нейтрино и т.д.).

АКТУАЛЬНОСТЬ

Одной из важных экспериментальных задач, решаемых в эксперименте LVD, является изучение мюонов космических лучей. Изучение атмосферных мюонов на больших глубинах под землей позволяет получить информацию о первичном спектре космических лучей и взаимодействиях элементарных частиц при высоких энергиях. В настоящее время существует нерешенная проблема, связанная с избытком мюонов космических лучей при сверхвысоких энергиях первичных частиц. Анализ событий с большими энергиями может дать информацию о составе первичного космического излучения и механизмах его взаимодействия с атмосферой Земли.

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Целью данной работы является получение и анализ характеристик атмосферных мюонов. Для этого изучается принцип работы установки LVD, позволяющей регистрировать высокоэнергетичные мюоны и записывать данные по мюонным событиям. Для отобранных мюонных событий определить основные параметры мюонов (их выделенную энергию, кратность,

число сработавших счетчиков), проходящих через установку. Разработать алгоритм для реконструкции направления прихода мюонов без привлечения стрипповой системы.

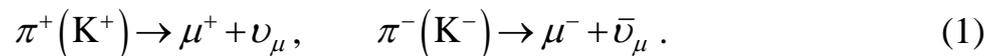
1 АТМОСФЕРНЫЕ МЮОНЫ

1.1 Мюоны

Мюоны были впервые обнаружены в космических лучах американскими физиками К. Андерсоном и С. Неддермейером и Стритом и Стивенсоном в 1936 – 1938 гг. [1]

Мюоны – частицы, относящиеся к классу лептонов, то есть к частицам, участвующим в слабом (посредством обмена W^\pm и Z^0 бозонами) и электромагнитном (посредством обмена γ (фотоном)) взаимодействии. Лептоны включают в себя три поколения частиц, мюон принадлежит второму поколению $\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}$. Спин мюона равен 1/2, следовательно, мюон принадлежит к фундаментальному классу частиц стандартной модели – фермионам.

Мюоны рождаются в результате прохождения первичных космических лучей сквозь атмосферу Земли. Первичный нуклон при взаимодействии с ядрами атомов воздуха начинает распадаться на вторичные частицы, образуя широкий атмосферный ливень протяженностью 6 км. Образование мюонов происходит в результате распада заряженных пионов или каонов:



Оба процесса идут по слабому взаимодействию с обменом W^\pm - бозоном. Рождение мюона μ^- (μ^+) протекает совместно с образованием нейтрального партнера – антинейтрино $\bar{\nu}_\mu$ (нейтрино ν_μ). При этом вероятность распада пиона на μ^- (μ^+) и $\bar{\nu}_\mu$ (ν_μ) примерно на 40% выше, чем распады каона на те же частицы.

Рождающиеся в атмосфере мюоны теряют часть своей энергии, в основном, на ионизацию атомов среды. При больших энергиях мюонов потери

происходят за счет образование электрон-позитронных пар, испускания гамма-квантов и глубоко неупругого взаимодействия.

1.2 Взаимодействие мюонов

Слабые взаимодействия мюонов вызывают их распад по схеме:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (2)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu. \quad (3)$$

Эти распады и определяют время жизни мюонов в вакууме. В веществе μ^- живет меньше: останавливаясь, он притягивается положительно заряженным ядром и образует так называемый мюонный атом или мезоатом – систему, состоящую из атомного ядра, мюона и электронной оболочки. В мезоатомах благодаря слабому взаимодействию может происходить процесс захвата μ^- ядром:

$$\mu^- + {}_Z A \rightarrow {}_{Z-1} B + \nu_\mu. \quad (4)$$

Этот процесс аналогичен K-захвату электронов ядром и сводится к элементарному взаимодействию

$$\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu. \quad (5)$$

Вероятность захвата μ^- ядром растет для легких ядер пропорционально Z^4 и при $Z \approx 10$ сравнивается с вероятностью распада μ^- . В тяжелых элементах время жизни останавливающихся мюонов определяется в основном вероятностью их захвата ядрами и в 20 – 30 раз меньше их времени жизни в вакууме [1].

Не обладая сильными взаимодействиями, мюоны высоких энергий тормозятся в веществе только за счет электромагнитных взаимодействий с электронами и ядрами вещества. До энергий порядка $10^{11} - 10^{12}$ эВ мюоны теряют энергию в основном на ионизацию атомов среды, а при более высоких энергиях становятся существенными потери энергии за счет рождения электрон-позитронных пар, испускания γ -квантов тормозного излучения и фотоядерных взаимодействий. Так как масса мюона много больше массы

электрона, то потери энергии быстрых мюонов на тормозное излучение и рождение пар значительно меньше, чем потеря энергии быстрых электронов на тормозное излучение (или γ -квантов на рождении пар e^+e^-). Эти факторы обуславливают высокую проникающую способность мюонов как по сравнению с адронами, так и по сравнению с электронами и γ -квантами. В результате мюоны космических лучей не только проникают через атмосферу Земли, но и углубляются (в зависимости от их энергии) на довольно значительное расстояние в грунт. В подземных экспериментах мюоны космических лучей с энергией $10^{11} - 10^{12}$ эВ регистрируются на глубине нескольких километрах [2].

1.3 Расчет ионизационных потерь

Ионизационные потери высокоэнергетичных мюонов рассчитываются по следующей формуле:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{иониз}} = \frac{L}{\beta^2} \left[B + 0.69 + 2 \ln \left(\frac{p}{m_\mu c^2} \right) + \ln \left(\frac{E'_m}{m_\mu c^2} \right) - 2\beta^2 - \delta \right], \quad (6)$$

где $E'_m = \frac{p^2 c^2}{E + (m_\mu^2 c^2 / 2m_e)}$, $p = \sqrt{T(T + 2m_\mu c^2)}$, $\delta = 4,6061 \lg \left(\frac{p}{m_\mu c} \right) - c$.

Энергия мюонов, проходящих через установку LVD имеют среднюю энергию ≈ 280 ГэВ ($E_\mu > m_\mu c^2$), тогда при подстановке параметров в формулу

(6) получим $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{иониз}} = 2.49 \frac{\text{МэВ}}{\text{Г} \times \text{см}^{-2}}$ – среднее значение потерь мюонов в сцинтилляторе .

1.4 Мюонная загадка

Мюонная загадка – загадка в физике космических лучей, связанная с наблюдаемым избытком мюонов в ШАЛ при сверхвысоких энергиях (выше 10^{17} эВ). Причем этот избыток возрастает с увеличением энергии первичных

частиц (с увеличением зенитного угла). Согласно существующим теориям, при развитии ШАЛ образуется определенное количество мюонов, но экспериментальные данные значительно превышают теоретические предсказания. Мюонная загадка была сформулирована на основе результатов, полученных в различных экспериментах, проведенных как на ускорительных детекторах, так и в космических лучах.

Появление избытка групп мюонов большой множественности надежно установлено в эксперименте ALEPH, проводившемся на большом электрон-позитронном коллайдере LEP, ускорителе заряженных частиц в международном научно-исследовательском центре CERN, на глубине 140 м под землей. Пороговая энергия мюонов для вертикального направления составляла 70 ГэВ.

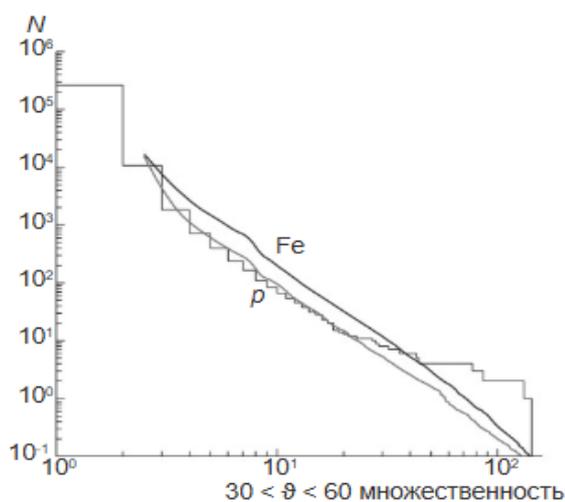


Рисунок 1.2 – Интегральное распределение событий по множественности мюонов в эксперименте ALEPH.

На рисунке 1.2 хорошо видно, что в области большой множественности ~ 100 мюонов наблюдается их избыток по сравнению с расчетами, основанными на современных моделях взаимодействия частиц и общепринятом описании прохождения КЛ через атмосферу, даже в предположении тяжелого состава ПКЛ (только ядра железа) [8].

Похожий эксперимент был проведен и на детекторе DELPHI, который также располагался на большом электрон-позитронном коллайдере LEP на глубине 100 м под землей.

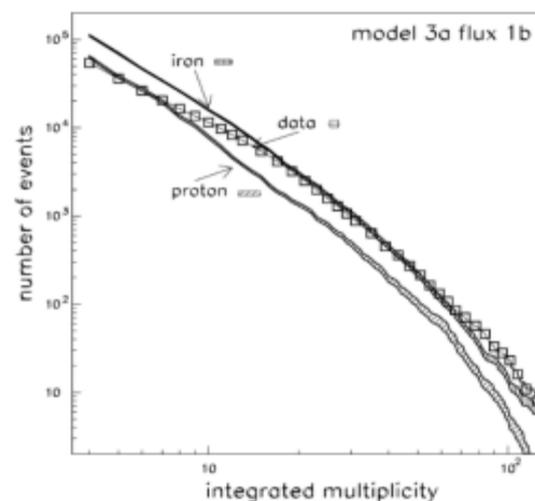


Рисунок 1.3 – Интегральное распределение событий по множественности мюонов в эксперименте DELPHI.

Как видно, для мюонов большой множественности экспериментальные результаты лежат выше расчётов даже для чисто железного состава первичных космических лучей (Рисунок 1.3).

Недостатком этих экспериментов является то, что в них невозможно было установить связь появления избытка с энергией первичных космических лучей. Впервые эта проблема была решена на установке ДЕКОР экспериментального комплекса НЕВОД. Для этого был разработан метод спектров локальной плотности мюонов (СЛПМ), позволяющий связать регистрируемую плотность мюонов и направление её прихода с энергией первичных частиц [9].

В эксперименте НЕВОД ДЕКОР проводится измерение энерговыделения мюонных групп. Измерения энерговыделения групп мюонов в наклонных ШАЛ выполняются с помощью черенковского водного калориметра НЕВОД, а координатно-трековый детектор ДЕКОР позволяет измерять множественность (кол-во мюонов в группе), направление прихода группы (зенитные и азимутальные углы) и локальную плотность мюонов, что

дает возможность оценить энергию первичной частицы. Так как средние потери мюонов в веществе практически линейно зависят от их энергии, удельное энерговыделение (нормированное на плотность мюонов в группе) дает информацию о средней энергии мюонов. Если появляется избыток мюонов высоких энергий, это должно отразиться на зависимости энерговыделения от энергии первичных частиц.

На рис.1.4 (а) приведена впервые полученная зависимость средней энергии мюонов в группах от зенитного угла. Стрелками обозначены расчетные среднелогарифмические энергии первичных частиц. Сплошная и штриховая кривые получены в результате моделирования ШАЛ в программе CORSIKA [11] для протонов и ядер железа в качестве первичных частиц. В качестве модели адронных взаимодействий использовалась QGSJET-II-04 [12, 13]. Для зенитных углов $\theta = 55^\circ - 65^\circ$ наблюдается превышение полученных данных над ожиданием, что, возможно, связано с остаточным вкладом сопровождения от электронно-фотонной и адронной компонент ШАЛ. При больших зенитных углах наблюдается хорошее согласие с ожиданием.

На рис. 1.4 (б) представлена полученная зависимость средней энергии мюонов от локальной плотности мюонов для интервала зенитных углов $65^\circ \leq \theta < 75^\circ$. Обозначение кривых и стрелок такое же, как на рис. 1.4 (а). Кривые на рисунке получены на основе моделирования ШАЛ для первичных протонов и ядер железа для фиксированного зенитного угла $\theta = 69^\circ$. Как видно из рисунка, данные указывают на увеличение средней энергии мюонов в группах при больших плотностях мюонов, что соответствует энергиям первичных частиц более 10^{17} эВ [10].

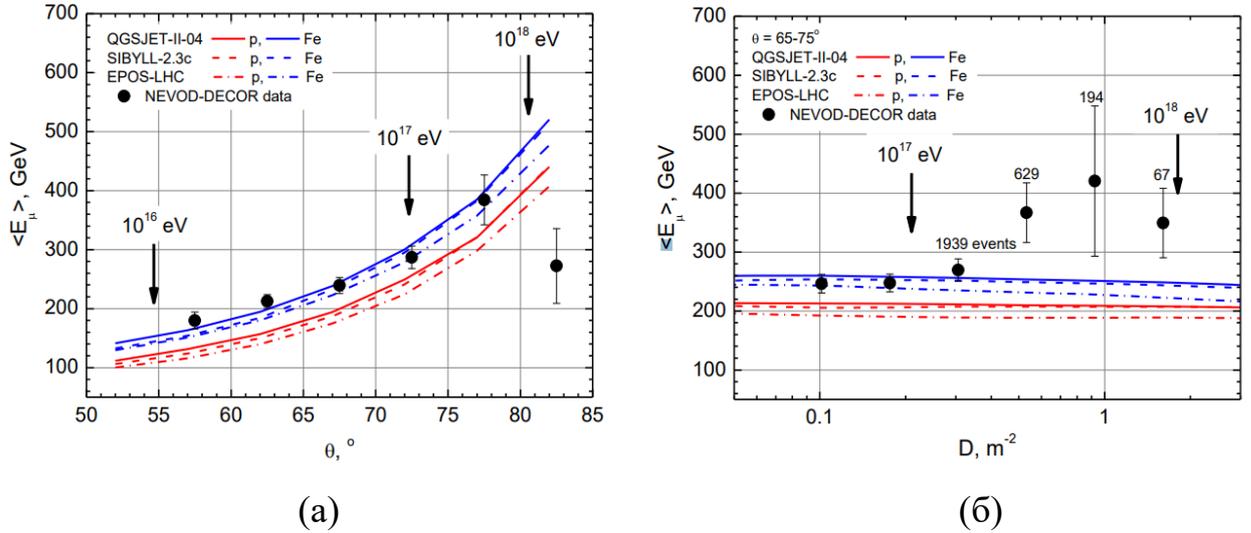


Рисунок 1.4 – Зависимость средней энергии мюонов в группах мюонов от зенитного угла (а) и локальной плотности мюонов для зенитных углов $\theta = 65^{\circ} - 75^{\circ}$ (б). Точки – полученные данные; кривые – ожидаемые зависимости для групп мюонов ШАЛ, образованных первичными протонами (сплошная) и ядрами железа (штриховая). Стрелками указаны характерные энергии первичных частиц космических лучей.

Осенью 2018 года Рабочая группа по адронным взаимодействиям и физике ливней (WHISP: Working group in Hadronic Interactions and Shower Physics) обобщила результаты различных экспериментов, в которых регистрировались группы мюонов [14]. Так как в различных экспериментах по-разному изучалось количество мюонов в ливнях, то необходимо было выразить результаты всех экспериментов через один параметр. В качестве такого параметра используется z :

$$z = \frac{\ln(N_{\mu}^{det}) - \ln(N_{\mu}^{sim,p})}{\ln(N_{\mu}^{sim,Fe}) - \ln(N_{\mu}^{sim,p})} \quad (7)$$

где – N_{μ}^{det} полученное в эксперименте число мюонов, и $N_{\mu}^{sim,p}$, $N_{\mu}^{sim,Fe}$ – ожидаемое число мюонов, которое должны были бы получить в эксперименте при чисто протонном и чисто железном составе первичных космических лучей, соответственно. Из формулы (7) следует, что при $z=0$ состав первичных ядер чисто протонный, а при $z=1$ чисто железный. На рис. 1.5 показаны

последние собранные результаты экспериментов, выраженные через параметр Z для разных моделей [15]. Как видно из рисунка, во многих экспериментах, в особенности самых крупных, в области энергий выше 10^{17} эВ наблюдается ЭТОТ ИЗБЫТОК МЮОНОВ.

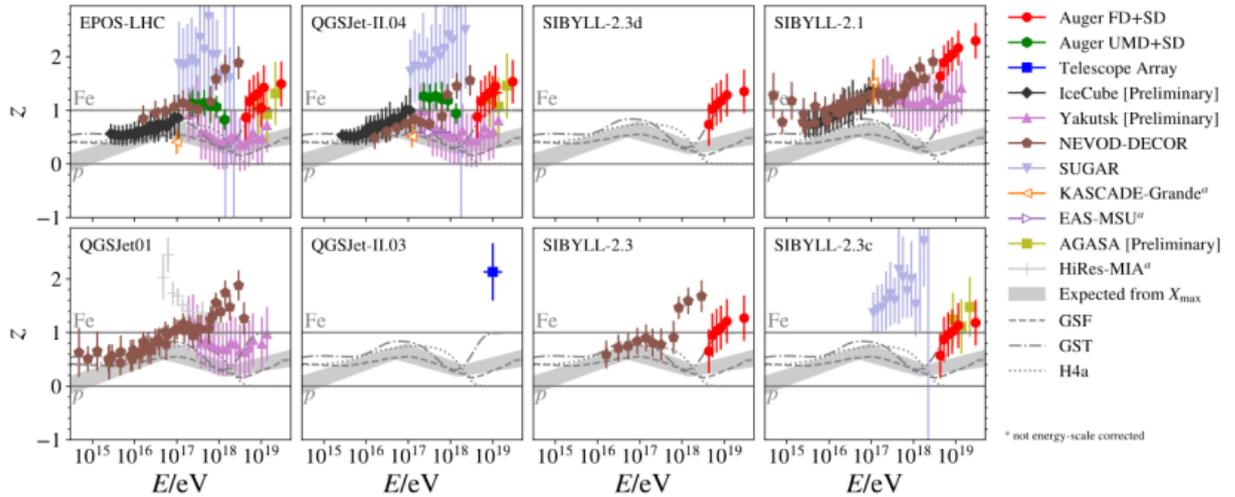


Рисунок 1.5 – Зависимость параметра Z в разных экспериментах от энергии первичных космических лучей.

2 МЮОННАЯ ФИЗИКА НА LVD

2.1 Регистрация мюонов на установке LVD

Установка LVD находится под горным массивом, что ограничивает проникающую способность мюонов. Установки достигают только высокоэнергетичные мюоны с энергией ~ 280 ГэВ. Мюоны, регистрируемые установкой LVD, создают фон в экспериментах по поиску редких событий.

При прохождении мюонов через установку происходит энерговыделение в счетчике. Если энерговыделение составляет ≥ 5 МэВ, то происходит регистрация частицы. Событие в LVD считается мюонным, если срабатывает не менее двух счетчиков при суммарном энерговыделении во всех счетчиках не менее 55 МэВ.

Далее происходит реконструкция события (восстановление треков частиц). События делятся на события с одиночным мюоном, группой мюонов и мюоном в сопровождении электромагнитного каскада.

Так как горный массив, под которым находится установка неоднороден, то мы имеем разную интенсивность в зависимости от угла прихода мюонов (Рис. 2.1). Максимальная интенсивность соответствует углу прихода $\theta = 25^\circ - 31^\circ$.

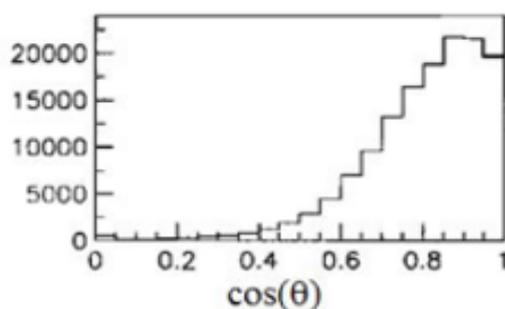


Рисунок 2.1 – Зависимость интенсивности от угла прихода мюонов

Возможны событие как с участием почти вертикальных (Рис. 2.2 (а)), так и почти горизонтальных мюонов (Рис. 2.2 (б)).

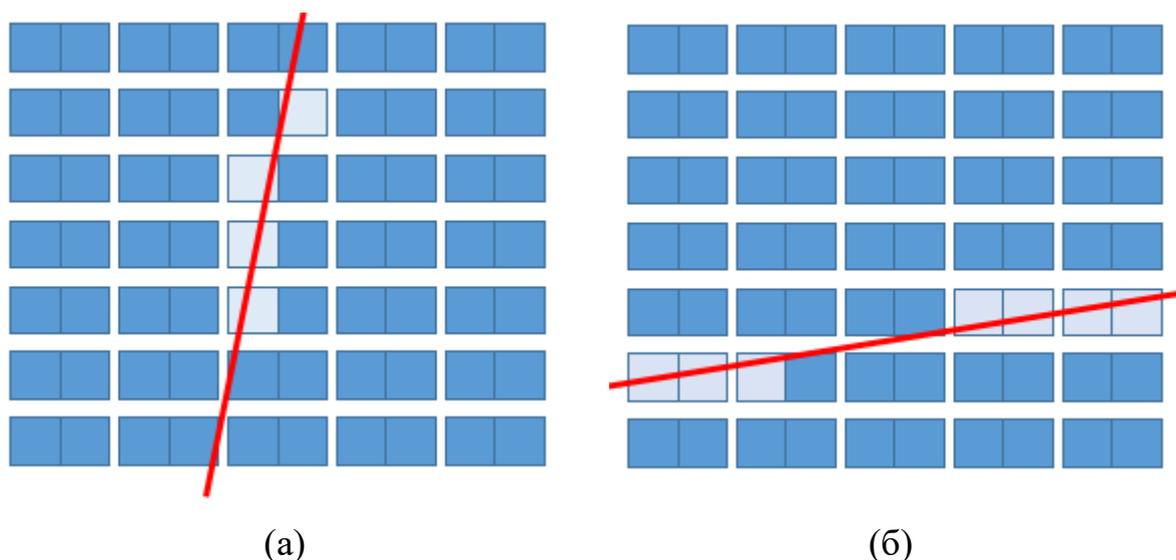


Рисунок 2.2 – Возможные варианты прохождения мюонов через установку. Почти вертикальные мюоны имеют среднюю энергию $\langle E_\mu \rangle \approx 280$ ГэВ, угол прихода $\langle \theta \rangle = 13^\circ$, глубина регистрации – 3.3 км.в.э. Почти горизонтальные мюоны имеют иные характерные параметры: $\langle E_\mu \rangle \approx 340$ ГэВ, $\langle \theta \rangle = 75^\circ$, глубина регистрации – 5 км.в.э. Так как имеется много почти вертикальных мюонов, форму спектра энерговывделений имеет характерный пик на 180 МэВ (Рис. 2.3) при диапазоне возможных энергий (20 - 450) МэВ.

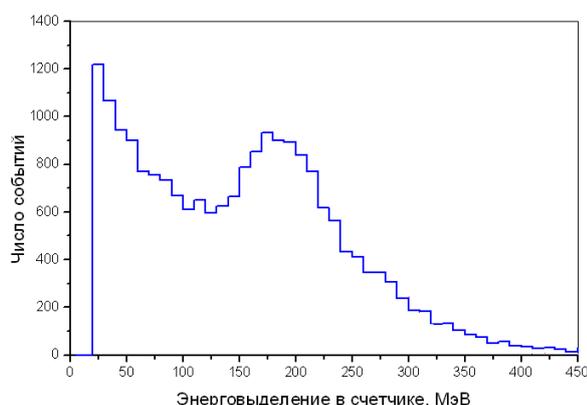


Рисунок 2.3 – Энерговывделение в счетчике при прохождении почти горизонтальных мюонов.

Для вертикальных мюонов средняя длина трека в счетчике – 1 м, для горизонтальных мюонов – 1.5 м.

2.2 Изменение потока мюонов с глубиной

С глубиной поток мюонов уменьшается как показано на рисунке 2.4.

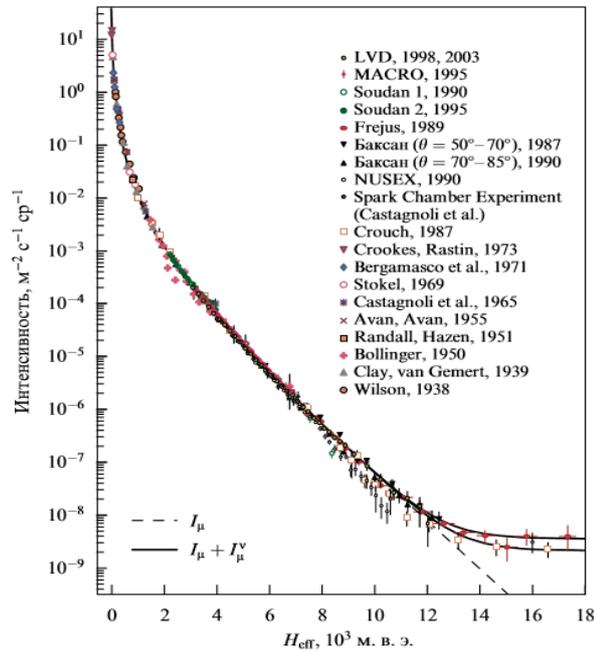


Рисунок 2.4 – Интенсивность вертикальных мюонов как функция глубины
На глубине (12 – 14) м.в.э. мы регистрируем уже не атмосферные мюоны, а мюоны, образовавшиеся в результате распада нейтрино.

2.3 Вариации интенсивности полного потока мюонов

Интенсивность потока мюонов меняется в зависимости от времени года (Рис. 2.5 – измерения, полученные на детекторе LVD [3]). Летом можно наблюдать усиление интенсивности, а зимой наоборот – уменьшение. Это связано, в первую очередь, с ростом температуры и как следствие – расширением атмосферы. Зависимость, показанная на графике получена при анализе 2.5 миллионов мюонных событий с периодом 8 лет.

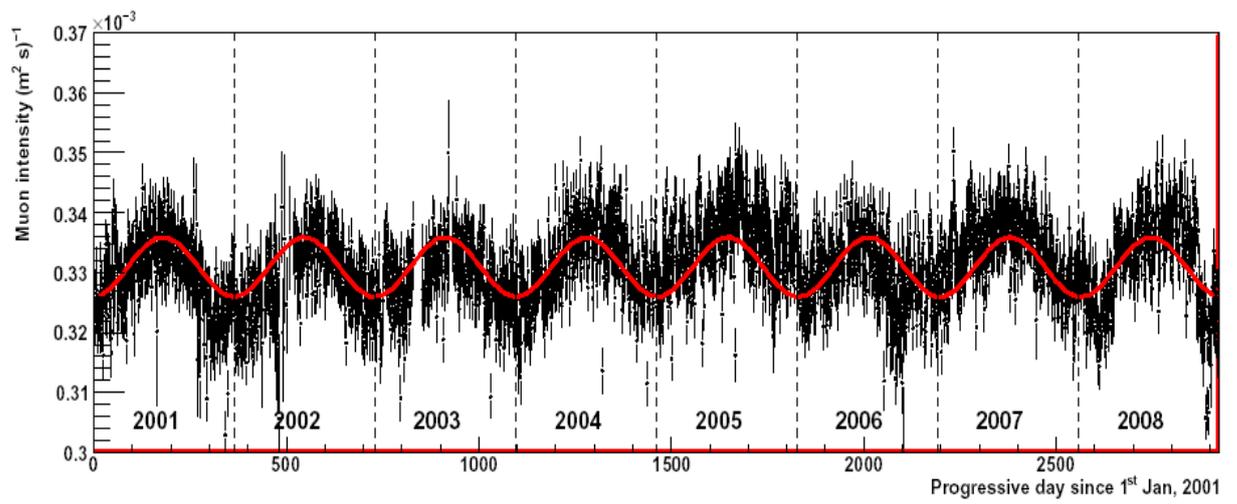


Рисунок 2.5 – Вариация интенсивности потока мюонов

3 ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

3.1 Установка LVD

Установка LVD (Large Volume Detector) располагается в Италии в подземной лаборатории Гран Сассо под горным массивом на высоте 960 метров над уровнем моря. Средняя толщина горы над лабораторией ~ 1.4 км, что обеспечивает подавление потока мюона почти в миллион раз.

Установка состоит из трех башен, отстоящих друг от друга на 2 метра. Башни установки имеют модульную структуру. Каждая из башен состоит из 5 колонн, включающих в себя 56 сцинтилляционных счетчика. Вся установка включает в себя 840 счетчиков (Рис.3.1). Некоторые характеристики детектора представлены в таблице 1.

Таблица 1. Характеристики установки LVD

Длина	22.7 метров
Ширина	13.2 метра
Высота	10 метров
Масса железа (сцинтилляционные контейнеры и поддерживающая структура)	1020 тонн
Масса всего сцинтиллятора Состав сцинтиллятора Плотность сцинтиллятора	966 тонн $C_nH_{2n}(\langle n \rangle = 9.6) + 1$ г/л PPO + 0.03 г/л POPOP ~ 0.78 г/см ³
Число сцинтилляционных счетчиков	840 штук
Число PMTs (ФЭУ)	2520

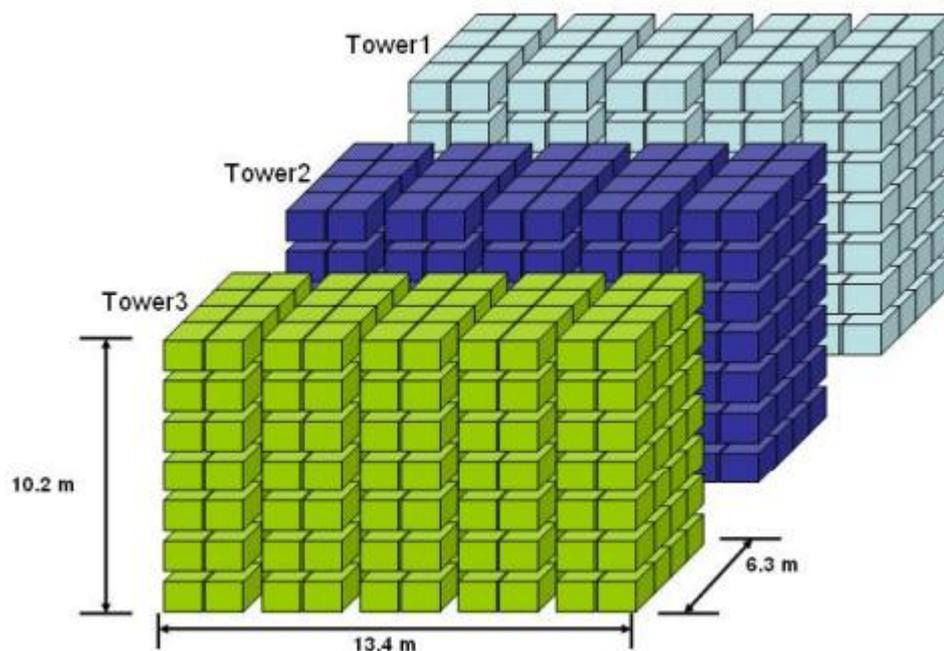


Рисунок 3.1 – Башни установки LVD

Ориентация башен выбрана перпендикулярно направлению на ЦЕРН.

Основной задачей эксперимента LVD является долговременный поиск нейтринных всплесков от гравитационных коллапсов звездных ядер [4]. LVD также располагает широкими возможностями для изучения мюонов космических лучей под землей. Детектор расположен на средней по потоку мюонов глубине 3720 ± 190 м.в.э. Средняя энергия потока мюонов составляет 280 ГэВ, вертикальная интенсивность мюонов $I_\mu = (3.31 \pm 0.03) \times 10^4 \frac{1}{\text{м}^2 \times \text{с}^2}$ [5].

Сцинтилляционные счетчики LVD, из которых состоят башни представляют собой железные контейнеры размером $(100 \times 150 \times 100)$ см³ и объемом 1.5 м³. Корпус счетчиков сделан из нержавеющей стали. Внутри находится жидкий сцинтиллятор, масса которого ~ 1170 кг. Общая масса сцинтиллятора установки ~ 1000 т. Плотность вещества сцинтиллятора $\rho = 0.78$ г/см³.

4. ОБРАБОТКА И АНАЛИЗ ДАННЫХ

4.1 Анализ зарегистрированных событий в LVD

Данные по событиям в LVD записываются в виде файла из столбцов. Каждый столбец определяет свой собственный параметр. Рассмотрим полученные данные на примере мюонного события номер 55043 (Рис. 4.1). Четыре цифры в первом столбце определяют точное положение счетчика, зарегистрировавшего частицу (1 – номер башни, 2 – номер колонны, 3 – уровень, 4 – номер счетчика). Второй столбец – относительное время (в нс). Время регистрации события откладываются сверзу по горизонтатали. В нашем случае 4 – число, 10 – месяц, 21 – год, 14 – час, 32 – минута, 28 – секунда. Третий столбец – энергия мюонов в каналах. Четвертый столбец – триггер (показывает через какие из счетчиков прошел мюон и дал энергосыделение больше 5 МэВ). Видно, что в нашем случае мюон прошел через счетчики 2213, 2324, 2331, 2442 и 2441. Пятый столбец – энергия мюонов в МэВ. Можно видеть, что энергосыделение в других счетчиках также присутствует, но оно связано с мюонным сопровождением – энергосыделением от взаимодействия вторичных частиц – электронов, нейтронов, гамма-квантов. Событие считается мюонным событием, если два счетчика регистрируют энергосыделение не менее 20 МэВ в течении 250 нс. Последняя цифра в первой строчке события – 17 – характеризует число счетчиков.

55043	529	0	4	10	21	14	32	28	20218	52348.4578363052	17
2111	0.4579135625								13.7300000191	0.0	1.23870
2116	0.4580271500								19.6500000060	0.0	1.34057
2118	0.4580619250								38.6700000763	0.0	2.63817
2213	0.4578352000								2267.6980882666	1.0	204.58815
2316	0.4581717125								11.1099996567	0.0	0.70153
2316	0.4582524625								22.1099996567	0.0	1.39611
2324	0.4578352000								2697.8046773424	1.0	216.00627
2324	0.4578373000								66.9332147136	0.0	5.35917
2324	0.4578384625								56.9780758794	0.0	4.56209
2132	0.4578796125								15.0799999237	0.0	1.36049
2131	0.4580910250								3495.0790406821	0.0	0.00000
2522	0.4578626500								41.9714158450	0.0	14.16442
2331	0.4578351875								2856.9219252495	1.0	209.41943
2442	0.4578351875								2454.3798038851	1.0	179.91210
2441	0.4578352125								402.1379061399	1.0	31.52071
2442	0.4578478125								5.7299995422	0.0	0.42002
2444	0.4586535000								18.1599998474	0.0	1.39241

Рисунок 4.1 – Данные события в LVD

4.2 Энергетическая калибровка сцинтилляционных счетчиков LVD

Энергетическую калибровку LVD счетчиков проводят:

- для низких энергий по γ -линии 2.23 МэВ от захвата нейтрона на водороде, пикам энергосвечения γ -квантов 2.5 МэВ (распад ^{60}Co) и ~ 9 МэВ от захвата нейтронов при спонтанном делении ядер ^{252}Cf ядрами ^{58}Ni .
- для больших энергий (40 – 400 МэВ) по пикам от энергосвечения атмосферных мюонов.

Эта энергетическая калибровка восьмисот сорока счетчиков LVD проводится ежемесячно по реальным мюонам, пересекающим счетчики. Мюоны в детекторе отбираются по энергосвечению в счетчиках (от 20 до 450 МэВ) и срабатыванию более 2 счетчиков во временном окне 250 нс [7].

На рис. 4.2 (а) показано распределение длин траекторий мюонов в счетчике. Максимум распределения соответствует вертикальному мюону, с длиной трека 100 см. Поэтому спектр энергосвечений мюона имеет характерную форму – с максимумом (рис. 4.2 (б)). Это – так называемый «мюонный пик». Около 8000 мюонов пересекает один счетчик в течение месяца.

Процедура энергетической калибровки по «мюонному пику» заключается:

А) в получении усредненного по форме мюонного спектра с использованием линейных каналов АЦП. Полученный «идеальный спектр» был эталоном для нахождения аппроксимирующей функции, состоящей из суммы трех Гауссов:

$$F(x) = \sum_{i=1}^3 a_i \times \exp\left[-\frac{(x-b_i)^2}{2c_i^2}\right],$$

где a_i – высота пика Гаусса, b_i – его

расположение на оси x , c_i – среднеквадратичное отклонение (ширина пика Гаусса). Значения коэффициентов аппроксимации составляют: $a_1= 6.57$, $b_1= -79.47$, $c_1= 51.92$, $a_2= 1.62$, $b_2= 28.70$, $c_2= 6.11$, $a_3= 31.05$, $b_3= -32.94$, $c_3= 15.48$.

На рис. 4.2 (в) представлена результирующая функция $F^{\text{fix}}(x)$, полученная из аппроксимации гистограммы «идеального спектра» счетчика.

Б) Для каждого счетчика установки (840 штук) формируются спектры, на статистике за месяц. Начальный участок спектра формировался событиями, включающими не только энерговыделения от мюонов, но и частицами от сопровождения мюонов (гамма-квантами, нейтронами и т.д.).

Для каждого спектра подгонкой результирующей функции $F^{\text{fix}}(x)$, а именно, сжатием или растяжением по осям ординат и абсцисс, находили расположение пика на оси каналов, соответствующему коэффициенту b_2 . Пример одного спектра для счетчика №1455 показан на рис. 4.2 (б). Каналу с максимумом пика ($P_m=1190$) соответствует энергия 185 МэВ.

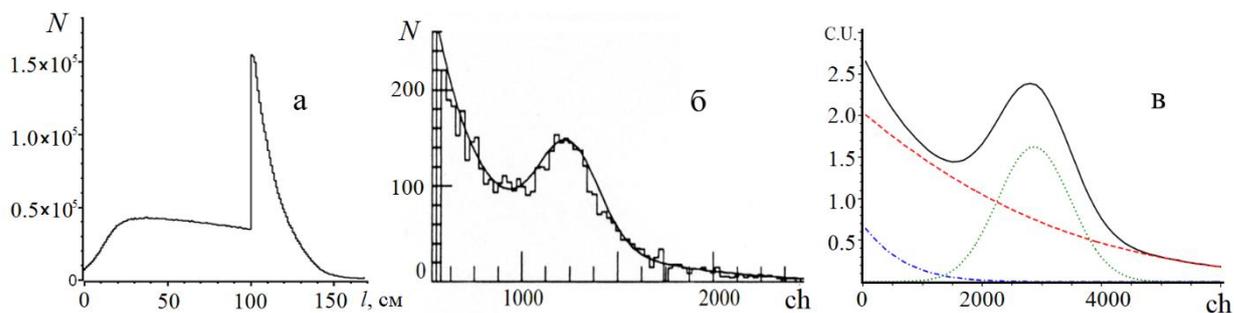


Рисунок 4.2 – а) Распределение длин траекторий мюонов в счетчике, б) энергетическое распределение «мюонных» импульсов в счетчиках LVD, в) фитирующая функция для определения номера канала мюонного пика.

4.3 Распределение энерговыделений в одном счетчике LVD

Для определения работы сцинтилляционных счетчиков LVD строились распределения энерговывделений мюонов для всех 840 счетчиков за 1 месяц набора статистики. На рис. 4.3 показан пример распределения энерговывделений в одном счетчике LVD. Мюонному пику в районе 185 МэВ соответствует наиболее вероятной длине трека мюона при прохождении в счетчике.

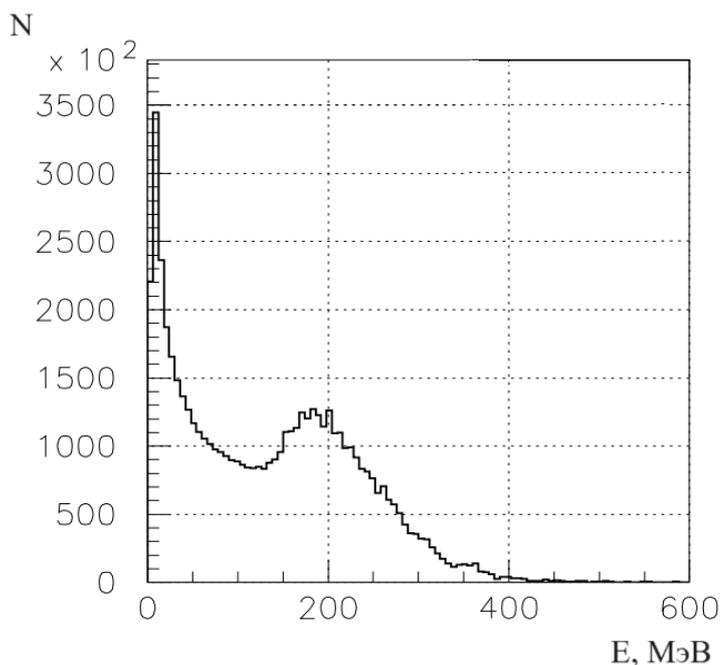


Рисунок 4.3 – Распределение энерговывделений в одном счетчике

При прохождении через всю установку мюон «зажигает» в среднем от 7 до 12 счетчиков, которые дают энерговывделение в них более 20 МэВ.

4.4 Распределение суммарных энерговывделений в мюонном событии

На рис. 4.4 показано распределение суммарных энерговывделений от мюона во всем детекторе. Если бы мюон прошел квази-вертикально, то его суммарное энерговывделение было $(7 \times 185 \text{ МэВ}) = 1295 \text{ МэВ}$. Область небольших значений соответствует мюонам, прошедшим через края детектора. Мюоны, пошедшие только через один счетчик детектора, выбрасываются из анализа. Область больших суммарных энерговывделений –

это события, в которых зарегистрированы группы мюонов и электромагнитные и ядерные ливни, рожденные мюоном. Мюоны, прошедшие только через один счетчик детектора, выбрасываются из анализа.

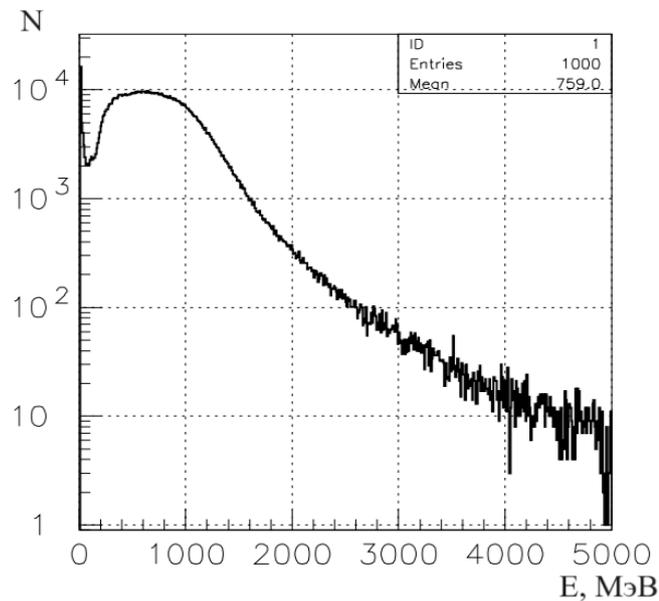


Рисунок 4.4 – Распределение суммарных энерговывделений в мюонном событии

Мюонные события с энерговывделением $E > 2000$ МэВ представляют интерес для изучения мюонов высоких энергий.

4.5 Распределение времени срабатывания счетчиков в мюонном событии

На рис. 4.5 показано, что время между срабатываниями счетчиков в одном событии не превышает 200 нс. В анализе данных использовалась статистика за 80 суток работы детектора. Отобраны события, в которых сработали более 20 счетчиков. Это говорит о том, что это один мюон или группа мюонов, рожденная в одном акте взаимодействия.

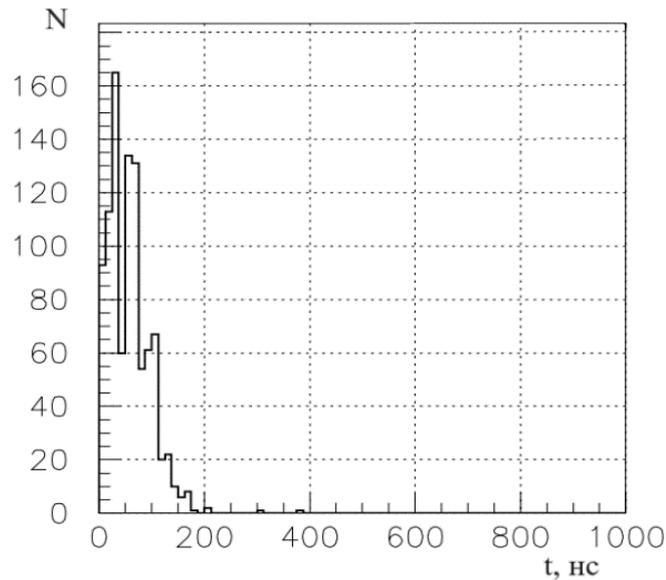


Рисунок 4.5 – Распределение времени срабатывания счетчиков в мюонном событии

4.6 Реконструкция мюонных событий

После 2002 года в детекторе LVD, по причине пожароопасности, была отключена стрипповая система. Стриппы имели размеры 2x2 см и позволяли реконструировать направление прихода мюонов с точностью около 0.5 градусов.

Но имея хорошее временное разрешение сцинтилляционных счетчиков и большие размеры самого детектора, восстановить угол прихода можно с использованием времени срабатывания счетчиков.

Будем использовать следующую логику для реконструкции θ и ϕ для групп мюонов:

1) Имеем декартову систему координат LVD с центром в центре счетчика TCLP = 1118 (система Dec1). И файл хузtank.dat с центрами всех счетчиков.

2) Берем центры угловых счетчиков LVD – 8 счетчиков (прямой прямоугольный параллелепипед). Вычисляем трехмерную полудиagonalь

$$3M + \frac{\text{Diag}}{2} = R_0 \text{ (м) (плюс 3 м).}$$

3) Переходим к новой (Dec2) декартовой системе координат с центром посередине между восемью угловыми счетчиками LVD. Координаты точки в Dec2 будут: x, y, z .

4) Также в Dec2 строим сферическую систему координат (Spher1) – координаты точки в ней: ρ, θ, φ .

$$\rho \in (0, +\infty)$$

$$\theta \in (0, +\pi)$$

$$\varphi \in (-\pi, +\pi)$$

5) Строим куб ребром $2R_0$ в Dec2 и сферу с диаметром $2R_0$ в Spher1: мы можем быть уверены, что каждый счетчик LVD полностью находится внутри сферы (внутри куба).

6) Разыгрываем случайно (монте-карло) точку в объеме куба (равномерно по объему) и смотрим – находится точка внутри сферы – если да: принимаем точку x_0, y_0, z_0 . Если нет: повторяем пункт (6).

7) Получаем вектор случайного направления:

$$\vec{v}_0 = (x_0, y_0, z_0)$$

Продолжим этот вектор до пересечения со сферой:

$$(k \cdot x_0)^2 + (k \cdot y_0)^2 + (k \cdot z_0)^2 = R_0^2$$

$$k = \sqrt{\frac{R_0^2}{x_0^2 + y_0^2 + z_0^2}}$$

Случайная точка на сфере:

$$\vec{v} = (k \cdot x_0, k \cdot y_0, k \cdot z_0) = (x, y, z)$$

8) Пусть вектор \vec{v} является вектором направления группы мюонов (треки мюонов параллельны). Допустим при прохождении группы мюонов сквозь

LVD сработали n счетчиков с номерами $i = (1, n)$. В каждом счетчике мы имеем энерговыделение E_i в МэВ и относительное местное время прихода импульса t_{iTDC} в нС. При регистрации времени прихода импульса от счетчика мы будем называть электронным каналом танка участок прохождения сигнала от вспышки в танке до записи времени прихода в файл данных. Вариации времени прохождения сигнала в электронном канале счетчика (то есть среднеквадратичное отклонение) будем называть ошибкой (временной) электронного канала. Ошибка разная для разных счетчиков, также, как и задержка сигнала. Средняя ошибка ≈ 10 нС, $s(t_i)$, а вариации задержек $\sim (-50$ нС, $+50$ нС), от t_{iDec} средней.

9) Корректируем величины t_{iTDC} , используя E_i и ежемесячные калибровочные файлы локально-временных калибровок по реальным мюонам:

$$t_i = t_{iTDC} + \left(-b_i \cdot e^{-\left(\frac{E_i - E_{min}}{a_i}\right)} \right) + b_i \cdot e^{-\left(\frac{E_{max} - E_{min}}{a_i}\right)} + (-t_{iDel})$$

$\begin{cases} E_{min} = 50 \text{ МэВ} \\ E_{max} = 700 \text{ МэВ} \end{cases}$ - величины, используемые в программе локально-временной калибровки

где:

t_i – откорректированное локальное время прихода импульса танка (нС)

1: t_{iTDC} – время TDC, взятое из файла сырых данных (нС)

2: $-b_i \cdot e^{-\left(\frac{E_i - E_{min}}{a_i}\right)}$ – корректирующее слагаемое, зависящее от амплитуды сигнала (нС)

3: $b_i \cdot e^{-\left(\frac{E_{max} - E_{min}}{a_i}\right)}$ – корректирующее слагаемое, приводящее к тому, что при $E_{max} = E_i$ коррекция по амплитуде – нулевая (нС)

4: $-t_{iDel}$ – задержка электронного канала танка (нС)

Из калибровок берем: $a_i, b_i, t_{iDel}, s(t_i)$. Теперь имеем E_i (МэВ) и новые t_i (нС)

10) Продолжение после пункта (8):

Имеем: (x_1, y_1, z_1)

вектор

— $\vec{v} = (x, y, z)$ (в системе Dec2) (направление группы мюонов, его длина $=R_0$ (м))

— энерговыделение E_i (МэВ) в танках

— откорректированное время t_i (нС) в счетчиках

—

Общее уравнение плоскости в Dec2:

$$A \cdot x + B \cdot y + C \cdot z + D = 0$$

Построим уравнение плоскости, проходящей через точку $P(x_1, y_1, z_1)$ и перпендикулярную вектору $\vec{v}(x_1, y_1, z_1)$ (плоскость касательная к сфере):

$$x_1 \cdot (x - x_1) + y_1 \cdot (y - y_1) + z_1 \cdot (z - z_1) = 0$$

D можно вычислить если нужно. $A=x_1, B=y_1, C=z_1$. Или уравнение плоскости:

$$A \cdot x + B \cdot y + C \cdot z + D = 0 \text{ (плоскость } \alpha_1)$$

$$A=x_1, B=y_1, C=z_1, D = (-x_1^2, -y_1^2, -z_1^2).$$

Все мюоны в группе будут падать на эту плоскость перпендикулярно.

Расстояние от центра i -го счетчика до плоскости α_1 равно:

$$d_i = \frac{|A \cdot x_i + B \cdot y_i + C \cdot z_i + D|}{\sqrt{A^2 + B^2 + C^2}}$$

Дополнительное время пролета мюона от танка i до плоскости α_1 равно:

$$t_{d_i} = \frac{d_i}{c} \text{ (нС)}$$

c – скорость света (если мюон очень релятивистский). Таким образом время прихода мюона на плоскость α_1 равно:

$$t_{i\alpha_1} = t_i + t_{d_i} (nS)$$

Если ошибки t_i равны 0, то все мюоны придут на плоскость α_1 одновременно, в противном случае (при ненулевых ошибках) мы получим разброс $t_{i\alpha_1}$ величин относительно среднего $[\text{sq.dev.}(t_{i\alpha_1})]=f(\vec{v})$.

11) Изначально мы предполагали, что случайно выбранный вектор \vec{v} попал на направление группы мюонов. Это конечно же не так и величина $f(\vec{v})$ будет больше. Мы приходим к задаче двумерной минимизации функции $f(\vec{v}) = f(\theta, \varphi)$. Программа глобальной минимизации многомерных функций у меня есть своя (проверенная на калибровках).

12) Вычисление ошибок θ и φ (группы мюонов):

На входе имеем ошибки $s(t_i)$ (ошибки электронных каналов танка), а нам надо найти $s(\theta), s(\varphi)$. Мы имеем некоторую функцию – процедуру

$$\theta = f(t_i)$$

$$\varphi = g(t_i)$$

функции от n переменных (для каждой группы мюонов). Тогда:

$$S(\theta) = \sqrt{\sum_{i=2}^n \left(\frac{\partial f}{\partial t_i} \cdot s(t_i) \right)^2} = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\Delta f}{\Delta t_i} \cdot s(t_i) \right)^2} \approx \sqrt{\sum_{i=1}^n (\Delta f)^2}$$

пусть $\Delta t_i = s(t_i)$ (можно и $\Delta t_i \ll s(t_i)$ тогда точнее). То есть нужно решить задачу n раз пункта (11).

Аналогично для φ . Получается, что вычисление ошибок θ и φ в n -раз затратнее, чем нахождение θ и φ .

Если все мюоны в группе в одном событии именовать номером $j \in (1, M)$, то совершенно неважно от какого мюона j сработал счетчик i . Следовательно, нет

необходимости реконструировать каждый j -го мюона в группе по сработавшим n счетчикам.

Алгоритм может работать и для одного единственного мюона, но точность будет хуже.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты работы, полученные в данной работе, можно сформулировать следующим образом:

1. Детектор LVD является хорошим инструментом для исследований мюонов космических лучей, приходящих на глубину от 3 до 12 км в.э.
2. Имеется обширная статистика за период с 2001 по 2022 год, когда ввели в строй набора статистики три башни установки.
3. Анализируя экспериментальные данные, можно получить такие характеристики мюонов, как их интенсивность, угловое и энергетическое распределение, кратность мюонных групп и кривую раздвижения (распределение по расстоянию мюонов в группах).
4. На основе имеющейся статистики были построены: распределение энерговыделений в одном счетчике, распределение суммарных энерговыделений в одном событии и распределение времени срабатывания счетчиков.
5. Разрабатывается алгоритм реконструкции мюонных событий (направление угла прихода мюонов) в LVD без стрипповой системы с привлечением времени срабатывания счетчиков.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. А.О. Вайсенберг, Мю-мезон, -М, 1964 г.
2. Ю.М. Андреев, Э.В. Бугаев, Тормозные потери энергии мюонов в грунте.-Известия АН СССР, Серия физическая., 42 (1978), с. 1475-1478
3. Агафонова Н.Ю., Бояркин В.В., Дадыкин 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., т. 75, №3, (2011), 456-459
4. Implication for the core-collapse supernova rate from 21 years of data of the Large Volume Detector / N.Y. Agafonova et al. (LVD Collaboration) //The Astrophysical Journal, 802:47 (9pp), 2015 March 20.
5. Characterization of the varying flux of atmospheric muons measured with the Large Volume Detector for 24 years / N. Agafonova et al. (LVD Collaboration) //Phys. Rev. D 100, 062002 (2019), DOI: 10.1103/PhysRevD.100.062002.
6. Агафонова Н.Ю. Изучение мюонов космических лучей и нейтронов, генерированных ими под землей в детекторе LVD: дис. канд. физ.-мат. наук. М., 2015.
7. Агафонова Н.Ю., Бояркин В.В., Дадыкин В.Л. и др. // Изв. РАН Сер. Физ. 2011. Т. 75. № 3. С.437. Agafonova N.Yu., Boyarkin V.V., Dadykin V.L. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys., 2011, V. 75, No. 3, P. 408.
8. Петрухин А.А. Мюонная загадка в космических лучах и возможности ее решения. - ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, 2021, том 84, № 1, с. 77-84.
9. Воробьев В.С. Исследование многочастичных событий в космических лучах на прототипах координатно-трекового детектора трек: дис. канд. физ.-мат. наук. М., 2022.

10. Юрина Е.А. и др. Статус эксперимента НЕВОД-ДЕКОР по исследованию энерговыделения групп мюонов, Изв. РАН, Сер. Физ., т. 85, № 4 (2021), с. 594–597.
11. Heck D., Knapp J., Capdevielle J.N. et al. // Report FZKA 6019. Karlsruhe: Forschungszentrum, 1998. 90 p.
12. Ostapchenko S. // Phys. Rev. D. 2011. V. 83. Art. No. 014018.
13. Ostapchenko S. // Phys. Rev. D. 2014. V. 89. Art. No. 074009.
14. H.P. Dembinski et al. Report on tests and measurements of hadronic interaction properties with air showers. EPJ Web Conf. 210, 02004 (2019).
15. D. Soldin. Update on the combined analysis of muon measurements from nine air shower experiments. PoS(ICRC2021), 349 (2021).
16. Abu-Zayyad et. al. Evidence for Changing of Cosmic Ray Composition between 10^{17} and 10^{18} eV from Multicomponent Measurements // Physical review letters, volume 84, number19, 2000.