

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
МЮОНЫ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ, РЕГИСТРИРУЕМЫЕ НА LVD

Студент _____ О. Ю. Слуцкая

Научный руководитель,
к.ф.-м.н. _____ Е. А. Литвинович

к.ф.-м. н. ИЯИ РАН  _____ Н. Ю. Агафонова

Москва 2025

Аннотация

Пояснительная записка состоит из 47 страниц, 32 рисунка, 4 таблицы и 17 источников.

В работе исследуются атмосферные мюоны, регистрируемые подземным детектором LVD. LVD расположен в подземной лаборатории Гран Сассо на глубине 3650 м в.э. и предназначен для поиска нейтрино от коллапсов звездных ядер и регистрации мюонов. В работе изучалось энергетическое распределение реконструированных мюонов с 1999 по 2002 год, и подбирались параметры для реконструкции направления и множественности мюонов без трековой системы детектора. Разрабатывался алгоритм восстановления угла прихода мюонных групп и рассчитывался геометрический фактор детектора.

Abstract

The report consists of 47 pages, 32 figures, 4 tables and 17 sources.

The research work examines atmospheric muons registered by the LVD underground detector. LVD is located in the Gran Sasso underground laboratory at a depth of 3650 m w.e. and is designed to search for neutrinos from the collapse of stellar cores and to register muons. In the paper, the energy distribution of reconstructed muons from 1999 to 2002 was studied, and parameters were selected for reconstructing the direction and multiplicity of muons without the tracking system of the detector. An algorithm for reconstructing the angle of arrival of muon groups was developed and the geometric factor of the detector was calculated.

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ	4
АКТУАЛЬНОСТЬ	4
ЦЕЛЬ РАБОТЫ	4
1 АТМОСФЕРНЫЕ МЮОНЫ.....	5
1.1 Мюоны	5
1.2 Взаимодействие мюонов.....	6
1.3 Потери энергии мюонов в веществе.....	7
1.4 Мюонная загадка	10
2 ЭКСПЕРИМЕНТ LVD И МЮОННАЯ ФИЗИКА, ИЗУЧАЕМАЯ С ПОМОЩЬЮ ДЕТЕКТОРА.....	15
2.1 Описание установки LVD	15
2.2 Регистрация мюонов на установке LVD	19
2.3 Изменение потока мюонов с глубиной	21
2.4 Вариации интенсивности полного потока мюонов.....	21
3 ОБРАБОТКА И АНАЛИЗ ДАННЫХ.....	23
3.1 Анализ зарегистрированных событий в LVD	23
3.2 Энергетическая калибровка сцинтилляционных счетчиков LVD.....	24
3.3 Анализ реконструированных архивных мюонных событий	26
4 НОВЫЙ АНАЛИЗ ДАННЫХ LVD	30
4.1 Распределение энерговыделений и времен срабатывания счетчиков LVD.....	31
4.2 Определение аксептанса детектора LVD	34
4.3 Новая программа реконструкции мюонных событий	40
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	45
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ.....	46

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 («мюонная загадка»).

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 трековой 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 (Рис.1.1).

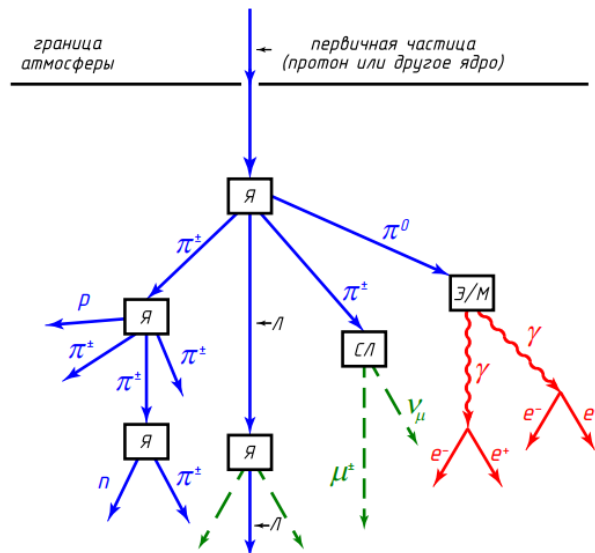


Рисунок 1.1 – Качественная схема взаимодействия протона космических лучей с ядрами в земной атмосфере: Л — лидирующая частица; Я — ядерное взаимодействие; Э/М — электромагнитное; СЛ — слабое.

Образование мюонов происходит в результате распада заряженных пионов или каонов:

$$\pi^+(K^+) \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \pi^-(K^-) \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu. \quad (1)$$

Оба процесса идут по слабому взаимодействию с обменом $W^\pm$ - бозоном. Рождение мюона $\mu^-(\mu^+)$ протекает совместно с образованием нейтрального партнера – антинейтрино $\bar{\nu}_\mu$ (нейтрино ν_μ). При этом вероятность распада пиона на $\mu^-(\mu^+)$ и $\bar{\nu}_\mu(\nu_\mu)$ 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 образования 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 К-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 Потери энергии мюонов в веществе

Мюоны, как и другие заряженные частицы, теряют энергию при прохождении через вещество. Основные механизмы потерь включают: ионизационные потери, тормозное излучение, образование электрон-позитронных пар, неупругие взаимодействия с ядрами.

Ионизационные потери доминируют при низких энергиях (до ~ 100 ГэВ) и описываются формулой Бете-Блоха (6). Их величина зависит от заряда, скорости частицы, а также от свойств среды (A, Z).

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

где $L = \frac{NZ}{A} \frac{2\pi e^4}{m} = 0,0765 \left(\frac{Z}{A} \right)$ – константа, связанная с плотностью электронов в веществе, $\beta = v/c$ – относительная скорость частицы (для релятивистских частиц $\beta \approx 1$), $B = \ln \left(\frac{m_e m_\mu c^2}{I^2} \right)$ – константа, связанная с потенциалом ионизации, $\delta = 4,606 \lg \left(\frac{p}{m_\mu c} \right) - c$ – поправка, учитывающая эффект плотности, $E'_m = \frac{p^2 c^2}{E + (m_\mu^2 c^2 / 2m_e)}$, $p = \sqrt{T(T + 2m_\mu c^2)}$.

Энергия мюонов, проходящих через установку LVD имеют среднюю энергию ~ 280 ГэВ ($E_\mu > m_\mu c^2$), тогда при подстановке параметров в формулу 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. Также можно рассчитать расстояние, которое проходит мюон в счетчике $x = \frac{E}{2,49 \cdot \rho}$. Если взять максимальное расстояние, которое мюон может пройти (диагональ счетчика 2 м), то получим максимальное энерговыделение в счетчике ≈ 390 МэВ.

Тормозное излучение возникает при взаимодействии мюона с кулоновским полем атомных ядер. Излучение фотонов приводит к потере энергии, пропорциональной самой энергии мюона. Этот процесс становится значимым при высоких энергиях (>100 ГэВ).

Формула для потерь энергии на тормозное излучение мюонов в веществе имеет вид:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_\gamma = E \cdot b_y = E \cdot \alpha \left(2r_0 \frac{m_e}{m_\mu} \right)^2 Z(Z+1) \frac{N_A}{A} \left[\ln \left(\frac{3}{2} \cdot 183 \frac{m_\mu}{m_e} Z^{2/3} \right) - \frac{1}{6} \right], \quad (7)$$

где $\alpha = 1/137$ – постоянная тонкой структуры, $r_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{m_0 c^2} = 2,8179 \times 10^{-13}$ см – классический радиус электрона. При подстановке средней энергии регистрации 280 ГэВ, получим $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_\gamma \approx 0,29 \frac{\text{МэВ}}{\text{г} \times \text{см}^{-2}}$.

Образование электрон-позитронных пар происходит при взаимодействии мюона с электромагнитным полем ядра. Энергия мюона тратится на рождение пар, что также приводит к потерям, зависящим от энергии. Расчет энергетических потерь на рождение пар осуществляется по следующей формуле:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_p = E \cdot b_p = E \cdot 6,01 \cdot 10^{-8} \frac{Z(Z+1)}{A} \left[0,97 \ln \frac{183 \cdot Z^{-1/3} \cdot 2Em_e}{183 \cdot Z^{-1/3} \mu^2 + 2Em_e} + 2,15 \right]. \quad (8)$$

Для мюона с энергией 280 ГэВ в сцинтилляторе ($C_n H_{2n}$) на основе полиэтилена

$$(Z \approx 2,67, A \approx 4,67) \text{ получим } \left(-\frac{dE}{dx}\right)_p \approx 0,15 \frac{\text{МэВ}}{\text{г} \times \text{см}^{-2}}.$$

Неупругие потери обусловлены взаимодействием мюона с ядрами, приводящим к их фрагментации. Потери энергии описываются формулой:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_n = E \cdot b_n, \quad (9)$$

где b_n – коэффициент неупругих потерь. Для грунта в диапазоне ($E=0,4-5$ ТэВ) является практически постоянной величиной, равной $(0,41 \pm 0,03) \cdot 10^{-6} \text{ г}^{-1} \text{ см}^{-2}$.

Для мюона с энергией 280 ГэВ в сцинтилляторе потери энергии на неупругое

$$\text{взаимодействие с ядрами составляют } \left(-\frac{dE}{dx}\right)_n = 0,04 \frac{\text{МэВ}}{\text{г} \times \text{см}^{-2}}.$$

По результатам расчетов можно видеть, что электромагнитные процессы (тормозное излучение + рождение пар) дают $\sim 88\%$ потерь, а ядерные взаимодействия составляют $\sim 12\%$ от полных потерь. Вклад ядерных взаимодействий становится существенным и должен учитываться в экспериментах по регистрации мюонов космических лучей или на ускорителях.

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.

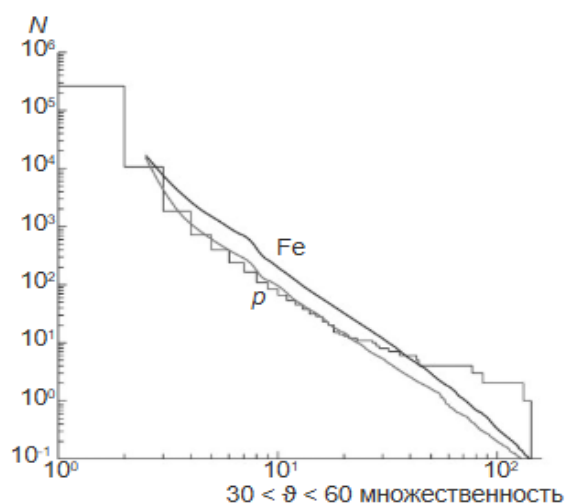


Рисунок 1.2 – Интегральное распределение событий по множественности мюонов в эксперименте ALEPH.

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.

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].

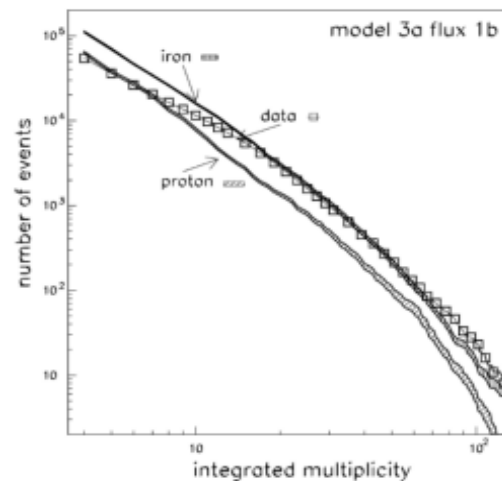


Рисунок 1.3 – Интегральное распределение событий по множественности мюонов в эксперименте DELPHI.

В эксперименте НЕВОД ДЕКОР проводится измерение энерговыведения мюонных групп. Измерения энерговыведения 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].

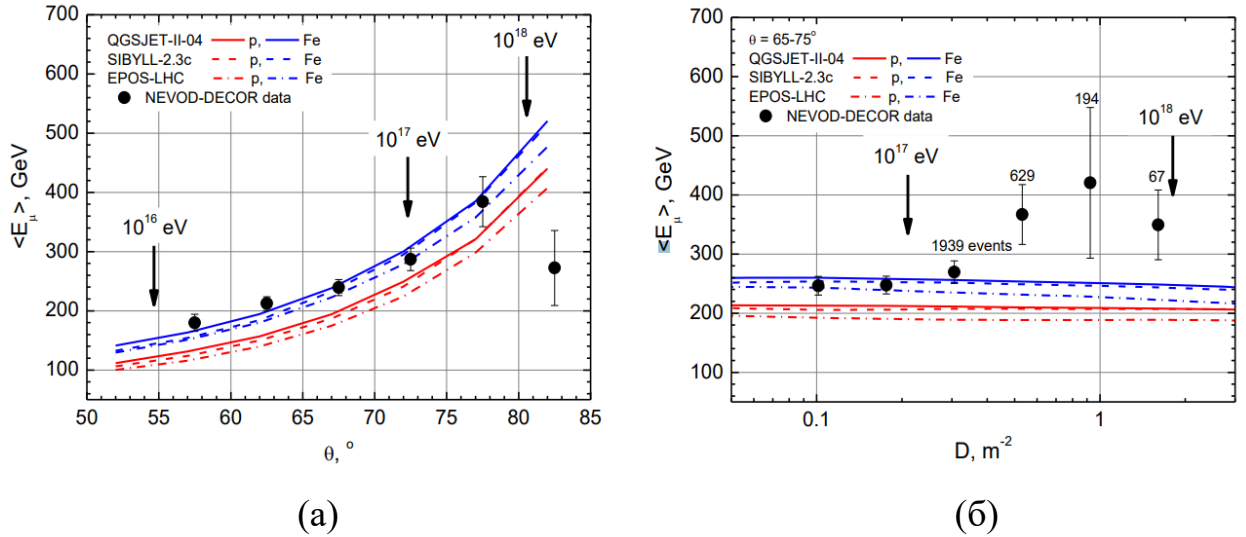


Рисунок 1.4 – Зависимость средней энергии мюонов в группах мюонов от зенитного угла (а) и локальной плотности мюонов для зенитных углов $\theta = 65^\circ - 75^\circ$ (б). Точки – полученные данные; кривые – ожидаемые зависимости для групп мюонов ШАЛ, образованных первичными протонами (сплошная) и ядрами 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 :

$$z = \frac{\ln(N_\mu^{det}) - \ln(N_\mu^{sim,p})}{\ln(N_\mu^{sim,Fe}) - \ln(N_\mu^{sim,p})} \quad (10)$$

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.

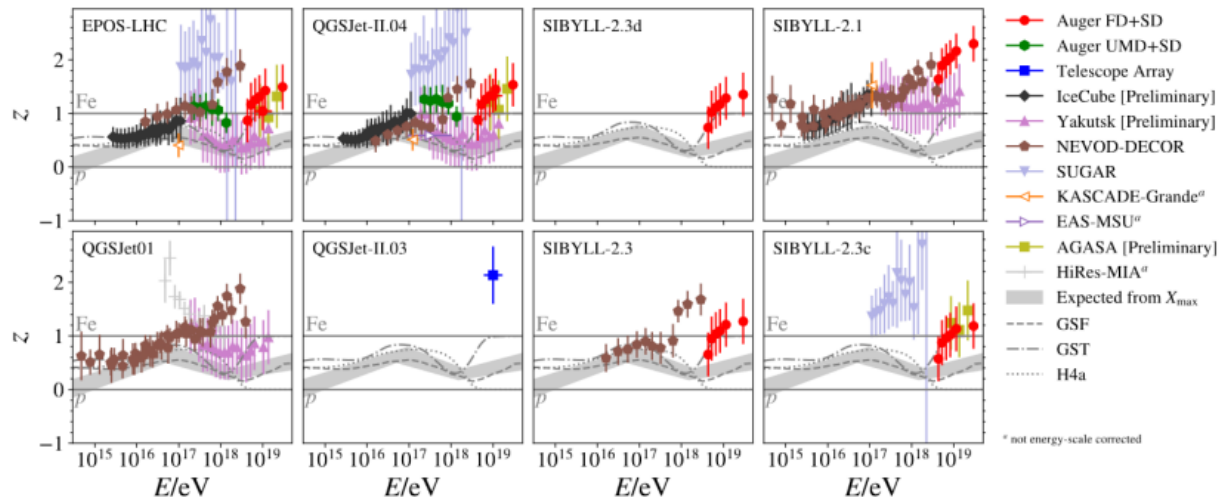


Рисунок 1.5 – Зависимость параметра Z в разных экспериментах от энергии первичных космических лучей.

2 ЭКСПЕРИМЕНТ LVD И МЮОННАЯ ФИЗИКА, ИЗУЧАЕМАЯ С ПОМОЩЬЮ ДЕТЕКТОРА

2.1 Описание установки 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.

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].

Детектор способен регистрировать нейтрино всех типов, используя реакции взаимодействия с ядрами веществ, входящих в его структуру – водородом, углеродом, железом. Основная реакция на водороде – реакция бета-распада:

$$\tilde{\nu}_e + p = n + e^+ \quad (11)$$

Взаимодействие нейтрино с углеродом:

- Реакция по нейтральным токам

$$\nu_e(\tilde{\nu}_e) + {}^{12}\text{C} = \nu_e(\tilde{\nu}_e) + {}^{12}\text{C}^* \quad (12)$$

- Реакция по заряженным токам

$$\begin{aligned} \nu_e + {}^{12}\text{C} &= {}^{12}\text{N} + e^- \\ \tilde{\nu}_e + {}^{12}\text{C} &= {}^{12}\text{B} + e^+ \end{aligned} \quad (13)$$

Взаимодействие нейтрино с железом:

- Реакция по нейтральным токам

$$\nu_e + {}^{56}\text{Fe} = \nu_e' + {}^{56}\text{Fe} \quad (14)$$

- Реакция по заряженным токам

$$\nu_e + {}^{56}\text{Fe} = {}^{56}\text{Co}^* + e^+ \quad (15)$$

Мюонные нейтрино и тау-нейтрино могут быть зарегистрированы в реакциях взаимодействия по нейтральным токам [16].

Кроме того, LVD используется для изучения мюонов космических лучей, их взаимодействия с веществом, а также для исследования фоновых процессов. Благодаря своей конструкции и расположению в подземной лаборатории на глубине около 3000 м в.э., LVD обеспечивает низкий уровень фона, что делает её идеальным инструментом для поиска редких событий.

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.2.1). Некоторые характеристики детектора представлены в таблице 2.1.

Таблица 2.1. 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 $\text{C}_n\text{H}_{2n}(\langle n \rangle = 9.6) + 1 \text{ г/л PPO} +$ 0.03 г/л POPOP $\sim 0.78 \text{ г/см}^3$
Число сцинтилляционных счетчиков	840 штук
Число PMTs (ФЭУ)	2520

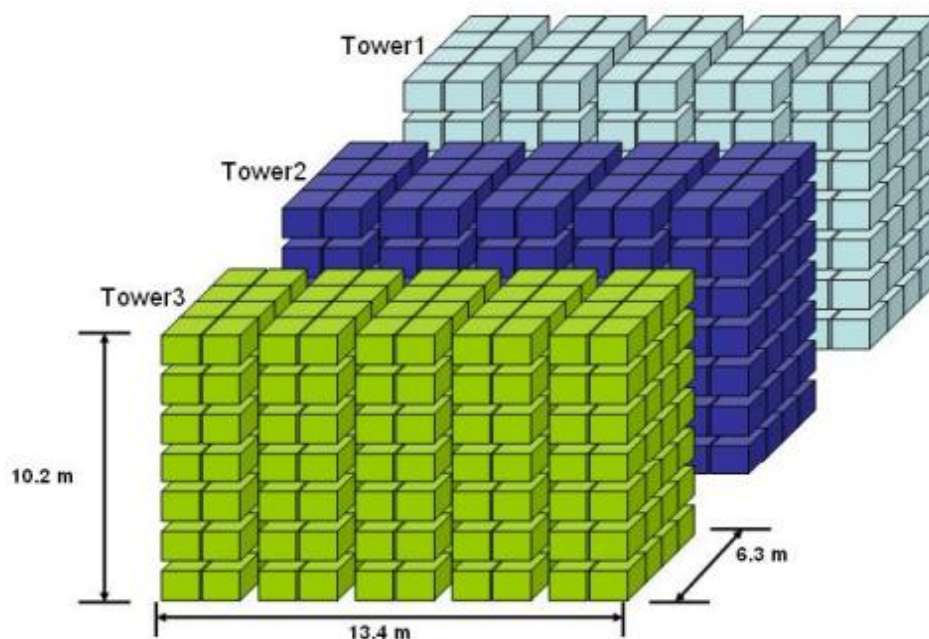


Рисунок 2.1 – Башни установки LVD

Установка имеет строгую пространственную ориентацию. Её продольная ось направлена на ЦЕРН (CERN), что обеспечивает оптимальные условия для регистрации нейтрино, генерируемых в ускорительных экспериментах (нейтрино, рождающиеся в ЦЕРН, пролетают 732 км под землей и регистрируются детекторами в Гран-Сассо).

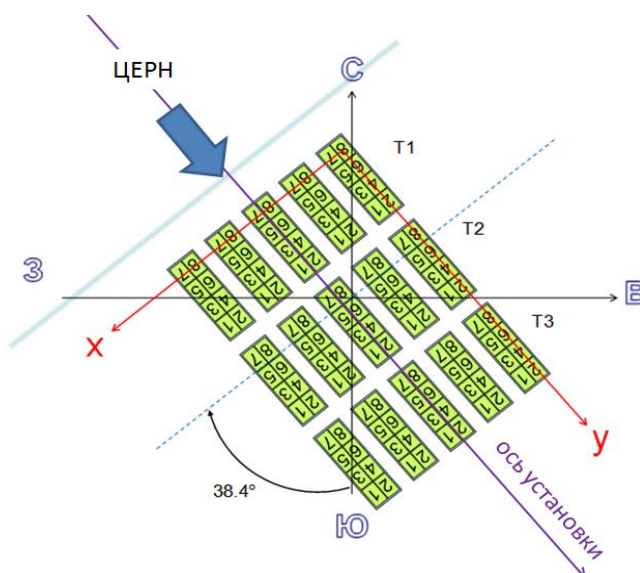


Рисунок 2.2 – Ориентация установки LVD по сторонам света

Сцинтилляционные счетчики LVD (рис. 2.2), из которых состоят башни представляют собой железные контейнеры размером $(100 \times 150 \times 100) \text{ см}^3$ и объемом 1.5 м^3 . Корпус счетчиков сделан из нержавеющей стали. Внутри находится жидкий сцинтиллятор на основе уайт-спирита, масса которого $\sim 1170 \text{ кг}$. Общая масса сцинтиллятора установки $\sim 1000 \text{ т}$. Плотность вещества сцинтиллятора $\rho = 0.78 \text{ г/см}^3$. Для регистрации вспышек света используются три фотоумножителя (ФЭУ-49Б или ФЭУ-125), установленные на верхней крышке счетчика. Каждый счетчик оснащен системой сбора данных, которая фиксирует энерговыделения в диапазоне от $0,5 \text{ МэВ}$ до нескольких сотен МэВ с временным разрешением порядка $12,5 \text{ нс}$.



Рисунок 2.3 – Внешний вид счетчика установки LVD

После 2002 года в детекторе LVD, по причине пожароопасности, была отключена трековая система, детекторы из газоразрядных трубок, прикрепленных ко дну и одной из боковых сторон портатанка. Каждый трековый детектор состоит из двух слоев камер, работающих в ограниченном стриммерном режиме, и системы считывания, так называемых считывающих стриппов. Стриппы имели размеры $2 \times 2 \text{ см}$ и позволяли реконструировать направление прихода мюонов с точностью около 0.5 градусов.

2.2 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. 2.4). Максимальная интенсивность соответствует углу прихода $\theta = 25^\circ - 31^\circ$.

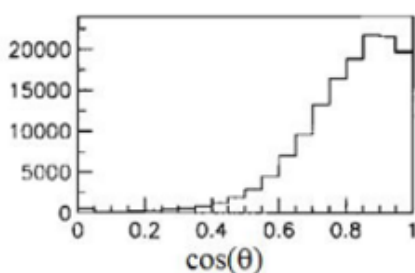


Рисунок 2.4 – Зависимость интенсивности от угла прихода мюонов

Возможны событие как с участием почти вертикальных (Рис. 2.5 (а)), так и почти горизонтальных мюонов (Рис. 2.5 (б)).

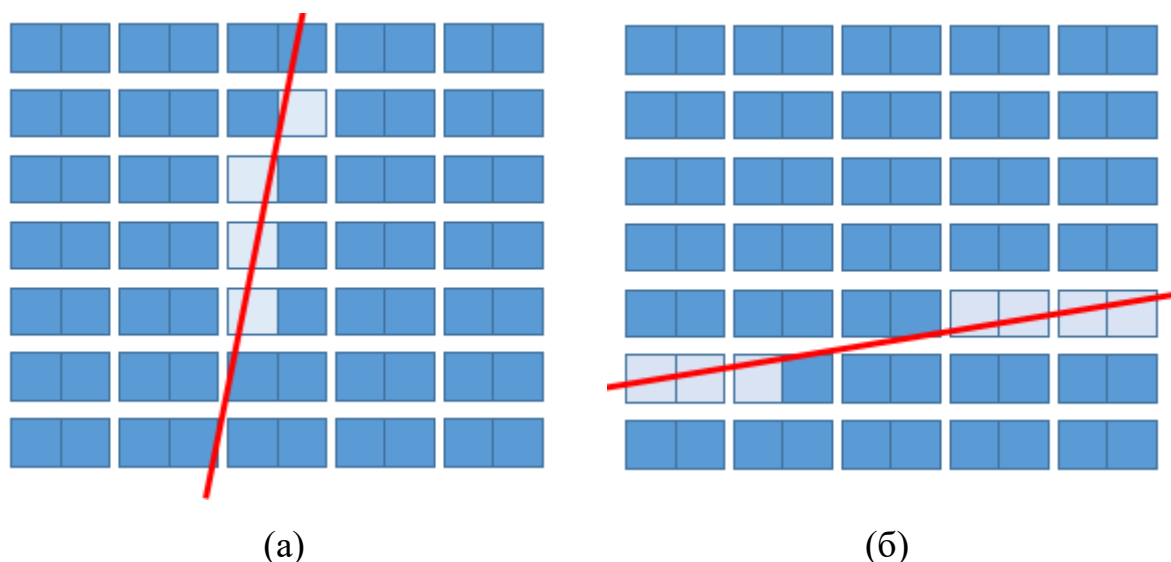


Рисунок 2.5 – Возможные варианты прохождения мюонов через установку

Почти вертикальные мюоны имеют среднюю энергию $\bar{E}_\mu \approx 280$ ГэВ, угол прихода $\bar{\theta} \approx 13^\circ$, и средние глубины, грунта, которые они проходят до регистрации в детекторе около 3.3 км в.э. Почти горизонтальные мюоны имеют иные характерные параметры: $\bar{E}_\mu \approx 340$ ГэВ, $\bar{\theta} \approx 75^\circ$. Средние глубины для таких мюонов около 5 км в.э. Так как имеется много почти вертикальных мюонов, форму спектра энергосодержаний имеет характерный пик на 180 МэВ (Рис. 2.6) при диапазоне возможных энергий (20 - 450) МэВ.

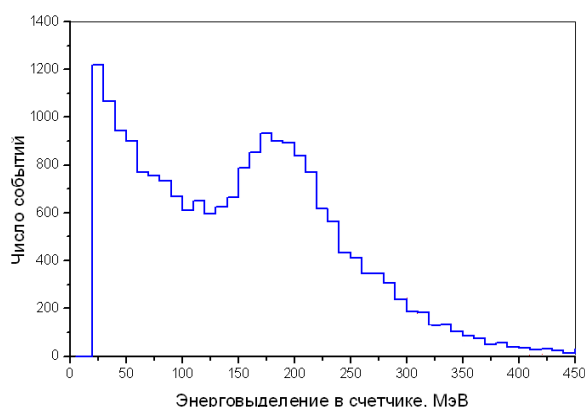


Рисунок 2.6 – Энергосодержание в счетчике при прохождении почти горизонтальных мюонов.

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

2.3 Изменение потока мюонов с глубиной

Проникающая способность мюонов пропорциональна его энергии. С глубиной поток мюонов уменьшается как показано на рисунке 2.7 – кривая «глубина-интенсивность». Эта кривая показывает вертикальный поток мюонов как функцию глубины под плоской поверхностью стандартного грунта в метрах водного эквивалента. Она связана с распространением мюонов через породу, энергетическим спектром мюонов на уровне моря, а затем со спектром первичных космических лучей [17].

На глубине больше (12 – 14) км в.э. мюоны, регистрируемые под землей, имеют другое происхождение. Это мюоны, образовавшиеся в результате взаимодействия нейтрино с ядрами грунта.

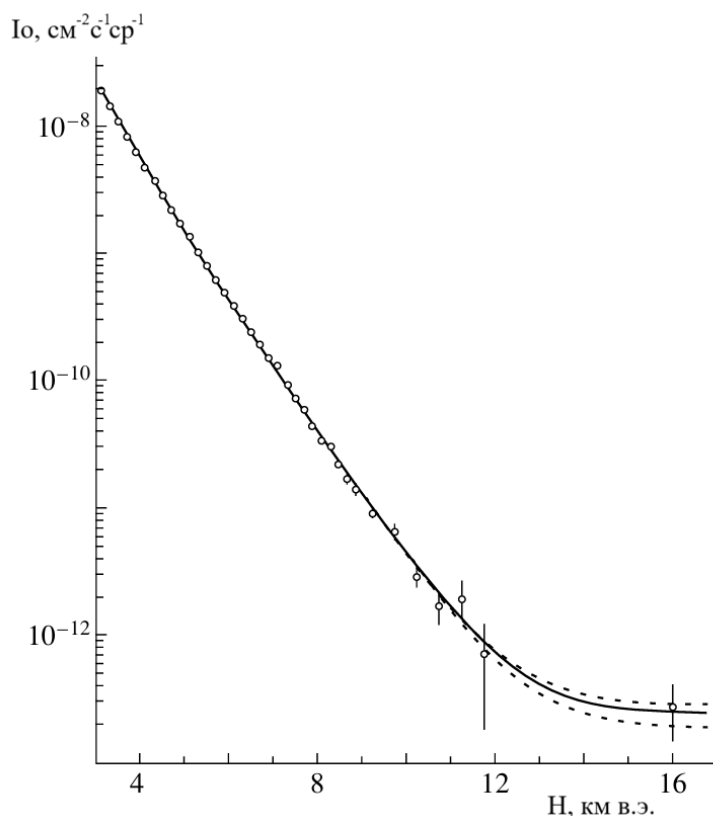


Рисунок 2.7 – Интенсивность вертикальных мюонов как функция глубины.

2.4 Вариации интенсивности полного потока мюонов

Интенсивность потока мюонов меняется в зависимости от времени года (Рис. 2.8 – 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.

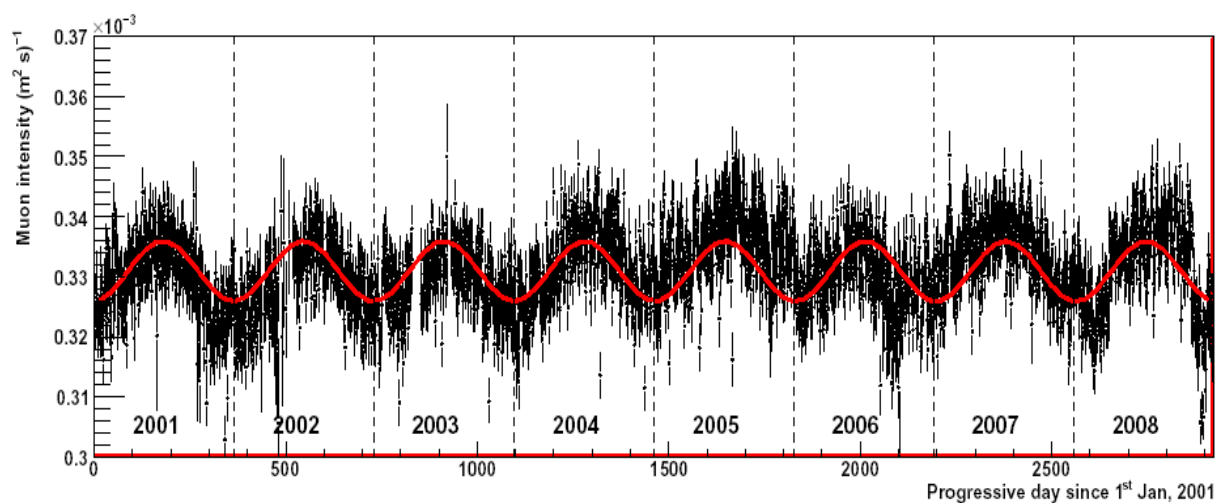


Рисунок 2.8 – Вариация интенсивности потока мюонов

3 ОБРАБОТКА И АНАЛИЗ ДАННЫХ

3.1 Анализ зарегистрированных событий в LVD

Данные по мюонным 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. 3.1). 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 горизонатали. 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. Это основной критерий отбора мюонных событий и он будет важен для определения аксептанса установки (см. параграф 4.2). 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 3.1 – Данные события в LVD

3.2 Энергетическая калибровка сцинтилляционных счетчиков LVD

Энергетическую калибровку LVD счетчиков проводят:

- а) 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 .
- б) 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. 3.2 (а) показано распределение длин траекторий мюонов в счетчике. Максимум распределения соответствует вертикальному мюону, с длиной трека 100 см. Поэтому спектр энергосвечения мюона имеет характерную форму – с максимумом (рис. 3.2 (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. 3.2 (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 энергосвечения 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. 3.2 (б). Каналу с максимумом пика ($P_m=1190$) соответствует энергия 185 МэВ.

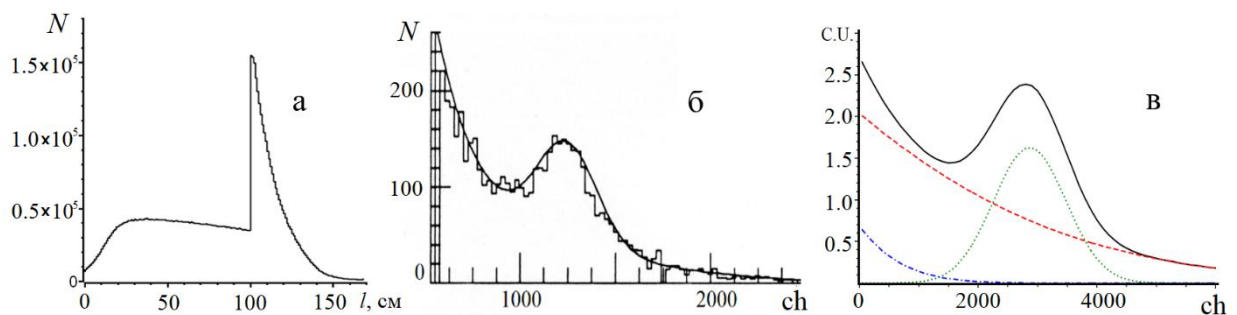


Рисунок 3.2 – а) Распределение длин траекторий мюонов в счетчике, б) энергетическое распределение «мюонных» импульсов в счетчиках LVD, в) фитирующая функция для определения номера канала мюонного пика.

3.3 Анализ реконструированных архивных мюонных событий

В период с июня 1999 по сентябрь 2002 года работала трековая система на двух башнях LVD. За этот период было реконструировано 151090 мюонных групп. Имеется информация о кратности мюонов в группе, направлению прихода группы (ϕ, θ), глубине, энерговывделению и количеству сработавших счетчиков.

Распределение реконструированных мюонов суммарному энерговывделению мюонной группы в детекторе показано на рис. 3.3. Средняя величина суммарных энергопотерь для мюонных групп составляет 2095 МэВ. Распределение по количеству сработавших счетчиков в событии показано на рис. 3.4. Распределение по кратности мюонных групп с множественностью больше равно 2 показано на рис. 3.5. Красной линией показаны мюоны с кратностью 2 и 3, которые были реконструированы как одиночные мюоны. Это узкие мюонные группы, треки которых находились друг от друга на расстоянии ближе, чем 40 см.

Угловые распределения по ϕ и $\cos \theta$ показаны на рис. 3.6. Максимуму интенсивности событий соответствует зенитный угол $\theta = 28$.

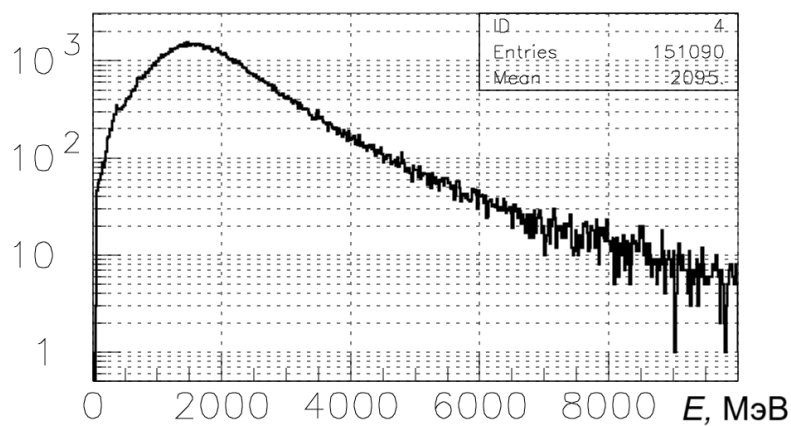


Рисунок 3.3 Распределение по суммарному энерговывделению, реконструированных мюонных групп в детекторе.

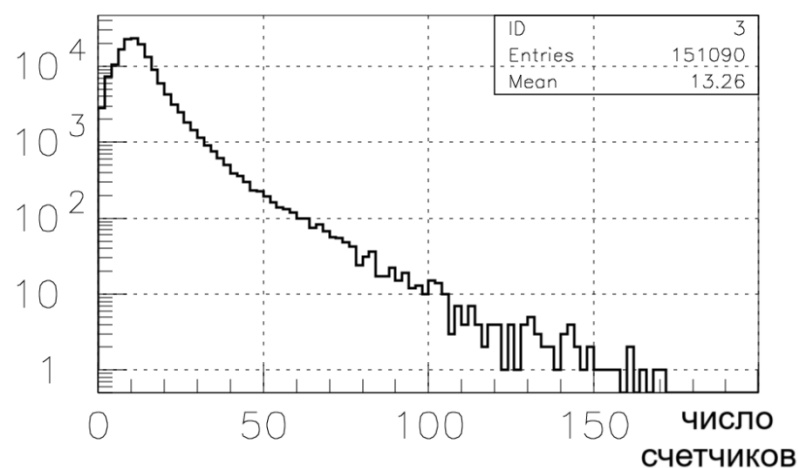


Рисунок 3.4 Распределение по числу сработавших счетчиков в событии в реконструированных мюонных группах.

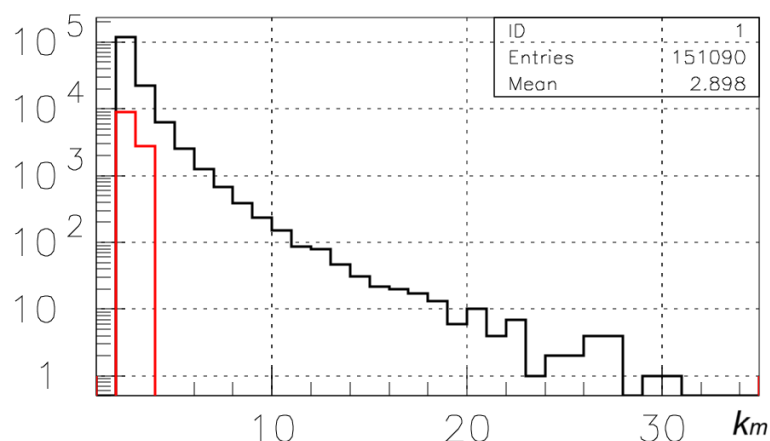


Рисунок 3.5 Распределение по кратности мюонов в событиях реконструированных мюонных групп (без одиночных мюонов).

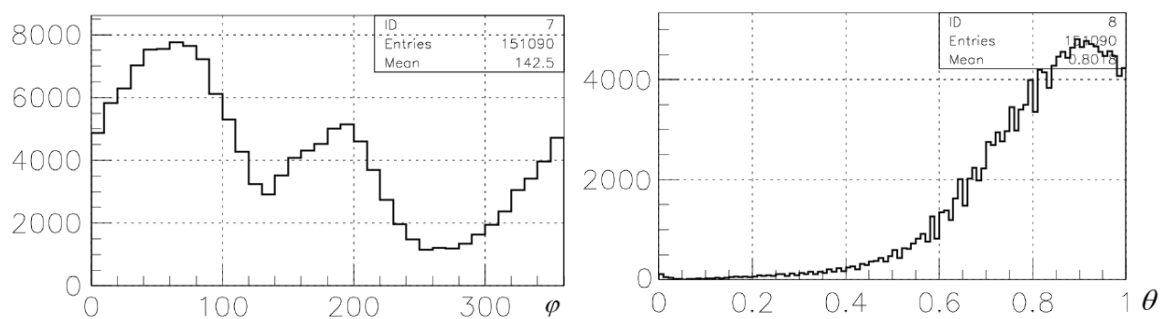


Рисунок 3.6 Распределение по азимутальному (φ) и зенитному ($\cos \theta$) углам реконструированных событий.

Распределение реконструированных событий по отношению суммарных энерговыделений на один мюонов E/k_m и отношению суммарных энерговыделений на число счетчиков в событии E/N , показано на рис. 3.7.

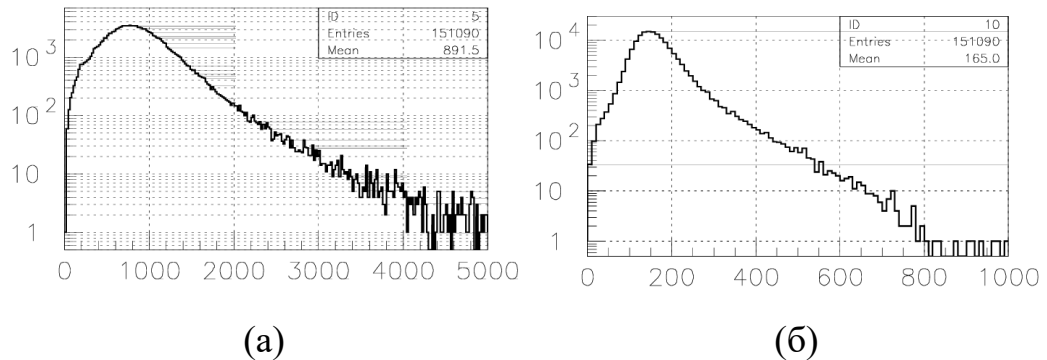


Рисунок 3.7. Распределение событий по E/k_m (а) и по E/N (б).

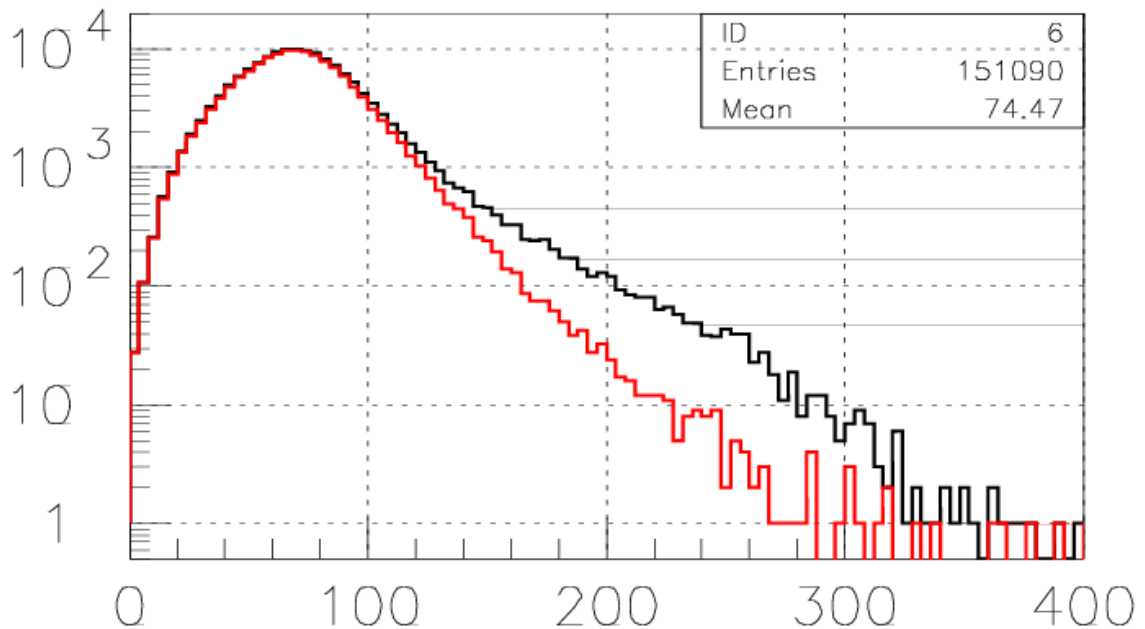


Рисунок 3.8. Распределение событий по $E/k_m/N$. Красная гистограмма без учета мюонов, реконструированных как одиночные мюоны.

Распределение, зарегистрированных групп мюонов по глубинам показано на рис. 3.9. Средняя значение глубин, которые мюоны проходят до регистрации в детекторе составляет около 3,7 км в.э. Мюоны, которые прошли больше 15 км в.э. грунта соответствуют направлению θ около 90° , а по ϕ около $0 - 20^\circ$ и $220 - 230$.

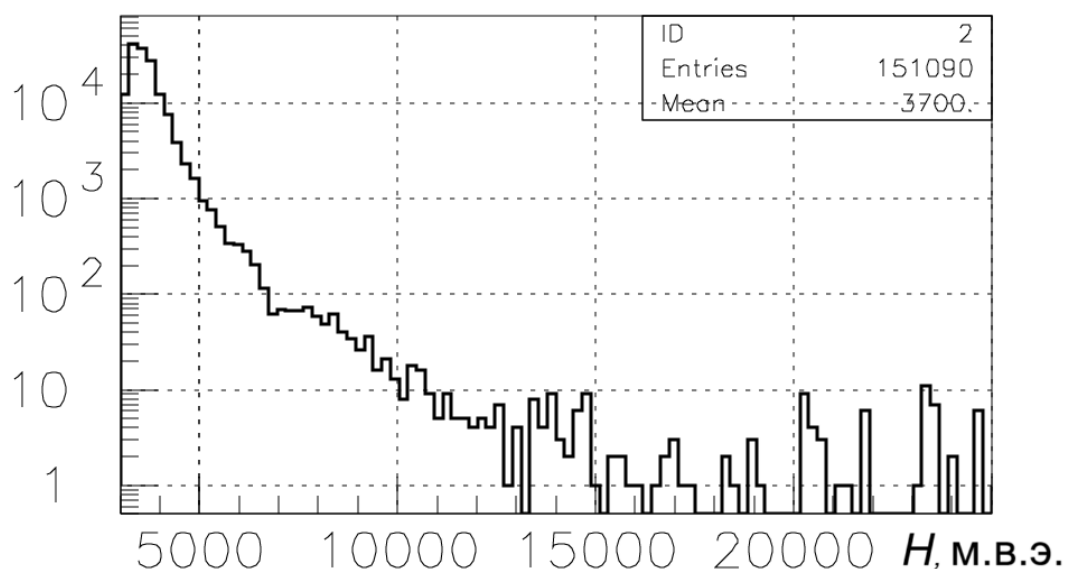


Рисунок 3.9 Распределение числа событий по глубинам.

Величины средних значений распределений множественности k_m , числа сработавших счетчиков в событии N , суммарных энергопотерь (ΣE), отношение суммарных потерь к множественности (E/k_m), отношение суммарных потерь к суммарному числу счетчиков (E/N), отношение $E/k_m/N$ для диапазона глубин $H > 3$ км, $H > 5$ км, $H > 6$ км, $H > 7$ км, $H > 8$ км представлены в табл. 1.

Из таблицы 4.1 видно, что с увеличением H , растет величина суммарных энерговыделений $\langle \Sigma E \rangle$ и среднее число сработавших счетчиков $\langle N \rangle$, а также отношение величины ($\Sigma E/k_m$).

Таблица 4.1. Средние значения распределений в зависимости от глубины.

Id=		1	3	4	5	10	6
	Соб.	$\langle k_m \rangle$	$\langle N \rangle$	$\langle \Sigma E \rangle$	$\langle E/k_m \rangle$	$\langle E/N \rangle$	$\langle E/k_m/N \rangle$
Все H	151090	2.898	13.26	2095	891.5	165.	74.47
$H > 5$ км	4481	2.829	15.67	2272	1011	159.	72.86
$H > 6$ км	1750	2.818	17.42	2336	1050	153.	70.00
$H > 7$ км	913	2.819	18.87	2357	1067	145.	66.60
$H > 8$ км	608	2.808	19.75	2352	1079	139.	63.93

Анализ архивных реконструированных мюонных событий показал, что величина суммарного энерговыведения к числу мюонов в группе ($\langle E/k_m \rangle$) растет с глубиной H .

В таблице 4.2 приведены средние значения распределений по кратности мюонов $\langle k_m \rangle$, числу сработавших счетчиков $\langle N \rangle$, суммарному энерговыведению $\langle \Sigma E \rangle$, удельных величин $\langle E/k_m \rangle$ и $\langle E/N \rangle$, глубине $\langle H \rangle$ от зенитного угла θ .

Таблица 4.2. Средние значения распределений в зависимости от угла θ .

Id=		1	3	4	5	10	2
θ	Соб.	$\langle k_m \rangle$	$\langle N \rangle$	$\langle \Sigma E \rangle$	$\langle E/k_m \rangle$	$\langle E/N \rangle$	$\langle H \rangle$
0-10	144644	2,894	13,24	2089	889,5	164,4	3702
10-20	20241	2,918	12,49	2104	888,0	176,4	3537
20-30	34253	2,903	12,54	2037	860,3	167,8	3432
30-40	39310	2,903	13,03	2033	860,5	161,7	3531
40-50	30632	2,886	13,72	2094	895,7	158,5	3756
50-60	13637	2,852	14,25	2182	947,6	160,0	4193
60-70	4369	2,850	15,59	2371	1037	161,0	4854
70-80	1535	2,862	16,66	2540	1134	172,6	5484
80-90	607	2,805	18,07	2600	1168	158,4	8968

Для будущего критерия отбора мюонных групп с большим энерговыведением и большой кратностью будем использовать величины $\langle \Sigma E \rangle$, $\langle \Sigma E/N \rangle$, и $\langle E/k_m/N \rangle$, как дополнительный критерий правильно восстановленного события.

4 НОВЫЙ АНАЛИЗ ДАННЫХ LVD

Отсутствие трековой системы в детекторе LVD не позволяет с высокой точностью восстанавливать траекторию мюонов. Однако имея хорошее временное разрешение сцинтилляционных счетчиков и большие размеры самого детектора, восстановить угол прихода можно с использованием времени срабатывания счетчиков.

Статистика мюонных событий с 2002 по 2024 год более чем в 6 раз превышает статистику реконструированных мюонов по трековой системе. Этот факт дает возможность проводить поиск редких мюонных событий в данных LVD.

Для обнаружения или не наблюдения «мюонной загадки» в данных детектора LVD было предложено два метода исследований. Первый заключался в отборе мюонных нереконструированных событий с большим энергосодержанием и большим количеством сработавших счетчиков и сравнением распределений с распределением для реконструированных событий. Второй – новый метод реконструкции направления и множественности мюонов с использованием временных задержек сцинтилляционных счетчиков в событии.

4.1 Распределение энергосодержаний и времен срабатывания счетчиков LVD

Для определения работы сцинтилляционных счетчиков LVD строились распределения энергосодержаний мюонов для всех 840 счетчиков за 1 месяц набора статистики. На рис. 4.1 показан пример распределения энергосодержаний в одном счетчике LVD. Мюонному пику в районе 185 МэВ соответствует наиболее вероятной длине трека мюона при прохождении в счетчике.

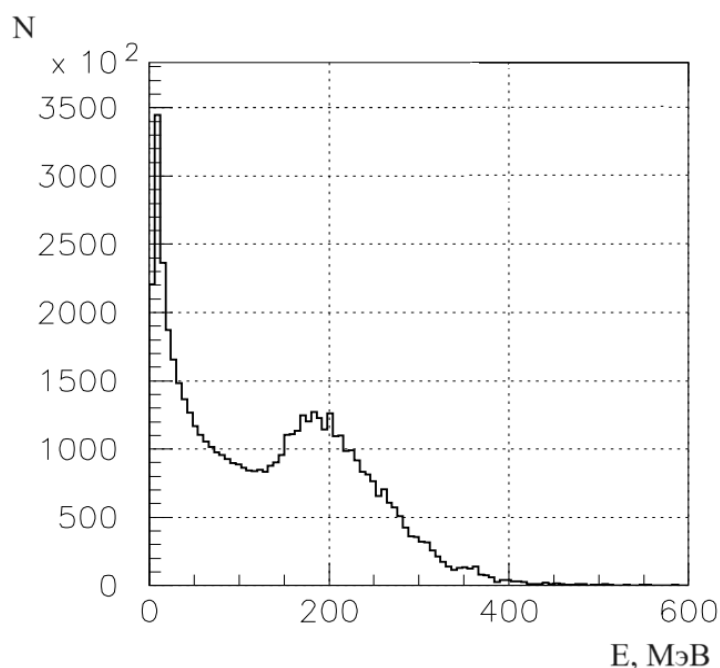


Рисунок 4.1 – Распределение энерговывделений в одном счетчике

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

На рис. 4.2 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.

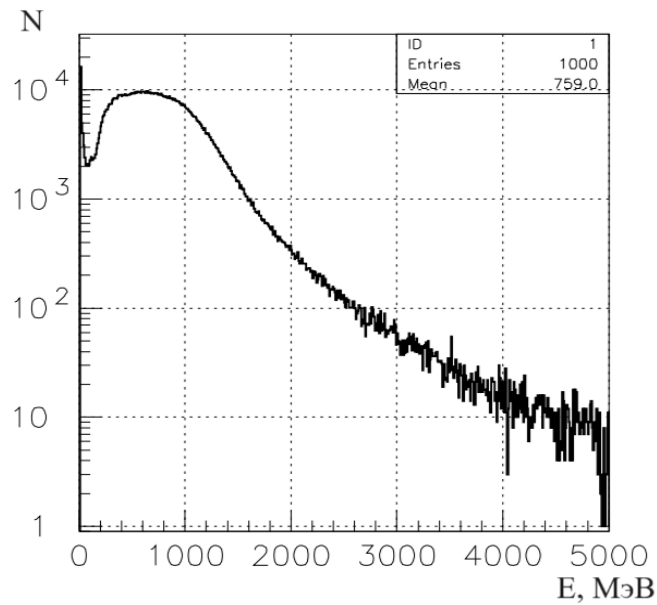


Рисунок 4.2 – Распределение суммарных энерговывделений в мюонном событии

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

На рис. 4.3 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, рождена в одном акте взаимодействия.

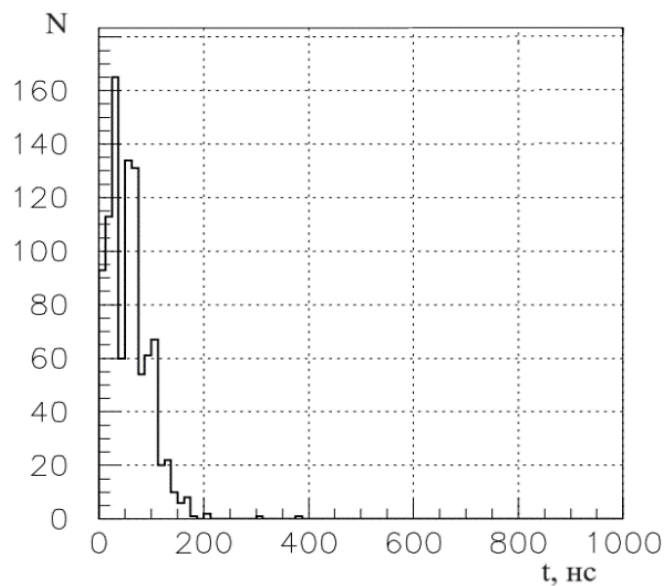


Рисунок 4.3 – Распределение времени срабатывания счетчиков в мюонном событии

4.2 Определение аксептанса детектора LVD

Аксептанс (геометрический аксептанс) – это термин, обозначающий площадь регистрации установкой каких-либо частиц с наложенными некими условиями отбора. Нередко в аксептанс также включают и величину телесного угла, поэтому может он измеряться в см^2 или в $\text{см}^2 \times \text{стерадиан}$.

В нашем случае частицы - атмосферные мюоны, регистрируемые детектором LVD. Очевидно, что не все мюоны детектор LVD может зарегистрировать. Это происходит из-за проходов между колоннами счетчиков и из-за неисправных счетчиков. Также отбор мюонов, который заключается в обязательном срабатывании как минимум двух счетчиков с энерговыделением в них больше 50 МэВ. Из-за этого, мюоны, проходящие под углом через крайние боковые счетчики, не будут зарегистрированы.

Программа определения аксептанса LVD для регистрации атмосферных мюонов вычисляет число счетчиков, пересекающих прямые треки (мюонов) под фиксированном углом.

Прямые запускались сплошным потоком в ячейках размером 1 см $\times$ 1 см. Всего было 3000 $\times$ 3000 ячеек, т.е. 30 м $\times$ 30 м.

Программа использует координаты центров 840 счетчиков и угол φ , θ .

Алгоритм основан на повороте координат счетчиков (x,y,z) в плоскость перпендикулярную выбранному углу (θ , φ) треков мюонов. В результате имеем 2-х мерную проекцию установки на плоскость (x,y) – рисунок 4.4.

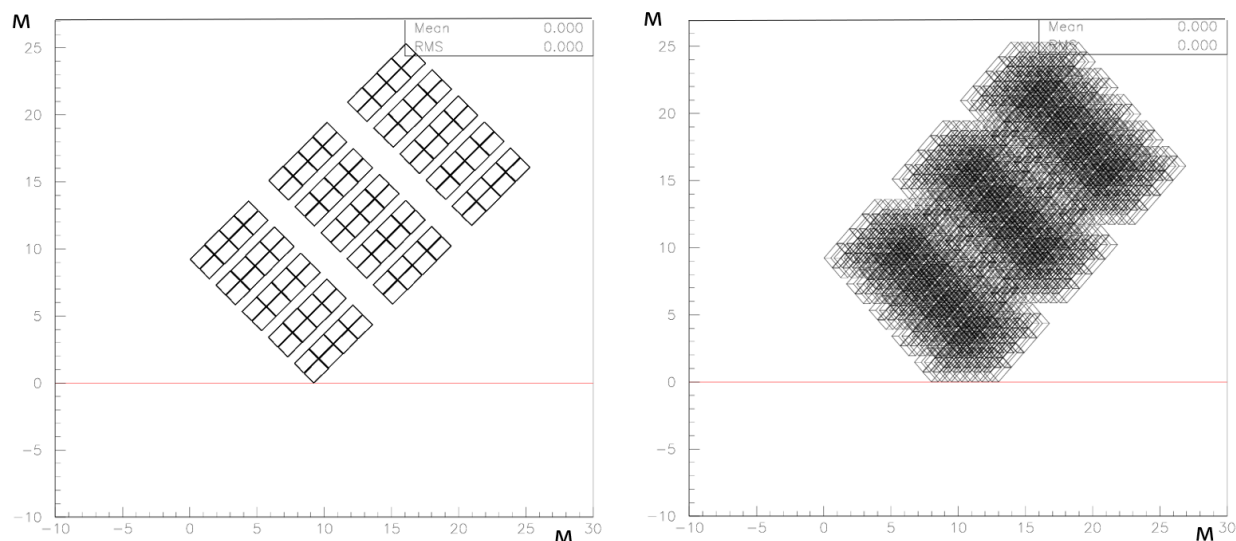


Рисунок 4.4 – Проекция счетчиков установки LVD под углом слева – $\varphi = 45^\circ$, $\theta = 0^\circ$, справа – $\varphi = 45^\circ$, $\theta = 30^\circ$.

Затем перпендикулярно к этой плоскости пускаем треки, т.е. точки (x_t, y_t) в двумерной системе координат.

Размечая ячейки $1 \text{ см} \times 1 \text{ см}$ на этой плоскости (30×30) м, определяем число пересечений треков в центрах всех ячеек со счетчиками. Согласно условию отбора мюонов, трек должен пересечь 2 счетчика.

Попал или не попал трек в счетчик находим методом определения принадлежности точки (x_t, y_t) параллелограмму с заданными координатами углов. У каждого счетчика 6 граней (параллелограммов). Очевидно, что число попаданий в плоскости параллелепипеда для трека точно равно 2. Блок-схема программы показана на рис. 4.5.

В результате суммируя ячейки, в центре которых трек пересек больше 2 счетчиков получаем площади регистрации в квадратных сантиметрах. Можно заметить, что чем меньше величина ячейки, тем точнее будет площадь (рис. 4.6).

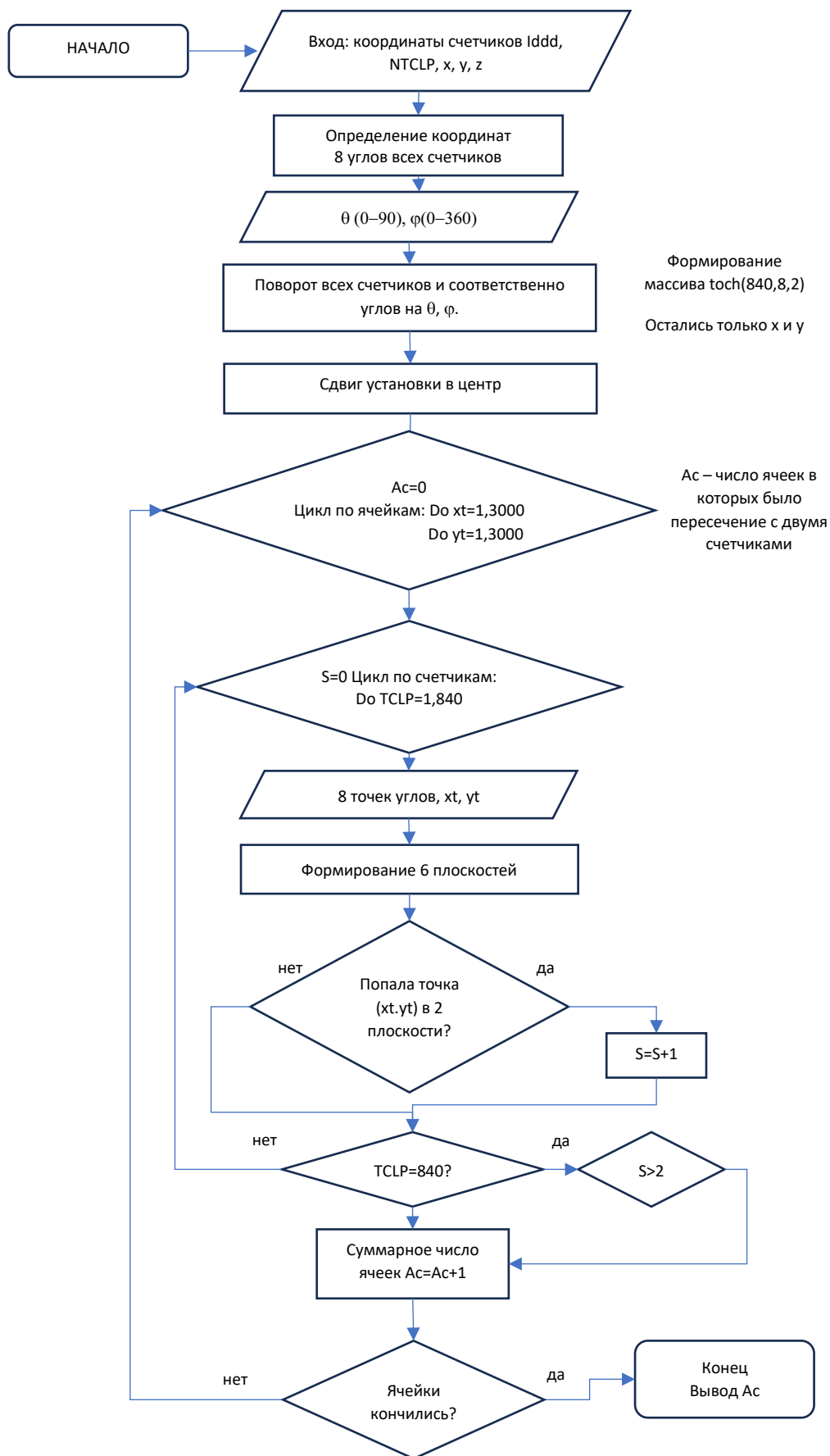


Рисунок 4.5 – Блок-схема программы вычисления аксептанса детектора.

0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	1	1	1	1	2	1	1	1	1	0	0
0	0	0	1	1	1	1	2	1	1	1	1	0	0
0	0	0	1	1	1	1	2	1	1	1	1	0	0
0	0	0	1	1	1	1	2	1	1	1	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

Рисунке 4.6. – Пример определения числа ячеек, в которых мюон попал в 2 счетчика: $S_o = 4$, с таек называемым условием отбора, $S_w=35$, без отбора.

На рисунке 4.7 показано вычисленные значения площади регистрации детектора (в см^2) для $\varphi = 0$ и разных значений θ : 0, 10, 20, 30, ..., 90. Верхняя кривая без отбора, нижняя – с условием, что мюон должен пересечь больше двух счетчиков.

На рисунке 4.8 показаны зависимости от зенитного угла θ вычисленных площадей регистрации для $\varphi = 45$ (нижние кривые) в сравнении с $\varphi = 0$ (верхние кривые).

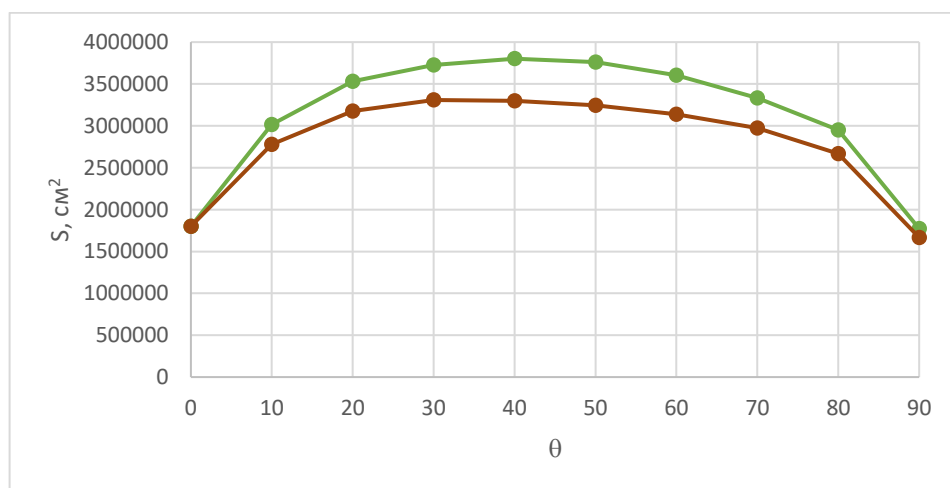


Рисунок 4.7. – Зависимость площади регистрации установки от угла θ , при фиксированном угле $\varphi = 0$. Верхняя кривая без отбора, нижняя с отбором.

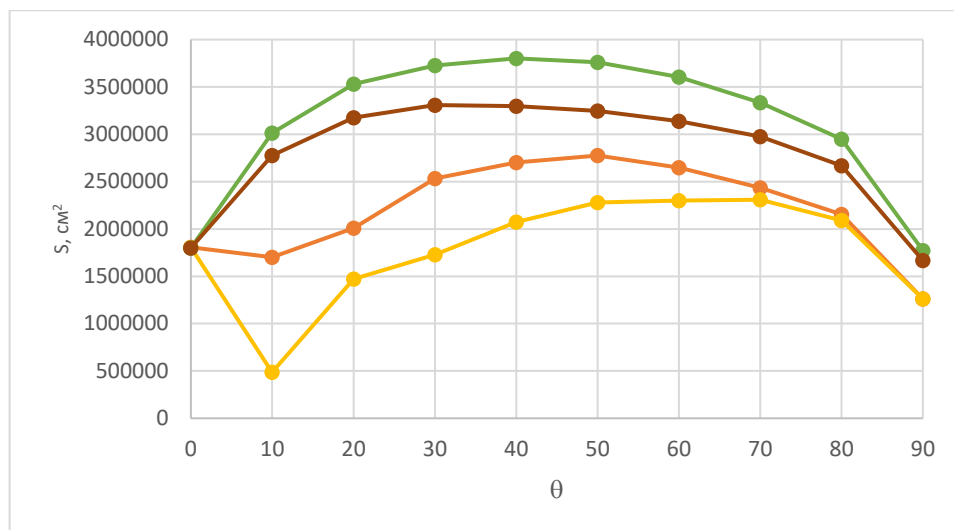


Рисунок 4.8. – Зависимости площади регистрации установки от угла θ , при фиксированном угле φ . Верхние кривые для $\varphi = 0$ (с отбором ($N>2$) и без отбора ($N>1$)), нижние кривые для $\varphi = 45$ (с отбором и без).

Однако же не в установке около 10% процентов счетчиков не работают по разным причинам. Их ремонтируют или они включены для отдельных задач эксперимента и выключены для регистрации мюонов.

Для каждого месяца набора статистики проводятся калибровки счетчиков по энергии и времени. Номера счетчиков с их калибровками записаны в специальных файлах.

Счетчики, не прошедшие калибровку, надо исключить из регистрации и вычислять аксептанс без них за каждый месяц. Пример вида установки для $\varphi = 45$, $\theta = 30$ при выброшенных 250 счетчиков из 840 показан на рис. 4.9.

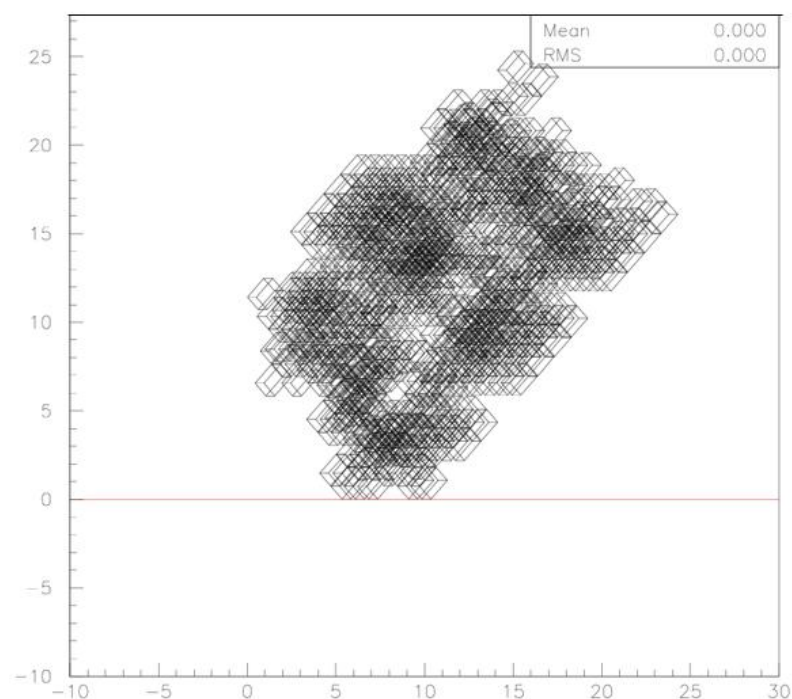


Рисунок 4.9. – Схема установки LVD с учетом неработающих счетчиков для $\varphi = 45$, $\theta = 30$.

В таблице 4.3 приведен расчет аксептанса для одной из неблагоприятной ситуации, когда 279 счетчиков не прошли калибровку. В таблице приведены данные площади детектора $S_{\text{tot}}^{N>1}$ и $S_{\text{tot}}^{N>2}$ в зависимости от угла θ для трех углов $\varphi = 0, 45$ и 75 .

Табл. 4.3 Результаты расчета аксептанса для $\varphi=0, 45, 75$ и $\theta=0,10,20,30,40,50,60,70,80,90$ с учетом отобранных счетчиков

θ	$\varphi = 0$		$\varphi = 45$		$\varphi = 75$	
	S_{tot}	S с отбором ($N>2$), см^2	S_{tot}	S с отбором ($N>2$), см^2	S_{tot}	S с отбором ($N>2$), см^2
0	1744201	1623801	1740004	1619876	1740100	1620095
10	1244872	215337	2662823	2277520	2435256	2061869
20	1643281	931640	3018811	2544832	2832921	2378680
30	2061627	1224566	3157764	2639270	2907778	2483302

40	2303551	1533247	3190546	2637428	2851722	2394005
50	2378140	1761947	3142314	2591131	2719405	2237106
60	2312807	1820108	3019881	2496866	2517530	2104010
70	2199910	1888479	2805298	2384019	2260770	1919621
80	1950777	1814518	2495378	2164329	1951717	1709904
90	1215700	1170500	1577109	1467828	1190702	1117848

Распределение величины аксептанса от угла θ , при фиксированных $\varphi=0$, 45 и 75 в сравнении с аксептансом, когда часть счетчиков не работают показано на рис. 4.10.

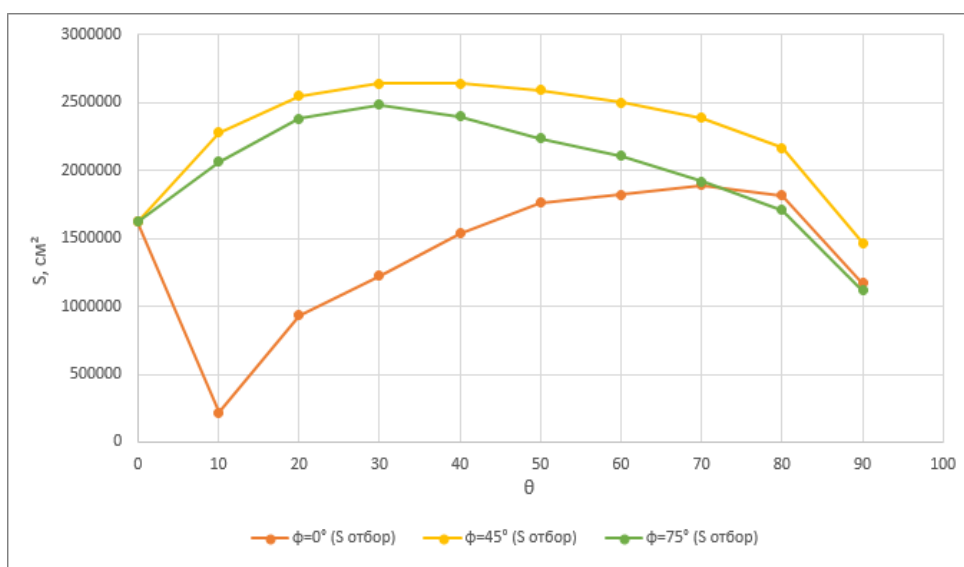


Рис. 4.10 – Зависимости площади регистрации установки от угла θ , при фиксированных углах φ .

4.3 Новая программа реконструкции мюонных событий

В основе алгоритма реконструкции угла прихода и множественности мюонной группы лежит информация о координатах и 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 xuztank.dat с координатами центров всех счетчиков.

2) Берем центры угловых счетчиков LVD – 8 счетчиков (прямой прямоугольный параллелепипед). Вычисляем трехмерную полудиagonalь $3M + \frac{\text{Diag}}{2} = R_0$ (м) (плюс 3 м).

3) Переходим к новой (Dec2) декартовой системе координат с центром посередине между восемью угловых счетчиков 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 счетчика участок прохождения сигнала от вспышки в счетчике 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 счетчика. Ошибка разная для разных счетчиков, также, как и задержка сигнала разная для разных счетчиков. Средняя ошибка $s(t_i) \approx 10$ нс, а вариации задержек $\sim (-50 \text{ нс}, +50 \text{ нс})$, от t_{iDec} средней.

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

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

где $E_{min} = 50$ МэВ, $E_{max} = 700$ МэВ - величины, используемые в программе локально-временной калибровки,

t_i – откорректированное локальное время прихода импульса счетчика (нс).

t_{iTDC} – время TDC, взятое из файла сырых данных (нс),

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

$b_i \cdot e^{-\left(\frac{E_{max}-E_{min}}{a_i}\right)}$ – корректирующее слагаемое, приводящее к тому, что при $E_{max} = E_i$ коррекция по амплитуде – нулевая (нс),
 $-t_{iDel}$ – задержка электронного канала счетчика (нс).

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

10) Итак, 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 счетчиках
- 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):

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

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

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

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

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 счетчика i до плоскости α_1 равно:

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

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

$$t_{i\alpha_1} = t_i + t_{d_i} \quad (\text{нс})$$

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 $f(\vec{v}) = f(\theta, \varphi)$.

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

На входе имеем ошибки $s(t_i)$ (ошибки электронных каналов счетчика), 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 15 км в.э.
2. Для решения «мюонной загадки» исследовались характеристики множественных мюонных событий такие как величина суммарных энергетических потерь и их удельная величина на 1 счетчик в зависимости от угла и глубины грунта прошедшего мюоном до регистрации в детекторе.
3. Разработан алгоритм вычисления аксептанса с учетом отбора LVD событий и отбора откалиброванных счетчиков по энергии и временным задержкам. Приведены величины площади регистрации детектора для углов $\theta=0, 10, 20, \dots 90$. и $\varphi=0, 45, 75$.
4. Разработан алгоритм реконструкции мюонных событий (направление угла прихода мюонов) в LVD без трековой 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. Агафонова Н.Ю., Бояркин В.В., Далькин В.Л., Добрынина Е.А., Еникеев Р.И., Зацепин Г.Т., Мальгин А.С., Ряжская О.Г., Рясный В.Г., Шакирьянова И.Р., Якушев В.Ф. (Коллаборация LVD). Поиск различных типов нейтрино от коллапсирующих звезд с помощью детектора LVD // Труды 31-й Всероссийской конференции по космическим лучам. — Москва: МГУ, 2010.
17. Study of single muons with the Large Volume Detector at Gran Sasso Laboratory / M. Aglietta [и др.] // Phys.Atom.Nucl. — 2003. — № 66. — С. 123—129.